

Эффект Джозефсона в сверхпроводящих гибридных S/F структурах с параллельной и антипараллельной намагниченностью ферромагнитных слоев

А. В. Зайцев¹⁾

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 августа 2008 г.

Изучен эффект Джозефсона в сверхпроводящих гибридных структурах S–MB–S, S/F–MB–S, S/F–MB–F'/S с параллельной либо антипараллельной ориентацией обменных полей в слоях металлических ферромагнетиков (F, F') и в магнитном барьере (MB) произвольной прозрачности. Показано, что свойства изученных структур существенно зависят от ориентации обменных полей: при одной ориентации возможна индуцированная обменным полем стимуляция критического тока, в то время, как при противоположной ориентации обменных полей происходит подавление критического тока. Изменение ориентации обменных полей может приводить к переключению джозефсоновских структур между 0- и π -состояниями. Изучено влияние паразитирующих механизмов на эффект Джозефсона и спектр андреевских уровней в S–MB–S структурах. Полученные результаты свидетельствуют о возможности стимуляции критического тока внешним магнитным полем в S–MB–S структурах с тонкопленочными сверхпроводящими берегами.

PACS: 67.57.Lm, 76.60.–k

Эффект Джозефсона в гибридных сверхпроводящих структурах, содержащих ферромагнетики (F), обладает рядом интересных особенностей, обусловленных наличием обменного поля в F-слоях [1–3]. В таких джозефсоновских структурах оказывается возможным реализация так называемых π -контактов, основному состоянию которых соответствует разность фаз сверхпроводящего параметра порядка S-электродов $\varphi = \pi$ [4, 5]. Необычные свойства π -контактов интересны не только в связи с общезначимым содержанием возникающих в них эффектов, но и с точки зрения их применения в сверхпроводниковой электронике [6–10]. Возможность индуцированного обменным полем увеличения критического тока является другой интересной особенностью гибридных S/F слабосвязанных структур [11–14]. Изучению этих и других интересных эффектов, проявляющихся в S/F структурах, посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ (см. [1–3, 15] и ссылки в этих обзорах). Большая часть теоретических исследований связана с изучением S/F структур в условиях либо слабого эффекта близости (конденсатная волновая функция в F-слоях мала по сравнению с ее величиной в сверхпроводниках), либо при малой прозрачности одного из барьеров между сверхпроводниками. В значитель-

но меньшем числе работ исследовался эффект Джозефсона в условиях сильного эффекта близости при произвольной прозрачности барьеров в джозефсоновских структурах. Изучению таких S/F слабосвязанных структур посвящена настоящая работа. Мы исследуем стационарный эффект Джозефсона в слабых связях, содержащих различное число ферромагнитных (металлических) слоев, а именно, в структурах S–MB–S, S/F–MB–S, S/F₁–MB–F₂/S, где MB – магнитный барьер произвольной формы. В настоящей работе мы рассмотрим случаи, в которых ориентация обменных полей в ферромагнитных слоях и в MB является либо параллельной, либо антипараллельной. Показано, что вид ток-фазовой зависимости, а также зависимость критического тока от обменного поля могут радикально изменяться при изменении его ориентации в слоях ферромагнетиков и в MB. Изучено влияние паразитирующих факторов (магнитного поля, спин-орбитального рассеяния, парамагнитных примесей) на стационарный эффект Джозефсона и на спектр андреевских уровней в S–MB–S структурах для различных типов MB.

Рассмотрим S₁–MB–S₂ структуру, моделью которой является сужение: магнитный барьер MB расположен в сужении ($-d < x < d$), сверхпроводящие берега соответствуют $d < |x| < d + d_{1,2}$, где $d \ll d_{1,2}$. Размеры сужения (вдоль оси x и в направлениях, параллельных плоскости (y, z)) будем пред-

¹⁾e-mail: zaitsev@hittech.cplire.ru

полагать малыми по сравнению с длинами когерентности сверхпроводников и длинами свободного пробега. При этих условиях, используя метод квазиклассических функций Грина совместно с граничными условиями, связывающими значения гриновских функций по обе стороны МВ [16], свойства которого определяются произвольной матрицей перехода \hat{M} , можно получить следующее выражение для стационарного джозефсоновского тока [17]:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \operatorname{Re} \langle J^R(\varepsilon) \rangle \tanh \frac{\varepsilon}{2T} = -4\pi T \operatorname{Im} \sum_{n=0}^{\infty} \langle J^R(i\omega_n) \rangle, \quad (1)$$

