Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 1, с. 73 – 81

Латеральная схема задания тока для спин-триггерных джозефсоновских вентилей

А. А. Неило[+*×], *В. И. Ружицкий*[+*×], *Н. В. Кленов*[×], *И. И. Соловьев*[+*], *З. Ван*[° 1)], *М. Ю. Куприянов*[+], *С. В. Бакурский*[+ 2)]

[+]*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ, 119991 Москва, Россия*

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

[×]*Московский технический университет связи и информатики (МТУСИ), 111024 Москва, Россия*

[°]*Shanghai Polytechnic University, 201209 Shanghai, China*

Поступила в редакцию 15 мая 2026 г.
После переработки 29 мая 2026 г.
Принята к публикации 4 июня 2026 г.

Исследован токовый транспорт в джозефсоновском $SF_1S_1F_2s$IS-контакте, один из сверхпроводящих (S) электродов которого реализован в виде спинового вентиля ($SF_1S_1F_2s$). В таком вентиле состояние тонкого s-слоя управляется изменением взаимной ориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев F_1 и F_2. Рассчитаны зависимости плотности критического тока J_c от температуры, а также от толщин ферромагнитных и сверхпроводящих слоев для двух экспериментально релевантных сценариев подвода тока: через внешний S-электрод и через тонкую s-пленку спинового вентиля. Показано, что задание тока через s-пленку обеспечивает более высокие абсолютные значения J_c и сохраняет знак первой гармоники ток-фазовой зависимости даже в режиме 0–π-перехода магнитной подсистемы. Полученные результаты задают границы применимости упрощенных моделей прямого протекания тока и формулируют практические критерии для интерпретации экспериментов и проектирования планарных джозефсоновских спиновых вентилей.

DOI: 10.7868/S3034576626070109

Введение. Развитие криогенной вычислительной техники и сверхпроводниковой цифровой электроники требует джозефсоновских элементов, параметры которых могут перестраиваться непосредственно на чипе без существенных энергетических затрат и без ухудшения масштабируемости схем. Ключевой управляемой величиной в таких элементах является критический ток I_c: он задает джозефсоновскую индуктивность, пороги переключения и допустимые токовые окна логических ячеек. Поэтому воспроизводимое управление I_c напрямую связано с задачами реконфигурируемой логики и криогенной памяти [1–6]. Одним из наиболее перспективных механизмов такого управления является магнитное, неразрушающее и потенциально энергонезависимое переключение взаимной ориентации намагниченностей в S/F-структурах, приводящее к изменению свойств джозефсоновской связи [7–13].

В этом контексте особый интерес вызывают гибридные структуры с несколькими ферромагнитными слоями и тонкими сверхпроводниковыми прослойками s [14–18]. В них критический ток джозефсоновского перехода может управляться переключением относительной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, то есть за счет спин- вентильного эффекта в сверхпроводниках [5, 11, 19, 20]. Практическая реализация таких джозефсоновских спиновых вентилей рассматривается как путь к энергоэффективной сверхпроводниковой логике с неразрушающим считыванием магнитного состояния [21–23].

Интерес к вентилям типа $SF_1S_1F_2s$IS связан с обнаружением в них спин-триггерного эффекта [16, 17] при задании тока между внешними S-электродами структуры. Этот эффект состоит в переводе s-пленки в сверхпроводящее состояние за счет проникновения куперовских пар из массивного сверхпроводника S, выступающего источником сверхпроводящих корреляций, при определенной взаимной ориентации намагниченностей F-слоев. Пространственное разделение источника куперовских пар S и управляемого s-слоя в такой структуре обеспечивает выраженность спин-триггерного эффекта, недостижи-

[1)] Z. Wang.
[2)] e-mail: r4zz@mail.ru

мую в стандартных вентилях FSF- и SFF-типов [16]. В зависимости от магнитной конфигурации величина сверхпроводниковых корреляций в s-пленке может оставаться существенно ниже равновесного значения для данной температуры либо возрастать до него при переходе от границы F_2s к границе sI. Во втором случае критический ток $\mathrm{SF_1S_1F_2}s\mathrm{IS}$-вентиля становится близким к критическому току туннельной SIS-структуры [17]. С точки зрения внешних цепей такая модуляция I_c соответствует управляемому затвору: при фиксированных температуре и геометрии один и тот же элемент реализует различные значения критического тока в состояниях с параллельной (П) и антипараллельной (АП) ориентациями намагниченностей F_1 и F_2.

