

Граничные условия для контакта нормального металла с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания¹⁾

А. В. Бурмистрова, И. А. Девятов²⁾

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобелевца,
МГУ им. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 июля 2012 г.

После переработки 6 августа 2012 г.

На основе уравнений сильной связи получены граничные условия для контакта нормального металла с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания. Данные граничные условия получены вне приближения эффективной массы. Они позволяют 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 нами для расчета проводимостей контактов нормального металла с высокотемпературным сверхпроводящим пниктидом для различных углов ориентации границы по отношению к кристаллографическим осям пниктида.

В настоящее время проявляется повышенный интерес к изучению высокотемпературных сверхпроводников. Рассматривается возможность существования в таких сверхпроводниках необычных симметрий параметра порядка. Активно обсуждается наличие в высокотемпературных железосодержащих пниктидах как s_{\pm} -симметрии параметра порядка [1], так и межорбитального сверхпроводящего спаривания [2]. В сверхпроводящих перовскитах Sr_2RuO_4 обсуждается как p -симметрия, так и киральная $p_x + ip_y$ -симметрия параметра порядка [3]. Как пниктиды, так и перовскиты Sr_2RuO_4 являются в нормальном состоянии многозонными полуметаллами. Из истории изучения вида симметрии сверхпроводящего параметра порядка в высокотемпературных $YBaCuO$ -системах известно, что окончательный вывод о нем (d -симметрия в случае $YBaCuO$ -систем) может быть сделан при исследовании когерентного электронного транспорта в их контактах с нормальным металлом и сверхпроводником. Такие исследования предполагают наличие как достоверных экспериментальных данных, так и адекватных теорий когерентного транспорта в таких структурах [4], как это имело место при исследовании $YBaCuO$ -систем. При изучении сверхпроводящих пниктидов и перовскитов Sr_2RuO_4 обилие интересных и достоверных экспериментальных данных [3, 5] контрастирует с отсутствием последовательной микроскопической теории,

адекватно описывающей когерентный электронный транспорт в их контактах с нормальным металлом или другим сверхпроводником.

Сложность создания последовательной микроскопической теории когерентного электронного транспорта в структурах со сверхпроводящими пниктидами и перовскитами Sr_2RuO_4 объясняется их многозонностью, существенной непараболическостью и анизотропией спектра их одноэлектронных возбуждений, а также анизотропией и знакопеременностью для различных направлений параметра порядка [1, 2]. Недавно предложенная теория [6] смогла учесть в электронном транспорте особенности спектра возбуждений пниктидов и вид симметрий параметра порядка только для нулевого угла разориентации главных кристаллографических осей пниктида и контактирующего с ним металла, поскольку она базировалась на феноменологическом методе, предложенном в [7], не имеющем последовательного микроскопического обоснования. Необходимо отметить, что именно исследование электронного транспорта в контактах нормального металла со сверхпроводящими купратами с ненулевым углом разориентации их главных кристаллографических осей и обнаружение на вольт-амперных характеристиках таких контактов особенностей при нулевом напряжении позволили сделать вывод о существовании в купратах d -симметрии параметра порядка [4]. Поэтому теоретическое исследование электронного транспорта в контактах нормального металла с сверхпроводящим пниктидом с ненулевым углом разориентации их главных кристаллографических осей представляет особый интерес

¹⁾ e-mail: igor-devyatov@yandex.ru

²⁾ См. доп. материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru, том 96, вып. 6.

для выяснения вида симметрии параметра порядка в сверхпроводящих пниктидах. Другие теории, посвященные изучению когерентного электронного транспорта в таких структурах, также или феноменологичны [7–12], или откровенно некорректны [13, 14].

В данной работе на основе уравнений сильной связи нами получены граничные условия для контакта нормального металла с многозонными сверхпроводниками с необычными видами спаривания. Эти граничные условия получены вне приближения эффективной массы. Они позволяют учесть как сложный непараболический анизотропный спектр нормальных возбуждений в сверхпроводнике, их многозонный характер, так и необычные виды симметрий сверхпроводящего параметра порядка. Полученные граничные условия применены нами для расчета проводимостей контактов нормального металла с высокотемпературным сверхпроводящим пниктидом для различных углов разориентации границы и кристаллографических осей пниктида.