где $\omega_n = \pi T(2n + 1)$,

$$J^R = \frac{1}{16eR_0} \operatorname{Tr} \hat{\tau}_3 \left(\hat{G}_1^R + \hat{G}_2^R \right)^{-1} \left(\hat{G}_1^R - \hat{G}_2^R \right),$$

$$\hat{G}_1^R = \gamma_3 \otimes \hat{G}_1^R, \quad \hat{G}_2^R = \hat{M} \gamma_3 \otimes \hat{G}_2^R \hat{M}^{-1}.$$

Здесь $\hat{G}_{1,2}^R$ – запаздывающие гриновские функции берегов $S_{1,2}$, γ_3 – матрица Паули в пространстве $\{\alpha\alpha'\}$ (“direction space” [16]), в котором определяются различные компоненты матрицы перехода $\hat{M}_{\alpha\alpha'}$, $\alpha(\alpha') = \pm$; $\gamma_1, \gamma_2(\gamma_0)$ – другие матрицы Паули (единичная матрица) в пространстве $\{\alpha\alpha'\}$, $R_0 = 4\pi^2/e^2 p_F^2 A$ – формула Шарвина для сопротивления баллистического сужения между нормальными металлами, A – площадь МВ в плоскости (y, z) , $\langle \dots \rangle = 2 \int_0^1 \dots \eta d\eta$, $\eta = p_x/p_F$; (τ_1, τ_2, τ_3) , $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ – системы матриц Паули в электрон-дырочном и в спиновом пространствах, соответственно, $\hat{\tau}_3 = \tau_3 \otimes \sigma_0 \otimes \gamma_0$. Матрица перехода \hat{M} имеет следующие свойства [16]: компоненты $\hat{M}_{\alpha\alpha'}$ диагональны в электрон-дырочном пространстве, $\hat{M}_{\alpha\alpha'} = \frac{1}{2}(\hat{1} + \hat{\tau}_3)M_{\alpha\alpha'} + \frac{1}{2}(\hat{1} - \hat{\tau}_3)\tilde{M}_{\alpha\alpha'}$, где $M_{\alpha\alpha'}$, $\tilde{M}_{\alpha\alpha'}$ являются 2×2 матрицами в спиновом пространстве, $\hat{1} = \tau_0 \otimes \sigma_0 \otimes \gamma_0$. Дырочная компонента матрицы перехода, $\tilde{M}_{\alpha\alpha'}$, связана с электронной компонентой $M_{\alpha\alpha'}$ соотношением $\tilde{M}_{\alpha\alpha'}(\mathbf{p}_{\parallel}) = M_{\bar{\alpha}\bar{\alpha}'}^*(-\mathbf{p}_{\parallel})$, где для $\alpha = +(-)$, $\bar{\alpha} = -(+)$, \mathbf{p}_{\parallel} – компонента импульса, параллельная плоскости (yz) ; матрица $M = \|M_{\alpha\alpha'}\|$ удовлетворяет соотношению $M^+ \gamma_3 M = \gamma_3$.

Выражение (1) позволяет находить джозефсоновский ток для МВ различного типа. В частности для немагнитного барьера, имеющего прозрачность D , для которого матрица перехода $\hat{M} = \hat{1} \otimes (\gamma_0 - \sqrt{(1-D)\gamma_1})/\sqrt{D}$, формула (1) приводит к полученным ранее результатам [18–21, 1]. Используя свойства матриц, фигурирующих в формуле (1), можно

получить еще более компактную формулу для тока. Вывод этой формулы базируется на использовании условий нормировки $(\hat{G}_{1,2}^R)^2 = \hat{1}$ и свойств детерминанта. В результате вывода, аналогичного проделанному в работе [21], получим из (1) для функции J^R следующее выражение:

$$J^R = \frac{i}{eR_0} \frac{\partial}{\partial \varphi} \ln \det \left(\hat{G}_1^R + \hat{G}_2^R \right). \quad (2)$$