Однако в предыдущих работах по $\mathrm{SF_1S_1F_2}s\mathrm{IS}$-вентилям [16, 17] рассматривался ограниченный набор геометрий подвода тока, фактически соответствующий протеканию тока через объемные верхний и нижний S-электроды (рис. 1a). С технологической

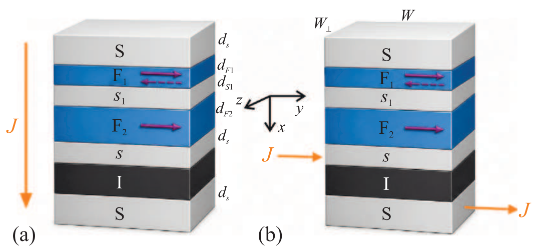

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение $\mathrm{SF_1S_1F_2}s\mathrm{IS}$-структуры для двух схем подвода тока: (a) – вертикально через всю многослойную структуру и (b) – латерально через s-электрод

точки зрения такая схема помещает магнитные и туннельные слои между верхним и нижним уровнями разводки. Кроме того, ток в этом случае проходит непосредственно через ферромагнитную подсистему, что может приводить к его спиновой поляризации и требует дополнительного учета соответствующего влияния на работу устройства. Для планарных джозефсоновских структур способ подвода тока и связанное с ним пространственное растекание сверхтока могут заметно изменять эффективную слабую связь, ток-фазовую зависимость (ТФЗ) и критический ток [24–27].

В настоящей работе мы рассматриваем альтернативную, латеральную схему задания тока, при которой ток задается непосредственно в тонкий спин- триггерный слой s, расположенный между туннельным барьером и ферромагнитной подсистемой (рис. 1b). Цель работы состоит в сравнении транспортных характеристик прямого и бокового способов подвода тока в одной и той же $\mathrm{SF_1S_1F_2}s\mathrm{IS}$-структуре. Такая постановка позволяет рассматривать способ подвода тока как дополнительный конструктивный параметр спинового вентиля, наряду с его магнитной конфигурацией, что важно как для интерпретации экспериментов с планарным заданием тока, так и для схемотехнического проектирования слаботочной сверхпроводниковой электроники.

Модель. Исследуемая структура $\mathrm{SF_1S_1F_2}s\mathrm{IS}$ схематически показана на рис. 1. Она содержит четыре сверхпроводниковых слоя различной толщины. Все длины далее нормируются на диффузионную длину когерентности $\xi = \sqrt{D/2\pi T_C}$, где D – коэффициент диффузии, а T_C – критическая температура массивного сверхпроводника. Внешние S-электроды считаются достаточно толстыми, $d_S = 5\xi$, так что в их глубине достигается объемное значение парного потенциала Δ, тогда как промежуточные сверхпроводниковые слои имеют толщины d_{S1} и d_s. Сверхпроводники разделены двумя ферромагнитными слоями F_1 и F_2 и туннельным изолирующим барьером I, характеризуемым параметром γ_{BI}. Параметры подавления на остальных границах $\mathrm{SF_1S_1F_2}s$-части структуры считаются одинаковыми и обозначаются γ_B. Толщины ферромагнитных слоев связаны соотношением $d_{F2} = d_{F1} + 0.1\xi$, что позволяет рассматривать переключение магнитного состояния одного из слоев при сохранении направления намагниченности другого. В результате магнитная подсистема может находиться в П- или АП-конфигурации; направления векторов намагниченности считаются лежащими в плоскости yz. В численных расчетах обменные энергии ферромагнитных слоев полагаются одинаковыми и обозначаются H. Предполагается также, что все материалы находятся в грязном пределе и имеют одинаковые удельные сопротивления ρ. Поперечный размер структуры считается меньшим джозефсоновской глубины проникновения λ_J для каждого контакта стека, вихри Абрикосова в электродах и электромагнитные эффекты не учитываются [28]. Кроме того, сверхток полагается равномерно распределенным по поперечному размеру структуры $W_\perp$ (вдоль направления, перпендикулярного току); это условие выполняется при $W_\perp \ll \lambda_\perp = \lambda_L^2/d$, где λ_L – лондоновская глубина проникновения, d – толщина пленки, а $\lambda_\perp$ – эффективная (пирловская) глубина проникновения поля и тока в тонкую пленку [3]. Для типичных параметров Nb ($\lambda_L \approx 100$ нм, $d_s \approx 28$ нм при $\xi \approx 10$ нм) [29, 30] это дает $\lambda_\perp \sim 0.4$ мкм, т.е. условие однородности выполняется для субмикронных поперечных размеров.