Рассмотрим электронный транспорт через границу нормального металла и сверхпроводящего пниктида ($N-S_p$ -границу), описываемого в рамках двухорбитальной s_{\pm} -модели [15, 16], $x-y$ -плоскости пниктида. Изучим сначала случай нулевой разориентации кристаллографических осей пниктида относительно границы (рис. 1).

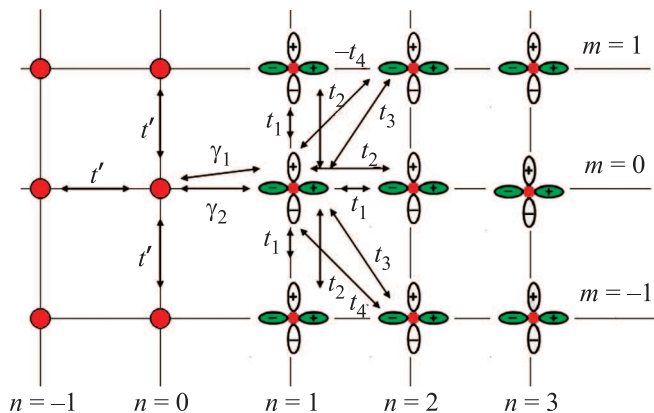


Рис. 1. Двумерная атомарная решетка, изображающая $N-S_p$ -границу с нулевым углом разориентации между ней и кристаллографическими осями пниктида. Левая область, состоящая из больших кружков, соответствует области нормального металла с амплитудой перескока между атомами t' . Правая область изображает $x-y$ -плоскость железа. На каждом атоме железа показаны две d -орбитали. Здесь t_i , ($i = 1-4$) – амплитуды перескока между атомами пниктида в двухорбитальной модели, $\gamma_1(\gamma_2)$ – амплитуды перескока через границу на $d_{xz}(d_{yz})$ -орбиталь железа

Уравнения Боголюбова–де Жена на узлах кристаллической решетки в $x-y$ -плоскости 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) + \\ & + \mu\Psi_{n,m}^\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) + \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) = -E\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) + \\ & + \mu\Psi_{n,m}^\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) + \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) = -E\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) + \\ & + \mu\bar{\Psi}_{n,m}^\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) - \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) = E\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) + \\ & + \mu\bar{\Psi}_{n,m}^\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) - \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) = E\bar{\Psi}_{n,m}^\beta, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где t_i ($i = 1-4$) – амплитуды перескока между атомами пниктида в двухорбитальной модели [15], μ – химический потенциал, E – энергия. Величина Δ_0 есть амплитуда зависящего от направления анизотропного параметра порядка, соответствующего рассматриваемой s_{\pm} -модели сверхпроводящего спаривания: $\Delta_{\pm}(k) = \Delta_0 \cos k_x \cos k_y$ [16], где k_y, k_x – параллельная и перпендикулярная границе компоненты квазиимпульса. Волновые функции сверхпроводящего пниктида $\Psi_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ имеют верхний орбитальный индекс “ $\alpha(\beta)$ ”, соответствующий $d_{xz}(d_{yz})$ -орбитали. Нижние индексы “ n ”, “ m ” волновой функции пниктида описывают координаты узлов кристаллической решетки (рис. 1). Волновые функции $\Psi_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ в (1) соответствуют электронным состояниям, а $\bar{\Psi}_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ – дырочным. Уравнения (1) являются обобщением на случай дискретной решетки атомов уравнений Боголюбова–де Жена [17].