Перейдем теперь к получению конкретных следствий из формул (1), (2) для МВ, матрица перехода которого имеет вид $M = \frac{1}{2}(\sigma_0 + \sigma_3) \otimes M_{\uparrow} + \frac{1}{2}(\sigma_0 - \sigma_3) \otimes M_{\downarrow} = \tilde{M}$, где

$$M_{\nu} = \frac{1}{\sqrt{D_{\nu}}} \exp(i\theta_{\nu}\gamma_3)(\gamma_0 - \sqrt{R_{\nu}}\gamma_1)(i\theta'_{\nu}\gamma_3). \quad (3)$$

Здесь D_{ν} – прозрачности МВ для направления спина $\nu = \uparrow, \downarrow$, $R_{\nu} = 1 - D_{\nu}$. Такой вид матрица перехода имеет, в частности, в случае МВ, определяемого структурой FIF' с параллельной либо антипараллельной ориентацией обменных полей в ферромагнитных слоях F, F' (толщина которых мала по сравнению с длиной свободного пробега). Используя (2), (3), получим для функции J^R , определяющей ток в S_1 –МВ– S_2 структуре, следующее выражение:

$$J^R = J_{+}^R + J_{-}^R, \quad (4)$$

где

$$J_{\pm}^R = \frac{i \sin \varphi \sqrt{D_{\uparrow} D_{\downarrow}} a_1 a_2}{e \langle D_{\uparrow} + D_{\downarrow} \rangle R_N} \left[e^{\pm i\Theta_{+}} (a_1 a_2)^2 + e^{\mp i\Theta_{+}} - \sqrt{R_{\uparrow} R_{\downarrow}} (a_1^2 e^{\pm i\Theta_{-}} + a_2^2 e^{\mp i\Theta_{-}}) - 2a_1 a_2 \sqrt{D_{\uparrow} D_{\downarrow}} \cos \varphi \right]^{-1}.$$

Здесь $a_j = f_j^R/(g_j^R + 1)$, $j = 1, 2$, g_j^R и f_j^R (соответственно) обычная и конденсатная функции Грина в береге S_j , $\Theta_{\pm} = \theta_{\uparrow} - \theta_{\downarrow} \pm (\theta'_{\uparrow} - \theta'_{\downarrow})$, $R_N = 2R_0/\langle D_{\uparrow} + D_{\downarrow} \rangle$ – сопротивление джозефсоновского перехода в нормальном состоянии. Отметим, что формула (4) справедлива для случая сверхпроводников с синглетным спариванием. В случае одинаковых сверхпроводящих берегов выражение для тока упрощается и принимает следующий вид [17]:

$$J^R = \frac{i \sin \varphi \sqrt{D_{\uparrow} D_{\downarrow}} \Delta^2 [(\varepsilon^R)^2 \cos \Theta_{+} - \varepsilon_{+} \varepsilon_{-}]}{2e \langle D_{\uparrow} + D_{\downarrow} \rangle R_N [(\varepsilon^R)^2 - \varepsilon_{+}^2][(\varepsilon^R)^2 - \varepsilon_{-}^2]}, \quad (5)$$

где $\varepsilon^R = \varepsilon^R(\varepsilon)$ – функция, фигурирующая в выражениях для гриновских функций в берегах S, $g^R = \varepsilon^R f^R = \varepsilon^R / \sqrt{(\varepsilon^R)^2 - \Delta^2}$, Δ – модуль параметра порядка в S, $\varepsilon_{\pm} = \Delta \cos(\Phi_{\pm}/2)$, $\Phi_{\pm} = \Phi \pm \Theta_{+}$,

$$\Phi = \arccos \left(\sqrt{D_{\uparrow} D_{\downarrow}} \cos \varphi + \sqrt{R_{\uparrow} R_{\downarrow}} \cos \Theta_{-} \right).$$

В “идеальном” случае ($\varepsilon^R(\varepsilon) = \varepsilon + i0$), в котором функции Грина определяются выражениями теории БКШ, (5), (1) сводятся к формуле [13, 17]

$$I = \frac{\pi\Delta \sin\varphi}{\langle D_{\uparrow} + D_{\downarrow} \rangle eR_N} \times \left\langle \frac{\sqrt{D_{\uparrow}D_{\downarrow}}}{\sin\Phi} \sum_{\mu=\pm} \sin\left(\frac{\Phi_{\mu}}{2}\right) \tanh\left(\frac{\varepsilon_{\mu}}{2T}\right) \right\rangle. \quad (6)$$

В этом случае ток полностью определяется андреевскими уровнями, соответствующими энергиям $\pm|\varepsilon_{+}|$, $\pm|\varepsilon_{-}|$. Для симметричного МВ эти уровни и джозефсоновский ток исследовались в работе [13].