При этих предположениях система описывается уравнениями Узаделя [31], дополненными урав-

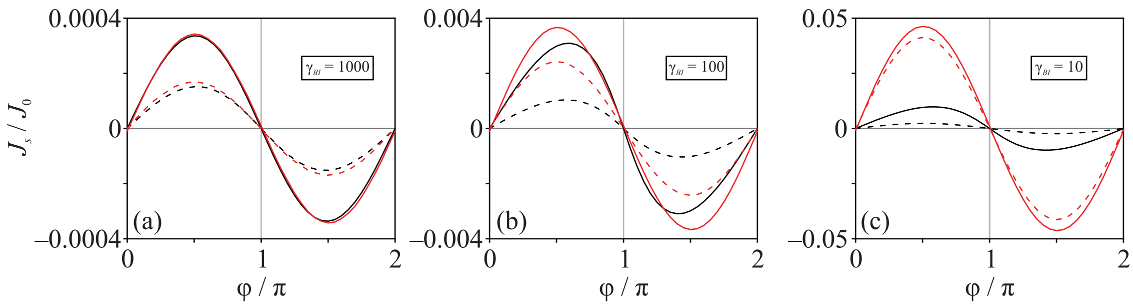

Рис. 2. (Цветной онлайн) ТФЗ $SF_1S_1F_2s$IS-структуры для прямого (черные линии) и бокового (красные линии) подвода тока, а также для параллельной (пунктир) и антипараллельной (сплошные линии) ориентаций намагниченностей ферромагнетиков F_1 и F_2 при различных параметрах туннельной границы: (a) – $\gamma_{BI} = 1000$, (b) – $\gamma_{BI} = 100$ и (c) – $\gamma_{BI} = 10$. Остальные параметры: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.15\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.25\xi$, $d_s = 2.8\xi$, $H = 10T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$

нением самосогласования и граничными условиями Куприянова–Лукичева [32]:

$$\frac{\pi T_C \xi_p^2}{\widetilde{\omega}_p G_p} \nabla \left(G_p^2 \nabla \Phi_p \right) - \Phi_p = -\Delta_p, \tag{1}$$

$$\Delta_p \ln \frac{T}{T_C} + \frac{T}{T_C} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Delta_p}{|\omega|} - \frac{\Phi_p G_p}{\omega} \right) = 0, \tag{2}$$

$$\pm \gamma_{Bpq} \xi_p G_p \frac{d\Phi_p}{dx} = G_q \left(\frac{\widetilde{\omega}_p}{\widetilde{\omega}_q} \Phi_q - \Phi_p \right). \tag{3}$$

Здесь индексы p и q обозначают соответствующие слои. Величины определяются следующим образом: $G_p = \widetilde{\omega}_p / \sqrt{\widetilde{\omega}_p^2 + \Phi_{p,\omega} \Phi_{p,-\omega}^*}$, $\widetilde{\omega}_p = \omega + iH_p$, $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровские частоты, где T – температура, а n – целое число, Δ_p – парный потенциал, H_p – обменная энергия ферромагнитного слоя ($H_p = 0$ в неферромагнитных материалах), T_C – критическая температура массивного сверхпроводника, G_p и Φ_p – нормальная и аномальная функции Грина в Ф-параметризации соответственно, $\gamma_{Bpq} = R_{Bpq} \mathcal{A}_{Bpq} / \rho_p \xi_p$ – параметр подавления, R_{Bpq} и $\mathcal{A}_{Bpq}$ – сопротивление и площадь соответствующей границы раздела, ρ_p – удельное сопротивление p-й пленки. В уравнении (3) знак "плюс" означает, что p-й материал находится со стороны $x_m - 0$ относительно положения границы раздела x_m, а знак "минус" соответствует случаю, когда p-й материал находится в точке $x_m + 0$. В данной работе принята нормировка для постоянных Планка и Больцмана: $\hbar = 1$ и $k_B = 1$.

Для прямого задания тока (рис. 1a) задача сводится к одномерной постановке с фиксированной разностью фаз $\varphi = \chi_1 - \chi_2$ между свободными поверхностями внешних S-электродов [17]. В этом случае плотность сверхтока рассчитывается по выражению

$$\frac{J_S(\varphi)}{J_0} = \frac{T}{T_C} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{G^2}{\omega^2} \operatorname{Im} \left(\Phi_{-\omega} \frac{\partial \Phi_\omega}{\partial x} \right), \tag{4}$$

где $J_0 = \pi T_C / (e\rho\xi)$, а e – элементарный заряд.