Действуя так же, как при выводе граничных условий в [18] (см. также [19]), но учитывая независимо перескоки на $d_{xz}(d_{yz})$ -орбитали пниктида (рис. 1), можно получить следующие граничные условия для

случая нулевой разориентации кристаллографических осей пниктида относительно границы:

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

где $\gamma_1(\gamma_2)$ – амплитуда перескока через границу на $d_{xz}(d_{yz})$ -орбиталь, t' – амплитуда перескока между атомами нормального металла. Для наглядности мы считали периоды кристаллических решеток нормального металла и пниктида совпадающими. В силу трансляционной симметрии рассматриваемой структуры в направлении, параллельном границе, параллельная границе компонента квазиимпульса k_y сохраняется. Из-за той же трансляционной симметрии у электронных (дырочных) волновых функций $\Psi_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ ($\bar{\Psi}_{n,m}^{\alpha(\beta)}$) опущен второй нижний индекс, соответствующий координате атома в направлении, параллельном границе.

Волновые функции рассматриваемого $N-S_p$ -контакта определяются шестью коэффициентами. Это коэффициенты a, b , описывающие андреевски и нормально отраженные в нормальный металл волны, и четыре прошедшие в двухзонный сверхпроводящий пниктид волны (c_1, c_2, d_1, d_2):

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_n = \exp(iq_1 nl) + b \exp(-iq_1 nl), \\ \bar{\Phi}_n = a \exp(iq_2 nl), \\ \Psi_n^\alpha = c_1 u_1(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 u_1(k_2) \exp(ik_2 nl) + \\ + d_1 u_1(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 u_1(k_4) \exp(ik_4 nl), \\ \Psi_n^\beta = c_1 u_2(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 u_2(k_2) \exp(ik_2 nl) + \\ + d_1 u_2(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 u_2(k_4) \exp(ik_4 nl), \\ \bar{\Psi}_n^\alpha = c_1 v_1(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 v_1(k_2) \exp(ik_2 nl) + \\ + d_1 v_1(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 v_1(k_4) \exp(ik_4 nl), \\ \bar{\Psi}_n^\beta = c_1 v_2(k_1) \exp(ik_1 nl) + c_2 v_2(k_2) \exp(ik_2 nl) + \\ + d_1 v_2(k_3) \exp(ik_3 nl) + d_2 v_2(k_4) \exp(ik_4 nl), \end{array} \right. \quad (3)$$

где $\Phi_n(\bar{\Phi}_n)$ описывают электронные (дырочные) состояния нормального металла, l – расстояние между атомами в нормальном металле и сверхпровод-

нике. Волновые функции (3) соответствуют случаю возбуждения электронно-дырочных состояний сверхпроводящего пниктида одноэлектронным состоянием из нормального металла. Коэффициенты a, b, c_1, c_2, d_1, d_2 единственным образом определяются из шести граничных условий (2). Волновые вектора q_1, q_2, k_i ($i = 1-4$) в нормальном металле и сверхпроводнике соответствуют энергии E распространяющейся волны. Они находятся из пространственно-однородных решений уравнений Боголюбова-де Жена для нормального металла и сверхпроводящего пниктида (1). Электронные и дырочные боголюбовские коэффициенты $u_i(k_j), v_i(k_j)$ также находятся из (1). Удвоение по сравнению со стандартной моделью Блондера-Тинкхама-Клапвика (БТК) [20] числа прошедших в нормальный металл волн объясняется наличием двух зон в рассматриваемой модели пниктида [15].

Выражение для потока вероятности в состоянии с фиксированным волновым вектором k_y в направлении, параллельном оси x , следует из уравнений Боголюбова-де Жена на узлах кристаллической решетки пниктида (1):

$$\begin{aligned} J_p = \frac{2}{\hbar} \{ & (t_1 + 2t_3 \cos k_y) \text{Im}[(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \Psi_n^\alpha - (\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\alpha] + \\ & + (t_2 + 2t_3 \cos k_y) \text{Im}[(\Psi_{n+1}^\beta)^* \Psi_n^\beta - (\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\beta] + \\ & + 4t_4 \sin k_y \text{Re}[(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \Psi_n^\beta + (\Psi_{n+1}^\beta)^* \Psi_n^\alpha - \\ & - (\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\beta - (\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\alpha] + \\ & + 2\Delta_0 \cos k_y \text{Im}[(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\alpha + \\ & + (\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \Psi_n^\alpha + (\Psi_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\beta + (\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \Psi_n^\beta] \}. \end{aligned} \quad (4)$$