Рассмотрим теперь джозефсоновские переходы с одним либо двумя гибридными берегами, а именно, S/F–MB–S, S/F₁–MB–F₂/S структуры, в которых обменные поля в ферромагнитных слоях и в МВ параллельны либо антипараллельны. Для таких структур из (1), (2) следует выражение для функции J^R , определяющей ток, которое можно записать, используя формулу (4) для $J^R = \mathcal{J}(a_1, a_2, \Theta_+, \Theta_-)$. В результате имеем

$$J^R = \begin{cases} \mathcal{J}(a_{\eta}, a, \Theta_+, \Theta_-), & (a) \\ \mathcal{J}(a_{\eta}, a_{\mu}, \Theta_+, \Theta_-), & (b) \end{cases} \quad (7)$$

где $\eta(\mu) = \pm$, формула (a) соответствует случаю S/F–MB–S структур, а формула (b) – случаю S/F₁–MB–F₂/S структур, в которых слои ферромагнетиков имеют одинаковые параметры (толщина слоев F₁, F₂, величина обменного поля и др.), а направления обменных полей в этих слоях либо параллельны либо антипараллельны; при параллельной (антипараллельной) ориентации обменных полей $\eta = \mu$ ($\eta = +, \mu = -$); $a_{\mu} = 1/(u_{\mu} + \sqrt{(u_{\mu})^2 - 1})$; выражение для функций u_{μ} зависит от множества параметров: толщины F-слоев, прозрачности S/F-границ и др. При условии, что толщина S слоев, d_S , и толщина F слоев, d_F , малы, соответственно, по сравнению с длиной когерентности сверхпроводника $\xi_S = \sqrt{D/2\pi T_c}$ и длиной проникновения конденсата в ферромагнетик $\xi_h = \sqrt{D/2\pi\hbar}$, h – величина обменного поля в слоях, можно получить уравнения, определяющие связь u_{\pm} с усредненными (по толщине $d_S + d_F$) значениями обменного поля \bar{h} и параметра порядка $\bar{\Delta}$ с учетом спин-орбитального рассеяния на примесях [22, 23] (далее черту над h и Δ опускаем):

$$\frac{\varepsilon \mp h}{\Delta} = u_{\pm} \pm \frac{1}{3\Delta\tau_{so}} \frac{u_{-} - u_{+}}{(1 - u_{\mp}^2)^{1/2}}, \quad (8)$$

где τ_{so} – (усредненное) время, характеризующее спин-орбитальное рассеяние; отметим, что формула

(8) справедлива для случая прозрачных S/F-границ (случай произвольной прозрачности будет изучен в отдельной работе). Проанализируем сначала свойства джозефсоновских структур, в которых спин-орбитальным рассеянием в ферромагнетиках можно пренебречь ($\Delta\tau_{so} \gg 1$). Для этого случая на рисунках представлены зависимости критического тока от фазы (рис.1) $\Theta_+ = \Theta$ (определяемой обмен-

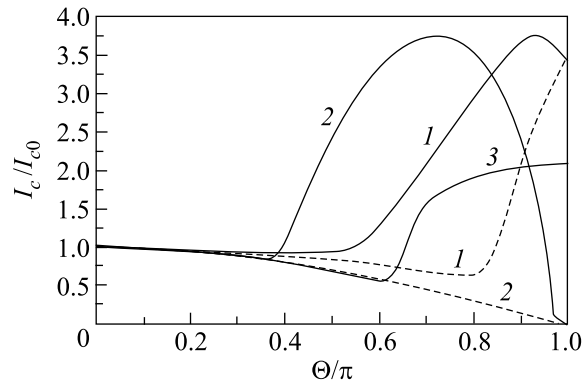


Рис.1. Зависимости $I_c(\Theta)$ для S/F–MB–S (линии с номером 1; сплошная и пунктирная линии соответствуют различной ориентации обменного поля) и для S/F–MB–F'/S структур при параллельной (сплошная и пунктирная линии 2 соответствуют различной ориентации обменного поля) и антипараллельной (сплошная линия 3) ориентации обменных полей в различных берегах; зависимости построены для симметричного МВ ($\Theta_- = 0, \Theta_+ = \Theta$) при $D_{\uparrow} = D_{\downarrow} = 0.2, \hbar = 0.5\Delta, T = 0$; I_{c0} – величина критического тока для S–I–S перехода с прозрачностью $D = 0.2$

