Письма в ЖЭТФ, том 93, вып. 4, с. 221 – 227 © 2011 г. 25 февраля

Тепловой вентиль из сверхпроводящих гетероструктур с различными типами спаривания

А. В. Бурмистрова, И. А. Девятов[1], *М. Ю. Куприянов, Т. Ю. Карминская*

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

Поступила в редакцию 18 января 2011 г.

Теоретически рассмотрен электронный транспорт тепла через границу двухзонного сверхпроводника с межзонным и внутризонным типами спаривания с нормальным металлом и ферромагнетиком, образованным из доменов с различными направлениями намагниченности. Рассмотрена возможность управления потоком тепла путем изменения направления намагниченности одного из ферромагнитых доменов. Рассмотрены микрорефрижераторные приложения таких структур.

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 или необычными симметриями параметра порядка, или 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, то есть возможность синглетного спаривания электронов, принадлежащих различным зонам многозонного металла. Необходимо отметить, что появление в гамильтониане членов, ответственных за межзонное спаривание, следует из вида симметрии кристаллической решетки пниктидов [3]. Межзонное спаривание возникает в ферропниктидах в силу сильной гибридизации d_{xz}, d_{yz} орбиталей железа, соответствующей общепризнанной так называемой "минимальной двухзонной модели" [5]. В традиционной модели двухзонной сверхпроводимости [4] этой гибридизацией можно пренебрегать. Также можно показать [3], что $s_{\pm}$-модель [2] является частным случаем более общей модели, учитывающей как межзонное, так и внутризонное спаривание [3].

С прикладной точки зрения, интерес представляет относительно высокое значение критической температуры T_c ферропниктидов, достигающее 50 K, а также, скорее всего, изотропия их параметра порядка. В отличие от высокотемпературных сверхпроводящих купратов, болометрическим и микрорефрижераторным применениям которых препятствует анизотропия их параметра порядка [6], теоретический анализ работы [7] показал, что экзотические виды симметрий параметров порядка в ферропниктидах наряду с межзонным рассеянием на границе ферропниктида с нормальным металлом не препятствуют этим приложениям. В данной работе мы теоретически рассмотрим электронный транспорт тепла через границу ферропниктида, описываемого "минимальной моделью" [3] межзонного спаривания, соответствующей только межзонному спариванию между двумя зонами ферропниктида, с ферромагнетиком. С этой целью мы исследуем процесс теплового транспорта в структуре, изображенной на рис.1. Она

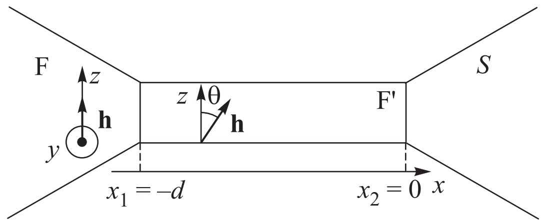

Рис.1. Схематическое изображение рассматриваемой F–F′–S-структуры. F,F′ – ферромагнетики с различным направлением намагниченности, θ – угол разориентации, S – сверхпроводник

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

[1] e-mail: igor-devyatov@yandex.ru

сверхпроводящем состоянии. Ферромагнитная нить в свою очередь граничит с массивным ферромагнитным (F) электродом. Оба ферромагнетика являются монодоменными 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 намагниченности и осью z равен 0, а в области F′ этот угол (угол разориентации) равен θ. При расчетах мы ограничимся случаем прозрачной F–F′-границы и будем считать, что напряжение U, приложенное к структуре, падает на F′-S-границе. Также мы будем считать длину нити меньше упругой длины рассеяния в F′ электроде.

Гамильтониан такой системы имеет следующий вид:

$$H = \sum_j \int d^3r \left\{ H_{0,j}(\mathbf{r}) + H_{\Delta,j}(\mathbf{r}) + H_{h,j}(\mathbf{r}) \right\},$$
$$H_{0,j}(\mathbf{r}) = \sum_\alpha \psi^+_{\alpha,j}(\mathbf{r}) \hat{\varepsilon}_j \psi_{\alpha,j}(\mathbf{r}),$$
$$H_{\Delta,j}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\Delta(\mathbf{r}) \sum_{\alpha,\beta} (i\sigma_y)_{\alpha,\beta} \psi^+_{\alpha,j}(\mathbf{r}) \psi^+_{\beta,3-j}(\mathbf{r}) + \text{h.c.},$$
$$H_{h,j}(\mathbf{r}) = \sum_{\alpha,\beta} (\mathbf{h}\cdot\sigma)_{\alpha,\beta} \psi^+_{\alpha,j}(\mathbf{r}) \psi_{\beta,j}(\mathbf{r}) + \text{h.c.}, \qquad (1)$$