Можно показать, что граничные условия (2) обеспечивают сохранение потока через $N-S_p$ -границу: $J = J_p$, где

$$J = \frac{2t'}{\hbar} \text{Im}(\Phi_{j+1}^* \Phi_j - \bar{\Phi}_{j+1}^* \bar{\Phi}_j) \quad (5)$$

есть поток в нормальном металле. Условие сохранения потока на $N-S_p$ -границе, имеющее вид дискретных сумм (разностей) на узлах кристаллической решетки (4), (5), в рассматриваемом случае нулевой разориентации кристаллографических осей пниктида и границы можно записать в виде произведения квадратов амплитуд вероятности нахождения в состояниях с квазиимпульсами q_1, q_2, k_i ($i = 1-4$) и групповых скоростей в этих состояниях (см. [19]).

Случай ненулевой разориентации кристаллографических осей пниктида относительно $N-S_p$ -границы качественно отличен от случая нулевой разориентации. Связь нормального металла с пниктидом через границу описывалась бóльшим числом

параметров перескока, чем при нулевом угле разориентации. Кроме параметров перескока γ_1, γ_2 на ближайшие к $N-S_p$ -границе $d_{xz}(d_{yz})$ -орбитали пниктида, пришлось использовать дополнительные параметры перескока через границу γ'_1, γ'_2 (см. [19]). Эти параметры перескока через границу учитывают связь орбиталей последнего слоя атомов пниктида с предпоследним от границы слоем атомов нормального металла. Учет этих процессов необходим в связи с обрывом на границе диагональных связей в кристаллической решетке пниктида для отличного от нуля угла разориентации. Наряду с перескоками между ближайшими соседями t'_1 в нормальном металле пришлось учитывать и диагональные перескоки в квадратной решетке t'_2 (см. [19]). Отмеченные обстоятельства приводят к существенному усложнению граничных условий, вида волновых функций и выражения для потока, которые оказываются отличными от выражений (2)–(4), соответствующих случаю нулевого угла разориентации (см. [19]). Более того, в случае ненулевого угла разориентации электронный транспорт через $N-S_p$ -границу осуществляется не только по двум энергетическим зонам, но и по двум долинам в этих зонах. При этом возможна известная из физики полупроводников интерференция состояний в долинах [21]. Эта интерференция приводит к тому, что условие сохранения потока на $N-S_p$ -границе, имеющее вид дискретных сумм (разностей) на узлах кристаллической решетки, в рассматриваемом случае ненулевой разориентации кристаллографических осей пниктида и границы нельзя записать в виде произведения квадратов амплитуд вероятности нахождения в состояниях с фиксированными квазиимпульсами в долинах и групповых скоростей в этих состояниях.

Ток через двумерное чистое $N-S_p$ -микросужение определяется следующим выражением:

$$I = \frac{e}{\pi\hbar} \sum_{k_y} \int [f^{\rightarrow}(E) - f^{\leftarrow}(E)] dE. \quad (6)$$

Здесь $f^{\rightarrow}(E) = f_0(E - eU)$, U – падение напряжения на микросужении, $f_0(E)$ – равновесное распределение Ферми, а

$$f^{\leftarrow}(E) = A(E)[1 - f^{\rightarrow}(-E)] + B(E)f^{\rightarrow}(E) + [C(E) + D(E)]f_0(E), \quad (7)$$

где $A(E)$ – вероятность для дырки из нормального металла быть отраженной как электрон, $B(E)$ – вероятность для электрона из нормального металла быть отраженным как электрон, $C(E) = \sum_i C_i$, $D(E) = \sum_i D_i$ – вероятности преобразования квазичастиц

в сверхпроводящей области в электрон в нормальном металле. Вероятности A, B, C_i, D_i в уравнении (7) рассчитываются из граничных условий (2) и выражений для потока вероятности (5), (4). При вычислении вероятностей A, B, C_i, D_i необходимо учитывать, что исходные квазичастичные состояния должны быть нормированы так, чтобы поток вероятности в этих состояниях, описываемый выражениями (5), (4), был равен единице. Такая нормировка обеспечивает термодинамическое равновесие при отсутствии напряжения ($U = 0$) на $N-S_p$ -переходе.