ным полем в МВ) и от обменного поля в берегах (рис.2), вычисленные для случая симметричного барьера ($\Theta_- = 0$) [24]. Видно, что критический ток, и ток-фазовые зависимости, представленные на рис.3, существенно зависят от ориентации обменных полей в берегах: при одной ориентации критический ток увеличивается по сравнению со значением I_{c0} , реализующимся в S–MB–S структурах, в то время как при противоположной – критический ток уменьшается. При этом изменение ориентации обменного поля может сопровождаться переключением джозефсоновской структуры из 0- в π -состояние.

Отметим, что приведенные зависимости описывают также влияние магнитного поля H (при замене h на $\mu_B H$) на зависимости джозефсоновского тока в S–MB–S структурах с тонкопленочными берегами при условии, что их толщина достаточно мала и существенным является только воздействие магнитного поля на спины электронов. При условии, что паразитными эффектами (рассматриваемыми ни-

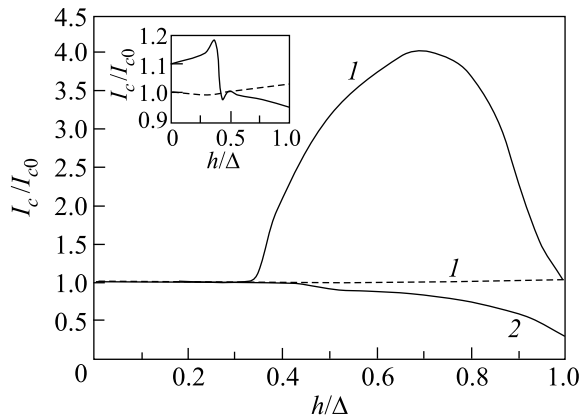


Рис.2. Зависимости $I_c(h)$ в случае симметричного МВ ($\Theta_- = 0$) при $D_\uparrow = D_\downarrow = 0.2$, $\Theta_+ = 0.8\pi$, $T = 0$ для S/F–MB–F'/S структур при параллельной (1) и антипараллельной (2) ориентациях обменных полей в различных берегах; на вставке представлены аналогичные зависимости для S/F–MB–S структур с таким же барьером; сплошная и пунктирная линии 1 соответствуют различной ориентации обменного поля; I_{c0} – величина критического тока для S–MB–S перехода

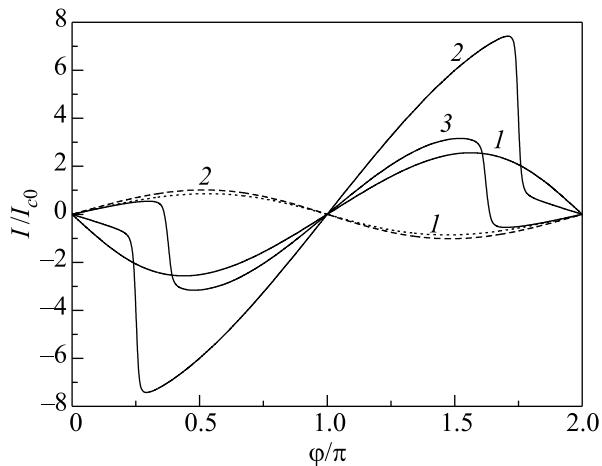


Рис.3. Ток-фазовые зависимости для S/F–MB–S (линии 1; сплошная и точечная линии соответствуют различной ориентации обменного поля) и для S/F–MB–F'/S структур при параллельной (линии 2; сплошная и пунктирная линии соответствуют различной ориентации обменного поля) и антипараллельной (сплошная линия 3) ориентации обменных полей в различных берегах; зависимости построены для симметричного МВ ($\Theta_- = 0$) при $D_\uparrow = D_\downarrow = 0.2$, $\Theta_+ = 0.7\pi$, $h = 0.6\Delta$, $T = 0$, I_{c0} – величина критического тока для S–MB–S перехода; изменение ориентации обменных полей приводит к переключению между 0- и π -состояниями

же) можно пренебречь, полученные зависимости демонстрируют возможность наблюдения стимуляции критического тока внешним магнитным полем.