где индекс $j = 1,2$ нумерует зоны ферропниктида, $\alpha(\beta) =\uparrow,\downarrow$ – 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-й зоне и имеющего проекцию спина α, $\hat{\varepsilon}_j = (-\nabla^2/2m_j - E_F - V(\mathbf{r}))$ – одночастичный оператор энергии квазичастицы j-й зоны, E_F – энергия Ферми, m_j – эффективная масса квазичастицы в j-й зоне, $V(\mathbf{r})$ – не зависящий от спина потенциал, $\Delta(\mathbf{r})$ – параметр порядка, h.c. обозначает эрмитово сопряжение. Первое слагаемое в фигурных скобках в (1), $H_{0,j}(\mathbf{r})$, описывает одночастичный гамильтониан j-й 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 [8]. 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 работах [9, 7], межзонное рассеяние на границе двухзонного сверхпроводника с металлом не меняет радикальном образом электронные транспортные свойства такой границы.

Диагонализация гамильтониана (1) производится с помощью предложенного нами обобщения канонического преобразования Боголюбова [10] для случая двухзонного сверхпроводника с межзонным типом спаривания, находящегося в контакте с ферромагнетиком. Для этого нужно перейти от базиса, используемого в (1), $B_{\text{old}} = \{\psi_{2,\uparrow}(\mathbf{r}), \psi_{2,\downarrow}(\mathbf{r}), \psi^+_{1,\uparrow}(\mathbf{r}), \psi^+_{1,\downarrow}(\mathbf{r})\}$, к новому базису $B_{\text{new}} = \{c_\uparrow, c_\downarrow, d^+_\uparrow, d^+_\downarrow\}$, где c, d – фермиевские операторы нового базиса:

$$B_{\text{old}} = \hat{U} B_{\text{new}}, \ \hat{U} = \begin{pmatrix} u^\uparrow & u^\downarrow & -v^{\uparrow *} & -v^{\downarrow *} \\ u^\downarrow & u^\uparrow & v^{\downarrow *} & v^{\uparrow *} \\ -v^\uparrow & -v^\downarrow & u^{\uparrow *} & u^{\downarrow *} \\ v^\downarrow & v^\uparrow & u^{\downarrow *} & u^{\uparrow *} \end{pmatrix}. \qquad (2)$$

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:

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

$$\int d^3r \left\{ u^{\uparrow *} u^\downarrow + u^{\downarrow *} u^\uparrow + v^{\uparrow *} v^\downarrow + v^{\downarrow *} v^\uparrow \right\} = 0, \qquad (4)$$

$$\int d^3r \left\{ u^\uparrow v^\uparrow - v^\downarrow u^\downarrow \right\} = 0. \qquad (5)$$

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:

$$\begin{aligned} (\hat{\varepsilon}_1 - h_z)u^\uparrow + ih_y u^\downarrow + \Delta v^\downarrow &= Eu^\uparrow, \\ (\hat{\varepsilon}_1 + h_z)u^\downarrow - ih_y u^\uparrow + \Delta v^\uparrow &= Eu^\downarrow, \\ -(\hat{\varepsilon}_2 - h_z)v^\uparrow - ih_y v^\downarrow + \Delta u^\downarrow &= Ev^\uparrow, \\ -(\hat{\varepsilon}_2 + h_z)v^\downarrow + ih_y v^\uparrow + \Delta u^\uparrow &= Ev^\downarrow; \end{aligned} \qquad (6)$$

$$\begin{aligned} (\hat{\varepsilon}_2 - h_z)u^\uparrow + ih_y u^\downarrow + \Delta v^\downarrow &= Eu^\uparrow, \\ (\hat{\varepsilon}_2 + h_z)u^\downarrow - ih_y u^\uparrow + \Delta v^\uparrow &= Eu^\downarrow, \\ -(\hat{\varepsilon}_1 - h_z)v^\uparrow - ih_y v^\downarrow + \Delta u^\downarrow &= Ev^\uparrow, \\ -(\hat{\varepsilon}_1 + h_z)v^\downarrow + ih_y v^\uparrow + \Delta u^\uparrow &= Ev^\downarrow. \end{aligned} \qquad (7)$$