Боковое задание тока (рис. 1b) рассматривалось на двух уровнях приближения. В нулевом приближении сначала решалась одномерная задача со свободными граничными условиями $\partial_x \Phi = 0$ на внешних границах, что позволяло определить распределения $\Delta(x)$, $\Phi_\omega(x)$ и $G_\omega(x)$ в основном состоянии. Это состояние могло соответствовать как 0-, так и π-фазе, если π-сдвиг индуцировался ферромагнитной подсистемой. Затем функции Грина на границах туннельного слоя фиксировались, в одном из электродов вводился фазовый множитель $e^{i\chi_1}$, и величина плотности туннельного тока оценивалась по формуле [33]

$$\frac{J_S(\varphi)}{J_0} = \frac{1}{\gamma_{BI}} \frac{T}{T_C} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{G_1 G_2}{\omega^2} \Phi_1 \Phi_2 \sin \varphi, \tag{5}$$

где индексы 1 и 2 обозначают значения функций слева и справа от sIS-границы соответственно. Такой подход не учитывает индуктивный набег фазы, связанный с латеральным протеканием тока в электродах, и применим для структур с выраженным туннельным характером джозефсоновского контакта при $W \ll \lambda_J$, где W – ширина структуры вдоль оси $0y$.

Чтобы оценить влияние латерального набега фазы, дополнительно решалась двумерная задача. В качестве начального приближения использовались функции, полученные из одномерного расчета. Затем решалась система (1)–(3), в которой на боковых границах s-слоя и нижнего электрода фиксировались фазы χ_1 и χ_2 соответственно. Полученное двумерное распределение функций Грина использовалось для вычисления x- и y-компонент сверхтока. Для прямого сопоставления с нулевым приближением далее рассчитывалась зависимость средней плотности тока через туннельную границу от разности фаз. Критическая плотность тока определялась как $J_c = \max_\varphi |J_S(\varphi)|$.

Результаты. На рисунке 2 представлены ТФЗ $J_S(\varphi)$, рассчитанные в нулевом приближении для различных значений параметра туннельной границы γ_{BI}. Черные и красные кривые соответствуют прямому и боковому подводу тока, а пунктирные и сплошные линии – П- и АП-ориентациям намагниченностей соответственно. В туннельном пределе ($\gamma_{BI} = 1000$, рис. 2a) оба способа подвода тока дают практически одинаковые синусоидальные зависимости; амплитуда не превышает $4 \cdot 10^{-4} J_0$ для АП-конфигурации и $2 \cdot 10^{-4} J_0$ – для П-конфигурации. При промежуточном значении $\gamma_{BI} = 100$ (рис. 2b) различия между прямой и боковой схемами проявляются как в амплитуде, так и в форме ТФЗ. В режиме более прозрачной границы ($\gamma_{BI} = 10$, рис. 2c) амплитуда тока существенно возрастает; для боковой подачи в АП-конфигурации она достигает $\approx 0.05 J_0$, что заметно превышает значение для прямой подачи ($\approx 0.01 J_0$).

При достаточно прозрачной sIS-границе $\gamma_{BI} = 10$ ТФЗ для прямого и бокового подвода тока различаются уже на порядок, а вклад геометрии подвода тока становится больше, чем изменение плотности критического тока при переключении магнитной конфигурации. Это связано с тем, что при высокой прозрачности туннельного барьера его критическая плотность тока становится сопоставимой с критической плотностью тока ферромагнитной подсистемы. В результате при прямом задании тока значительная часть падения фазы приходится на ферромагнитный контакт, а не на туннельный слой. Поэтому ТФЗ структуры с прямым подводом тока может существенно искажаться, включая режимы с выраженной многозначностью [26].

Температурные зависимости плотности критического тока (рис. 3a) демонстрируют плавное уменьшение J_c при повышении температуры. Во всем рассмотренном температурном интервале J_c при боковом подводе остается выше, чем при прямом. Это различие обусловлено тем, что в прямой схеме часть фазового падения формируется в ферромагнитной подсистеме, а также усиливается подавление парного потенциала в промежуточных S_1- и s-слоях.