На рис. 2 представлены результаты расчетов проводимостей $N-S_p$ -переходов, нормированные на их значения в нормальном состоянии, для различных моделей симметрий параметра порядка в пниктиде и различных значений угла разориентации при фиксированных значениях поперечного квазиимпульса k_y . Расчеты для рис. 2а проводились для нулевого угла разориентации, $k_y = 5\pi/8$ и s_{\pm} -модели сверхпроводящего спаривания. Именно для этого случая записаны уравнение Боголюбова–де Жена (1), граничные условия (2), волновые функции (3) и выражение для потока (4). При расчетах использовались следующие значения амплитуд перескока через границу: $\gamma_1 = 0.009$, $\gamma_2 = 0.005$. Амплитуда перескока между атомами в нормальном металле была выбрана равной $t' = 0.3$. На всех четырех панелях рис. 2 использовались следующие значения амплитуд перескока в пниктиде: $t_1 = -0.1051$, $t_2 = 0.1472$, $t_3 = -0.1909$, $t_4 = -0.0874$, взятые из работы [2]. Зависимость от квазиимпульса параметра порядка s_{\pm} -модели считалась такой же, как и в работе [16]: $\Delta_{\pm}(k) = \Delta_0 \cos k_x \cos k_y$, где $\Delta_0 = 0.008$. Все численные значения приведены в эВ. На рис. 2а четко видны большая подщелевая особенность и две почти слившиеся особенности на сверхпроводящих щелях. Полученные результаты качественно схожи с феноменологическими расчетами проводимостей $N-S_p$ -контактов в s_{\pm} -модели сверхпроводящего спаривания [6–9]. Однако можно показать, что количественно наши микроскопические расчеты переходят в результаты наиболее последовательных феноменологий [6, 7] только для значения $k_y = 0$. На рис. 2b представлены расчеты проводимости $N-S_p$ -перехода, нормированной на ее значение в нормальном состоянии, для s_{++} -модели сверхпроводящего спаривания, нулевого угла разориентации и $k_y = 5\pi/8$. Зависимость от квазиимпульса в s_{++} -модели считалась следующей: $\Delta = \Delta_0(\cos k_x + \cos k_y) + \Delta_1$ с величинами $\Delta_0 = 0.008$, $\Delta_1 = 0.017$, что обеспечивает постоянство знака параметра порядка в зонах пниктида. Параметры перескока считались такими же, как и на рис. 2а. На