Системе (6) соответствуют волновые функции в сверхпроводнике, связывающие электрон-подобное возбуждение из зоны 1 с дырочно-подобным возбуждением из зоны 2, а системе (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.1 структуры необходимо рассчитать ее волновые функции. Для нее справедливы следующие аппроксимации для обменного поля и для параметра порядка сверхпроводника:

$$\begin{aligned}\mathbf{h}(\mathbf{r}) &= \mathbf{h}(\mathbf{r})\Theta(-x),\\ \Delta(\mathbf{r}) &= \Delta(x) = \Delta\Theta(x),\end{aligned} \tag{8}$$

где $\Theta(x)$ – ступенчатая функция Хэвисайда.

Когерентная волновая функция рассматриваемой структуры находится путем сшивки на F–F$'$-границе с координатой $x_1 = -d$ (см. рис.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 [11]:

$$\begin{gathered}\Psi|_{x_i+0} = \Psi|_{x_i-0},\\ \left.\frac{d\psi}{dx}\right|_{x_i+0} - \left.\frac{d\psi}{dx}\right|_{x_i-0} = 2W_i\hat{M}\psi(0),\end{gathered} \tag{9}$$

где матрица $\hat{M}$ является диагональной 4×4 матрицей с элементами на главной диагонали $m_{ii} = m_e$, а m_e – масса свободного электрона [11 – 13].

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:

$$\begin{aligned}\Psi_F^{\uparrow} = (1,0,0,0)^T e^{iq_1^{\uparrow}x} + b_1^{\uparrow}(1,0,0,0)^T e^{-iq_1^{\uparrow}x} +\\ +b_1^{\downarrow}(0,1,0,0)^T e^{-iq_1^{\downarrow}x} + a_1^{\downarrow}(0,0,0,1)^T e^{iq_2^{\downarrow}x} +\\ +a_1^{\uparrow}(0,0,1,0)^T e^{iq_2^{\uparrow}x}.\end{aligned} \tag{10}$$

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

$$\begin{aligned}\Psi_{F'} = g_1(u_F^{\uparrow}, u_F^{\downarrow}, 0, 0)^T e^{iq_1^{\uparrow}x} + g_2(u_F^{\downarrow}, u_F^{\uparrow}, 0, 0)^T e^{iq_1^{\downarrow}x} +\\ +g_3(u_F^{\uparrow}, u_F^{\downarrow}, 0, 0)^T e^{-iq_1^{\uparrow}x} + g_4(u_F^{\downarrow}, u_F^{\uparrow}, 0, 0)^T e^{-iq_1^{\downarrow}x} +\\ +g_5(0,0,v_F^{\uparrow}, v_F^{\downarrow})^T e^{iq_2^{\uparrow}x} + g_6(0,0,v_F^{\downarrow}, v_F^{\uparrow})^T e^{iq_2^{\downarrow}x} +\\ +g_7(0,0,v_F^{\uparrow}, v_F^{\downarrow})^T e^{-iq_2^{\uparrow}x} + g_8(0,0,v_F^{\downarrow}, v_F^{\uparrow})^T e^{-iq_2^{\downarrow}x},\end{aligned} \tag{11}$$

в сверхпроводящей области S для волновой функции Ψ_S имеем [11]:

$$\begin{aligned}\Psi_S = c_1^{\uparrow}(1,0,0,a_1^{+})^T e^{ik_1^{+}x} + d_1^{\uparrow}(1,0,0,a_1^{-})^T e^{-ik_1^{-}x} +\\ +c_1^{\downarrow}(0,1,a_1^{+},0)^T e^{ik_1^{+}x} + d_1^{\downarrow}(0,1,a_1^{-},0)^T e^{ik_1^{-}x}.\end{aligned} \tag{12}$$

Волновая функция, записанная в форме (10)–(12), удовлетворяет соотношениям (3)–(5). Наличие в волновой функции в области F ферромагнетика (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 (10), (11) волновые векторы 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$'$ $u_F^{\alpha}, v_F^{\alpha}$ 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 (12), описывающей волновую функцию Ψ_S в сверхпроводящей области, волновые векторы $k_1^{\pm}$ ($k_1^{+} > k_1^{-} > 0$) 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 (6), (8). Входящие в формулу (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 (10)–(12) находятся путем сшивки этих волновых функций на границах с координатами $x_i = -d, 0$ с помощью граничных условий (9).