Рассмотрим теперь другой предельный случай сильного спин-орбитального рассеяния $\Delta\tau_{so} \ll 1$, в котором имеем $u_+ = u_- = u$, где зависимость $u(\varepsilon)$ определяется универсальным выражением [22, 23]

$$\varepsilon/\Delta = u \left[1 - \rho/(1 - u^2)^{1/2} \right], \quad (9)$$

в котором $\rho = \tau_{so}h^2/2$ (черту над h и Δ опускаем). Выражения, которые приводятся ниже, применимы также для S–MB–S структур, в которых в сверхпроводниках реализуются паразарушающие механизмы, обусловленные либо магнитным полем H , либо парамагнитными примесями. Для тонкопленочных берегов S (толщиной d_S) в грязном пределе, то есть при малой длине свободного пробега $l \ll d_S$, $\xi_S = \sqrt{D/2\pi T_c}$ зависимость $u(\varepsilon)$ определяется формулой (9), в которой параметр $\rho = D(Hd_S)^2/6\Delta$, где D – коэффициент диффузии [22]. В случае, когда важную роль играет спин-орбитальное рассеяние на примесях, то есть при $\Delta\tau_{so} \ll 1$, зависимость $u(\varepsilon)$ определяется формулой (8), в которой параметр $\rho = \tau_{so}(\mu_B H)^2/2$ [22]. В том случае, когда доминирующий паразарушающий эффект обусловлен рассеянием на магнитных примесях в берегах (не обязательно тонкопленочных), опять справедлива формула (8), в которой параметр $\rho = (\tau_s \Delta)^{-1}$, τ_s – время рассеяния на примесях с переворотом спина электрона [25]. Из (1), (2), (7) можно получить выражение для тока, которое для случая $T = 0$ сводится к

$$I = \frac{2\sqrt{D_\uparrow D_\downarrow} \Delta \sin \varphi}{e(D_\uparrow + D_\downarrow) R_N} \int_{u_0}^{\infty} F(u) du, \quad (10)$$

где

$$F(u) = \frac{u^2 \cos \Theta_+ + c_+ c_-}{(u^2 + c_+^2)(u^2 + c_-^2)} \left(1 - \frac{\rho}{(1 + u^2)^{3/2}} \right).$$

Здесь $u_0 = \sqrt{\rho^2 - 1} \mathcal{H}(\rho - 1)$, $\mathcal{H}(x)$ – функция Хевисайда: $\mathcal{H}(x) = 0$ при $x \leq 0$ и $\mathcal{H}(x) = 1$ при $x > 0$, $c_\pm = \cos(\Phi_\pm/2)$. Зависимость $\Delta(\rho)$ определяется выражением

$$\Delta(\rho) = \Delta_0 \exp\left(-\frac{\pi\rho}{4}\right) \mathcal{H}(1 - \rho) + \Delta_0(\rho - \sqrt{\rho^2 - 1}) \times \exp\left\{\frac{1}{2} \left[\sqrt{1 - (1/\rho)^2} - \rho \arcsin(1/\rho) \right]\right\} \mathcal{H}(\rho - 1),$$

щель в энергетическом спектре квазичастиц в сверхпроводниках $\Delta_g = \Delta \sqrt{1 - \rho^2} \mathcal{H}(1 - \rho)$ [25]. Отметим, что формула (10) приведена для случая квантового (одномодового) S–MB–S контакта. Трансформация ток-фазовых зависимостей при увеличении ρ для