Зависимость J_c от параметра γ_{BI} (рис. 3b) показывает, что при малой прозрачности барьера, $\gamma_{BI} \gg 100$, оба способа подвода тока практически эквивалентны. В этом пределе J_c мал, поэтому индуктивный набег фазы вдоль пути протекания тока дает пренебрежимо малый вклад. При увеличении прозрачности туннельной границы, $\gamma_{BI} \ll 100$, поведение качественно меняется: плотность критического тока растет быстрее благодаря поддержанию парного потенциала Δ_s в s-слое за счет эффекта близости со стороны электрода за I-слоем. При этом в прямой схеме J_c все сильнее определяется свойствами магнитной части контакта, тогда как при боковом подводе тока влияние магнитного электрода на туннельный ток существенно ослабляется.

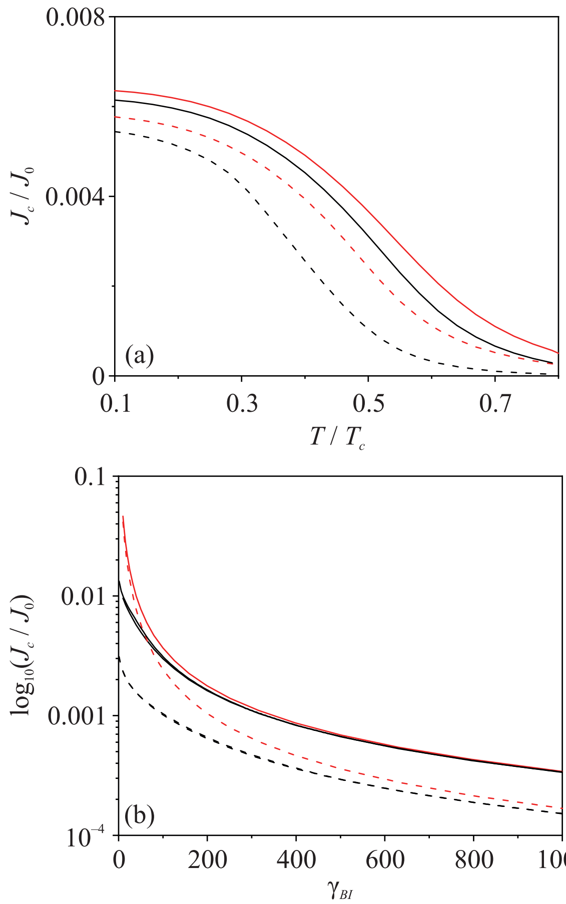

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость плотности критического тока $SF_1S_1F_2s$IS-структуры для прямого (черные линии) и бокового (красные линии) подвода тока, а также для параллельной (пунктир) и антипараллельной (сплошные линии) ориентаций намагниченностей F_1 и F_2: (a) – от температуры T при $\gamma_{BI} = 100$ и (b) – от параметра sIS-границы γ_{BI} при $T = 0.5T_C$. Остальные параметры: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.15\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.25\xi$, $d_s = 2.8\xi$, $H = 10T_C$, $\gamma_B = 0.3$

Для анализа геометрических факторов далее рассмотрен промежуточный режим $\gamma_{BI} = 100$, в котором различие между двумя схемами уже заметно, но туннельный барьер еще сохраняет определяющую роль в формировании полного тока.

На рисунке 4a видно, что увеличение толщины ферромагнитного слоя d_{F1} приводит к уменьшению J_c для обоих способов подвода тока вследствие усиления подавления Δ_s. Для П-ориентации наблюдается возвратное поведение с минимумом, связанное с переходом системы из 0- в π-состояние. При малых d_{F1} относительное различие между П- и АП-конфигурациями остается небольшим, что соответствует слабому спин-вентильному эффекту. В то же время зависимость от толщины сверхпроводящего слоя d_s (рис. 4b) демонстрирует монотонный рост J_c, поскольку увеличение d_s уменьшает роль подавления сверхпроводящих корреляций вблизи ферромагнитной подсистемы.