Выражение для потока тепла J для одной поперечной моды F–F′–S микросужения имеет следующий вид:

$$J = \frac{1}{2\pi}\int(\varepsilon - eV)\sum_{i,\alpha}\{f_{i,\alpha}^{\rightarrow}(E) - f_{i,\alpha}^{\leftarrow}(E)\}dE, \quad (13)$$

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 (13) мы учитываем только те значения энергии, которые соответствуют отличным от нуля плотностям состояний квазичастичных возбуждений F и S-резервуаров. В формуле (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 (13) выражается через потоки вероятности нормального отражения $B_i^{\alpha}(E)$ электрона из различных спиновых подзон α, β i-й 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-й зоны ферромагнетика F, а также андреевского отражения A_i^{α} “дырки” из $(3 - i)$-й зоны и различных спиновых подзон α, β электроном в спиновую подзону α i-й зоны ферромагнетика F. Вероятности процессов A_i^{α}, $B_i^{\alpha}(E)$, $C_i^{\alpha}(E)$ и $D_i^{\alpha}(E)$ представимы в виде

$$A_i^{\alpha} = |a_i^{\alpha}|^2\frac{q_{3-i}^{\alpha}m_i}{q_i^{\alpha}m_{3-i}} + |a_i^{\beta}|^2\frac{q_{3-i}^{\beta}m_i}{q_i^{\alpha}m_{3-i}},$$

$$B_i^{\alpha} = |b_i^{\alpha}|^2 + |b_i^{\beta}|^2\frac{q_i^{\beta}}{q_i^{\alpha}},$$

$$C_i^{\alpha} = (|c_i^{\alpha}|^2 + |c_i^{\beta}|^2)\left(1 - |a_i^{+}|^2\frac{m_i}{m_{3-i}}\right)\frac{k_i^{+}}{q_i^{\alpha}},$$

$$D_i^{\alpha} = (|d_i^{\alpha}|^2 + |d_i^{\beta}|^2)\left(1 - |a_i^{-}|^2\frac{m_i}{m_{3-i}}\right)\frac{k_i^{-}}{q_i^{\alpha}}, \quad (14)$$

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

$$A_i^{\alpha}(E) + B_i^{\alpha}(E) + C_i^{\alpha}(E) + D_i^{\alpha}(E) = 1. \quad (15)$$

На рис.2 представлена величина теплового потока J через рассматриваемую структуру, рассчитанного по формулам (13), (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 $k_F = \sqrt{2m_eE_F}$, температуру $T = 0.38\Delta$,

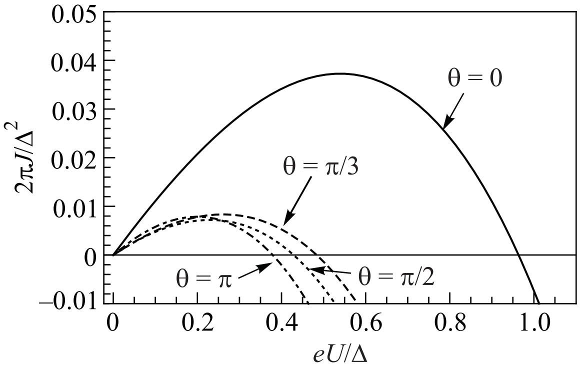

Рис.2. Зависимость теплового потока J через F–F′–S-структуру со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания от напряжения U на переходе, для различных значений угла разориентации θ. Прозрачность S–F′-границы равна 0.5, толщина F′-слоя l такая, что $lk_F = 30$, температура $T = 0.38\Delta$, $h_0 = 1.05E_F$

что близко к оптимальному значению. При численных расчетах для данного и последующих рисунков мы брали следующее значение для величины обменного поля: $h_0 = 1.05E_F$. Из рис.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.3 нами