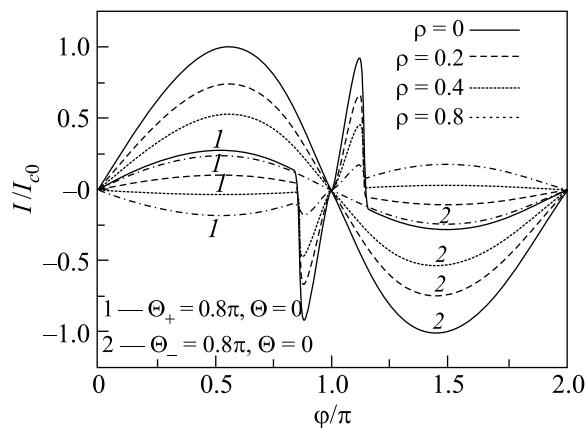


Рис.4. Ток-фазовые зависимости для S–MB–S структур при $D_{\uparrow} = D_{\downarrow} = 0.1$ в случае симметричного ($\Theta_{+} = 0.8\pi, \Theta_{-} = 0$) и асимметричного ($\Theta_{-} = 0.8\pi, \Theta_{+} = 0$) MB при различном значении параметра распаривания ρ ; I_{c0} – критический ток для соответствующего MB при $\rho = 0$

симметричных ($\Theta_{-} = 0$) и асимметричных ($\Theta_{+} = 0$) MB показана на рис.4. Отметим, что MB с такими значениями Θ_{\pm} реализуются, в частности, в случае структур FIF' с тонкими слоями ферромагнетиков одинаковой толщины (малой по сравнению с длиной свободного пробега), с параллельной ($\Theta_{-} = 0$) либо антипараллельной ($\Theta_{+} = 0$) ориентациями обменных полей. Видно, что с увеличением ρ может происходить переход между 0- и π -состояниями джозефсоновского перехода, причем зависимость $I_c(\rho)$ может быть немонотонной (рис.5). Это означает, в частнос-

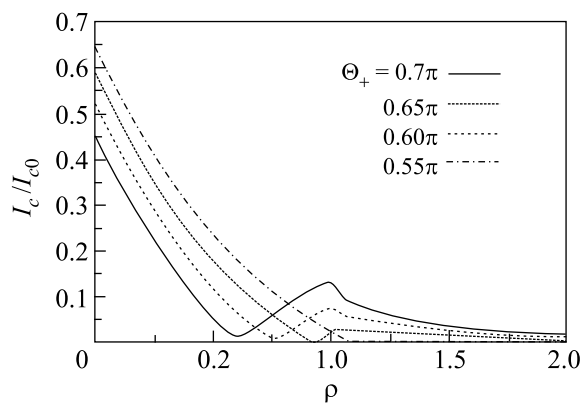


Рис.5. Зависимости $I_c(\rho)$ для S–MB–S структуры при $D_{\uparrow} = D_{\downarrow} = 0.2, T = 0$ в случае симметричного ($\Theta_{+} = 0.8\pi, \Theta_{-} = 0$) MB, I_{c0} – критический ток S–I–S структуры с прозрачностью барьера $D = 0.2$

ти, что для S–MB–S структуры с тонкопленочными сверхпроводящими берегами такого рода зависимость

можно наблюдать при воздействии магнитного поля.

Обсудим влияние паразитирующих механизмов в сверхпроводниках на спектр андреевских уровней. Оказывается, что даже слабое распаривание ($\rho \ll 1$) существенно влияет на спектр таких уровней и они могут исчезать при гораздо меньших значениях ρ , нежели щель в сверхпроводниках. Как следует из выражения для $J^R(\varepsilon)$, андреевские уровни соответствуют энергиям $\pm E_{\pm}$ и $\pm E_{-}$, зависимость которых от φ и ρ определяется выражениями $E_{\pm} = \Delta |\cos(\Phi_{\pm}/2)| [1 - \rho/|\sin(\Phi_{\pm}/2)|]$, справедливыми при условиях $|\sin(\Phi_{\pm}/2)| > \rho^{1/3}$; для тех значений φ , при которых $|\sin(\Phi_{\pm}/2)| < \rho^{1/3}$, андреевские уровни отсутствуют. Для немагнитных барьеров два вышеприведенных условия сводятся к одному, из которого следует, что в случае S–I–S переходов с барьерами малой прозрачности уже при слабом распаривании андреевские уровни отсутствуют [26]. В S–MB–S структурах количество андреевских уровней, соответствующих каждому значению φ , и интервалы значений φ , при которых они существуют, зависят от ρ , что иллюстрируется графиками, представленными на рис.6.