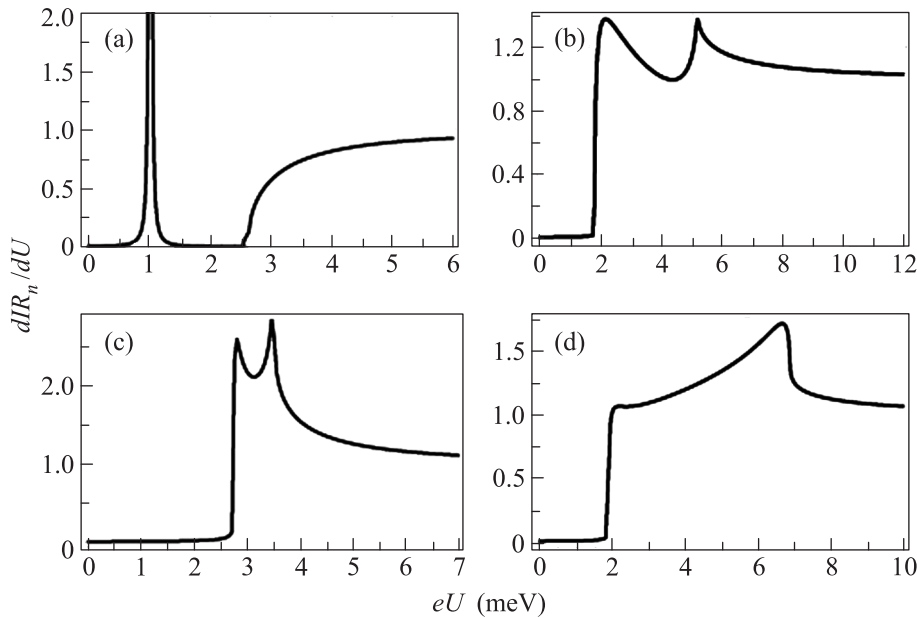


Рис. 2. Проводимость $N-S_p$ -перехода при нулевой температуре, нормированная на ее значение в нормальном состоянии. Сверхпроводящий пниктид S_p описывается двухорбитальной моделью. (a) – Угол разориентации между границей и кристаллографическими осями пниктида равен нулю, s_{\pm} -модель, $k_y = 5\pi/8$, амплитуды перескока $\gamma_1 = 0.009$, $\gamma_2 = 0.005$, $t' = 0.3$. (b) – Угол разориентации равен нулю, s_{++} -модель, $k_y = 5\pi/8$, $\gamma_1 = 0.009$, $\gamma_2 = 0.005$, $t' = 0.3$, $\Delta_1 = 0.017$. (c) – Угол разориентации $\pi/4$, s_{\pm} -модель, $k_y = 0$, $\gamma_1 = 0.12$, $\gamma_2 = 0.18$, $\gamma'_1 = 0.09$, $\gamma'_2 = 0.068$, $t'_1 = 1$, $t'_2 = 0.01$. (d) – Угол разориентации $\pi/4$, s_{++} -модель, $k_y = 0$, $\gamma_1 = 0.12$, $\gamma_2 = 0.18$, $\gamma'_1 = 0.09$, $\gamma'_2 = 0.068$, $t_1 = 1$, $t_2 = 0.01$. Везде $\Delta_0 = 0.008$, амплитуды перескока в пниктиде $t_1 = -0.1051$, $t_2 = 0.1472$, $t_3 = -0.1909$, $t_4 = -0.0874$. Амплитуды перескока и Δ_0 измеряются в эВ

представленной на рис. 2b зависимости проводимости от напряжения ясно выражены две щелевые особенности и нет подщелевых особенностей, что качественно совпадает с предыдущими феноменологическими расчетами [6–9]. Необходимо отметить, что при расчете представленной на рис. 2b зависимости нами использовались другое, нежели (1), уравнение Боголюбова–де Жена, другое, нежели (2), граничное условие, а также другое, нежели (4), выражение для потока, поскольку вид уравнений Боголюбова–де Жена, граничных условий и выражения для потока зависит от модели сверхпроводящего спаривания. Однако эти новые, соответствующие s_{++} -модели уравнение Боголюбова–де Жена, граничные условия и выражение для потока получают так же, как и уравнения (1), (2), (4). На рис. 2c и d представлены расчеты проводимости $N-S_p$ -перехода, нормированные на ее значение в нормальном состоянии, для s_{\pm} - и s_{++} -моделей сверхпроводящего спаривания соответственно для угла разориентации кристаллографических осей пниктида и границы, равного $\pi/4$, и $k_y = 0$. Отметим, что ранее расчеты проводимости для ненулевого угла разориентации кристалла пниктида относительно границы в научной литературе не приво-

дились. Предыдущие феноменологические подходы [7, 8] не позволяли делать такие расчеты. При расчетах использовались те же значения амплитуд перескока в пниктиде и те же величины Δ_0, Δ_1 , что и на рис. 2a и b. В наших расчетах мы использовали следующие значения амплитуд перескока через границу: $\gamma_1 = 0.12$, $\gamma_2 = 0.18$, $\gamma'_1 = 0.09$, $\gamma'_2 = 0.068$. Значения амплитуд перескока в нормальном металле считались следующими: $t'_1 = 1$, $t'_2 = 0.01$. На представленных на рис. 2c и d зависимостях проводимости от напряжения видны лишь особенности на сверхпроводящих щелях и нет подщелевых особенностей даже в случае существования в пниктиде s_{\pm} -симметрии сверхпроводящего спаривания. Данный факт объясняется видом зоны Бриллюэна пниктида в двухорбитальной модели [2, 15]. При ориентации кристалла пниктида под углом $\pi/4$ к $N-S_p$ -границе при любых значениях параллельной границе компоненты квазиимпульса траектории движения квазичастичных возбуждений всегда пересекают только одну зону пниктида с определенным знаком параметра порядка на ней, даже для s_{\pm} -модели сверхпроводящего спаривания. Из рис. 2c и d следует, что изучение проводимостей контактов нормального металла со склотым