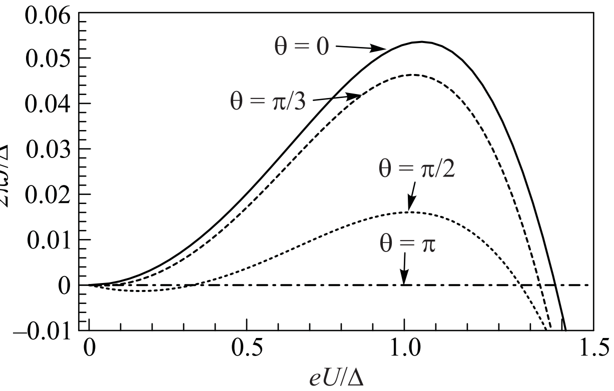

Рис.3. Зависимость теплового потока J через F–F′–S-структуру со сверхпроводником S БКШ-типа от напряжения U на переходе, численно рассчитанная для различных значений угла разориентации θ. Прозрачность S–F′-границы равна 0.99, толщина F′-слоя l такая, что $lk_F = 40$, температура $T = 0.38\Delta_{BCS}$, $h_0 = 1.05E_F$

представлены результаты численных расчетов теплового потока J, проведенных 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.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 [14]. В чистых структурах с неоднородной намагниченностью эффект уменьшения эффективной обменной энергии F–F′-слоя при увеличении угла разориентации был рассмотрен в работе [15] при изучении эффекта Джозефсона в S–F–F′-S-структуре. Однако в S–F–F′-S-структуре этот эффект ведет к увеличению критического тока [15]. Необходимо отметить, что тепловой поток в F–F′–S-структуре со сверхпроводником БКШ-типа (рис.3) достигает максимума вблизи значения напряжения $U = \Delta/e$ [14], в то время как в структурах с межзонным типом спаривания максимальное значение теплового потока достигается при существенно меньших значениях напряжения (рис.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 [11].

На рис.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 (13), (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 следует, что с увеличением угла разориентации θ приблизительно до $\pi/2$ величина максимального теплового потока существенно уменьшается. Дальнейшее увеличение θ не меняет существенным образом вида зависимости $J(D)$. При увеличении θ меняется вид зависимости

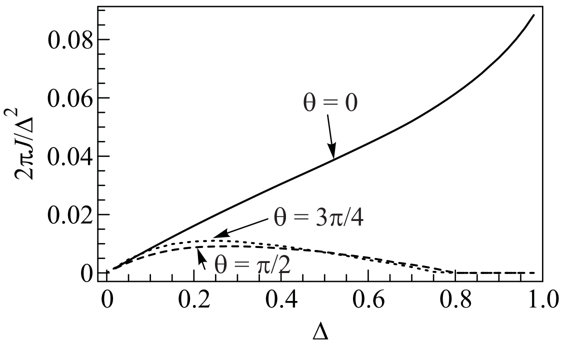

Рис.4. Зависимость максимального теплового потока через F–F′–S-структуру со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания от прозрачности D S–F′-границы, для различных значений угла разориентации θ. Толщина F′-слоя l такая, что $lk_F = 30$, температура $T = 0.38\Delta$, $h_0 = 1.05E_F$

$J(D)$: 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 [16]. 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 [16] со сверхпроводником БКШ-типа.

Для сравнения на рис.5 представлены результаты численных расчетов максимального по напряжению

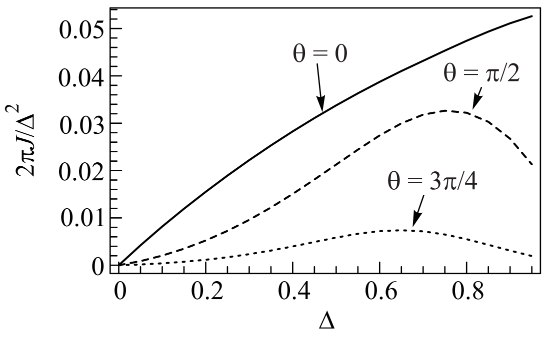

Рис.5. Зависимость максимального теплового потока через F–F′–S-структуру со сверхпроводником S БКШ типа от прозрачности D S–F′-границы, численно рассчитанная для различных значений угла разориентации θ. Толщина F′-слоя l такая, что $lk_F = 40$, температура $T = 0.38\Delta_{BCS}$, $h_0 = 1.05E_F$

теплового потока J F–F′–S-структуры со сверхпроводником 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 зависимостей $J(D)$ F–F′–S-структуры со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания. Из сравнения рис.4 с рис.5 следует, что изменение типа спаривания в сверхпроводнике F–F′–S-структуры не меняет качественным образом вида зависимости $J(D)$ при различных значениях угла разориентации θ.