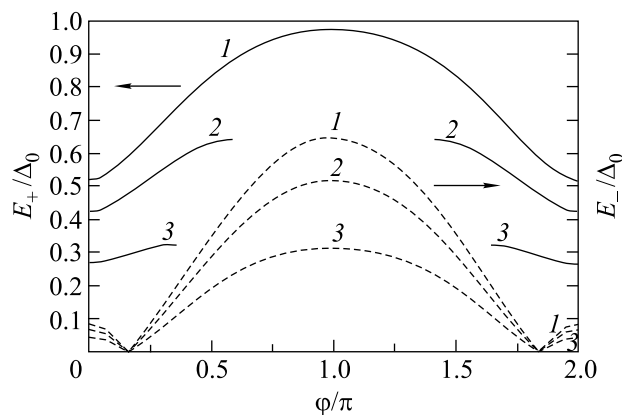


Рис.6. Зависимости от фазы функций E_{+} (сплошная линия), E_{-} (пунктирная линия), определяющих положение андреевских уровней в S–MB–S структурах при $D_{\uparrow} = 0.2, D_{\downarrow} = 0.9$ для различных значений параметра распаривания $\rho = 0$ (1), 0.1 (2), 0.3 (3)

Отметим еще раз в заключение, что результаты полученные для S/F–MB–F/S структур (с одинаковой ориентацией обменных полей), воспроизводят поведение во внешнем магнитном поле S–MB–S структур с тонкопленочными берегами в том случае, когда толщина пленок достаточно мала и доминирующим является воздействие магнитного поля на спины электронов. Полученные результаты, проиллюстрированные зависимостями, представлен-

ными на рис.1–3 (для случая одинаковой ориентации полей), демонстрируют возможность стимуляции критического тока при воздействии магнитного поля.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (# 08-02-00487), Физическим отделением РАН, проектом Научная школа НШ-5008.2008.2, проектом МНТЦ 3743, программой ГР6 Европейского союза NMP3-СТ-2006-033191.

1. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
2. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. V. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
3. A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
4. Л. Н. Булаевский, В. В. Кузий, А. А. Собянин, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 314 (1977).
5. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, С. В. Панюков, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 147 (1982).
6. E. Terzioglu and M. R. Beasley, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **8** (2), 48 (1998).
7. R. R. Schulz et al., *Appl. Phys. Lett.* **76**, 912 (2000).
8. L. B. Ioffe et al., *Nature* **398**, 679 (1999).
9. G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and L. B. Ioffe, *Phys. Rev. B* **63**, 174511 (2001).
10. W. Guichardet et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 167001 (2003).
11. N. M. Chtchelkatchev et al., *Письма в ЖЭТФ* **74**, 357 (2001).
12. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. V. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3140 (2001).
13. Yu. S. Barash and I. V. Bobkova, *Phys. Rev. B* **65**, 144502 (2002).
14. A. V. Zaitsev, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 277 (2006).
15. V. V. Ryazanov et al., *J. Low Temp. Phys.* **136**, 385 (2004).
16. A. Millis, D. Rainer, and J. A. Sauls, *Phys. Rev. B* **38**, 4504 (1988).
17. A. V. Zaitsev, *Physica B* **329-333**, 1498 (2003).
18. И. О. Кулик, А. Н. Омелянчук, *ФНТ* **3**, 945 (1977).
19. А. В. Зайцев, *ЖЭТФ* **86**, 1742 (1984).
20. C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3836 (1991).
21. W. Belzig, in *Proc. of Summer School/Conf. on Functional Nanostructures* (2003), [cond-mat/0312180].
22. K. Maki, in: *Superconductivity*, Ed. R. Park, Marcel Dekker, New York, 1969, p. 1035.
23. J. A. X. Alexander et al., *Phys. Rev. B* **31**, 5811 (1985).
24. Отметим, что численные вычисления проводились для модели с не зависящими от направления импульса значениями $D_{\uparrow}, D_{\downarrow}, \Theta_{\pm}$. Такая модель соответствует случаю квантового одномодового сужения, для которого $R_N = 2R_0 / (D_{\uparrow} + D_{\downarrow})$, где $R_0 = \pi/e$.
25. А. А. Абрикосов, А. А. Горьков, *ЖЭТФ* **39**, 1781 (1960).
26. A. V. Zaitsev and D. V. Averin, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3602 (1998).