под углом $\pi/4$ к границе кристаллом пниктида не позволяет различить симметрии параметра порядка в сверхпроводящем пниктиде: представленные на них зависимости качественно схожи.

Таким образом, нами показано, что возможно последовательное описание когерентного электронного транспорта в модели “сильной связи” контакта нормального металла со сверхпроводником, в том числе со сверхпроводящим пниктидом. В предложенном нами описании с помощью различных параметров перескока по узлам кристаллической решетки единым образом описываются как электронные состояния в нормальном и сверхпроводящем электроде (1) и перескоки через границу (граничные условия (2)), так и поток (5), (4). Такое единое описание только в терминах перескоков как кинетической энергии в гамильтониане и сверхпроводящего спаривания, так и транспорта через границу позволяет последовательно рассматривать электронный транспорт в гетероструктурах с многозонными сверхпроводниками с необычными симметриями параметра порядка. Более того, предлагаемый подход естественен для последовательного описания электронного транспорта в структурах с поверхностными состояниями, описываемыми операторами Майорана или топологически изоляторами. Это будет предметом следующих публикаций.

Авторы благодарны И. Танака (Y. Tanaka), И.И. Мазину, А.С. Мельникову и А.А. Голубову за полезное обсуждение проблемы. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ # 11-02-12084-офи-м-2011.

-
1. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
 2. A. Moreo, M. Daghofer, J. A. Riera et al., Phys. Rev. B **79**, 134502 (2009).

3. A. P. Mackenzie and Y. Maeno, Rev. Mod. Phys **75**, 657 (2003).
4. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **74**, 3451 (1995).
5. V. M. Pudalov, T. E. Shanigina, Ya. G. Ponomarev et al., *Nanophysics and Nanoelectronics, Proceedings of the XV International Symposium, March 14–18 2011, Nignii Novgorod*, p. 226.
6. А. В. Бурмистрова, И. А. Девятков, Письма в ЖЭТФ **95**, 263 (2012).
7. M. A. N. Araujo and P. D. Sacramento, Phys. Rev. B **79**, 174529 (2009).
8. I. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbø, Phys. Rev. B **80**, 144507 (2009).
9. A. A. Golubov, A. Brinkman, Y. Tanaka et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 077003 (2009).
10. И. А. Девятков, М. Ю. Ромашка, А. В. Бурмистрова, Письма в ЖЭТФ **91**, 318 (2010).
11. А. В. Бурмистрова, Т. Ю. Карминская, И. А. Девятков, Письма в ЖЭТФ **93**, 143 (2011).
12. А. В. Бурмистрова, И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов и др., Письма в ЖЭТФ **93**, 221 (2011).
13. W.-Q. Chen, F. Ma, Z.-Y. Lu et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 207001 (2009).
14. E. Berg, N. H. Lindner, and T. Pereg-Barnea, Phys. Rev. Lett. **106**, 147003 (2011).
15. S. Raghu, X.-L. Qi, C.-X. Liu et al., Phys. Rev. B **77**, 220503(R) (2008).
16. M. M. Korshunov and I. Eremin, Phys. Rev. B **78**, 140509R (2008).
17. А. В. Свидзинский, *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости*, М.: Наука, 1982, 309 с.
18. Q.-G. Zhu and H. Kroemer, Phys. Rev. B **27**, 3519 (1983).
19. См. дополнительный материал по адресу www.jetpletters.ac.ru. том 96, вып.6.
20. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
21. T. Ando and H. Aker, Phys. Rev. B **40**, 11619 (1989).