На рис.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 со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания (сплошная линия) и со сверхпроводником S БКШ-типа (штриховая). Из сравнения представленных на рис.6 зависимостей следует, что тепловой поток в F–F′–S-структуре со 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 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 дальнодействующих триплетных корреляций [17]. 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 штриховой линией на рис.6.

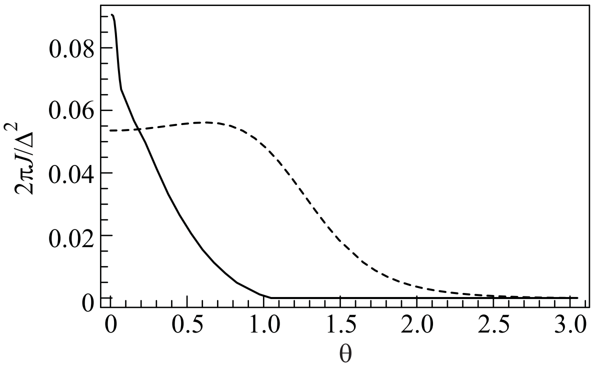

Рис.6. Зависимость максимального теплового потока через F–F′–S-структуру со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания (сплошная линия) и БКШ-типа (штриховая линия) от угла разориентации θ. Прозрачность S–F′-границы равна 0.99, толщина F′-слоя l такая, что $lk_F = 40$, температура $T = 0.38\Delta$, $h_0 = 1.05E_F$

Также мы проанализировали зависимость теплового потока F–F′–S-структур со 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 ферромагнтиках. Нами было показано, что существенное увеличение теплового потока F–S-структур по сравнению с S–I–N-структурами происходит, начиная только со значений $h_0 \geq 0.95E_F$.

В данной работе теоретически исследован эффект управления тепловым потоком охлаждения в F–F′–S-структурах, где F, F′ – ферромагнетики с различным направлением намагниченности, а S – сверхпроводник. При теоретическом анализе были учтены две возможности сверхпроводящего спаривания в сверхпроводнике: обычное БКШ-типа и межзонное [3]. Было показано, что для обоих типов спаривания возможно эффективное управление величиной теплового потока охлаждения путем изменения угла разориентации направлений намагниченности θ. Подобное управление потоком тепла было предсказано ранее лишь в S–N (S – сверхпроводник БКШ-типа) структурах с 2D металлом и одним управляющим ферромагнитным слоем [18]. Продемонстрировано 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.

Авторы благодарны А.В. Семенову за полезное обсуждение проблемы и А.В. Лобову за помощь в численных расчетах. Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-12351-офи-м.

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hiroho et al., J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
2. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. Johannes et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
3. A. Moreo, M. Daghofer, A. Nicholson et al., Phys. Rev. B **80**, 104507 (2009).

4. H. Suhl, B. T. Mathias, and L. R. Walker, Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959).
5. S. Raghu, C.-X. Liu, D. J. Scalapino et al., Phys. Rev. B **77**, 134502 (2008).
6. И. А. Девятов, М. Ю. Куприянов, Л. С. Кузьмин и др., ЖЭТФ **117**, 1207 (2000).
7. И. А. Девятов, М. Ю. Ромашка, А. В. Бурмистрова, Письма в ЖЭТФ **91**, 318 (2010).
8. K. Halterman and O T. Valls, Phys. Rev. B **69**, 014517 (2004).
9. I. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbø, Phys. Rev. B **80**, 144507 (2009).
10. Н. Н. Боголюбов, ЖЭТФ **34**, 58 (1958).
11. А. В. Бурмистрова, Т. Ю. Карминская, И. А. Девятов, Письма в ЖЭТФ **93**, 318 (2011).
12. Е. М. Лившиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика*. Часть 2. *Теория конденсированного состояния вещества*, Главная редакция физико-математической литературы издательства, М.: Наука, 1978.
13. G. Deutscher and P. Nozieres, Phys. Rev. B **50**, 13557 (1994).
14. F. Giazotto, F. Taddei, R. Fazio et al., Appl. Phys. Lett. **80**, 3784 (2002).
15. Z. Pajovic, M. Bozovic, Z. Radovic et al., Phys. Rev. B **74**, 184509 (2006).
16. A. Bardas and D. Averin, Phys. Rev. B **52**, 12873 (1995).
17. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **86**, 4096 (2001).
18. F. Giazotto, F. Taddei, M. Governale et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 197001 (2006).