Важной особенностью бокового подвода тока является сохранение знака джозефсоновского тока при переходе ферромагнитной подсистемы из 0- в π-состояние. Физически это различие связано с тем, что в прямой геометрии полный сверхток проходит последовательно через ферромагнитную подсистему и туннельный барьер. Поэтому знак первой гармоники ТФЗ определяется не только состоянием sIS-перехода, но и фазовым сдвигом, накопленным в $\mathrm{SF_1S_1F_2}s$-части структуры. При изменении толщины ферромагнитных слоев или магнитной конфигурации эта часть может переходить из 0- в π-состояние, что приводит к смене знака полного джозефсоновского тока. В боковой геометрии ток подводится непосредственно к s-слою и туннелирует через I-барьер, тогда как ферромагнитная подсистема влияет на величину тока преимущественно через подавление или восстановление парных корреляций в s-слое. В результате переключение 0–π-состояния магнитной подсистемы меняет амплитуду туннельного тока, но в рассматриваемом приближении не вносит самостоятельный π-сдвиг в фазовую разность на sIS-границе. Именно поэтому в боковой схеме наблюдается уменьшение J_c вблизи 0–π-перехода без смены знака полной ТФЗ.

Для количественной характеристики модуляции плотности критического тока далее удобно использовать величину

$$\eta = \frac{|J_{c,AP} - J_{c,P}|}{J_{c,AP} + J_{c,P}}. \tag{6}$$

Такое определение характеризует именно изменение рабочей плотности критического тока, тогда как смена знака первой гармоники ТФЗ рассматривается отдельно как признак 0–π-перехода. В области 0–π-перехода величина $J_{c,P}$ заметно уменьшается вследствие подавления парного потенциала Δ_s, поэтому

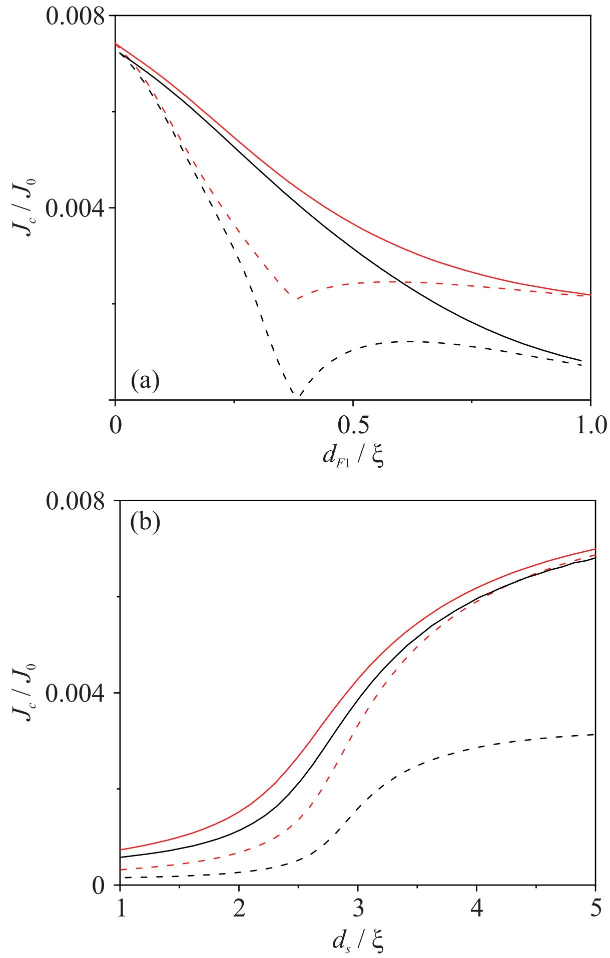

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость плотности критического тока $\mathrm{SF_1S_1F_2}s$IS-структуры для прямого (черные линии) и бокового (красные линии) подвода тока, а также для параллельной (пунктир) и антипараллельной (сплошные линии) ориентаций намагниченностей $\mathrm{F_1}$ и $\mathrm{F_2}$: (a) – от толщины ферромагнитного слоя d_{F1} при $d_{F2} = d_{F1} + 0.1\xi$ и (b) – от толщины тонкого сверхпроводящего слоя d_s. Остальные параметры: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.15\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.25\xi$, $\gamma_B = 0.3$, $\gamma_{BI} = 100$

параметр η достигает максимальных значений, хотя и не выходит на предел полного переключения. При прямом подводе тока в этой же области меняется знак первой гармоники ТФЗ, а минимум J_c определяется остаточным вкладом высших гармоник ферромагнитной джозефсоновской подсистемы [34].

На рисунках 5 и 6 показано влияние индуктивного набега фазы, возникающего при растекании тока вдоль туннельной границы. Этот вклад может быть существенным из-за концентрации тока в тонком s-слое, которая приводит к выраженной эффективной асимметрии удельных индуктивностей электродов. Дополнительным фактором является неоднородный профиль парного потенциала $\Delta(x)$ в s-слое: ток кон-

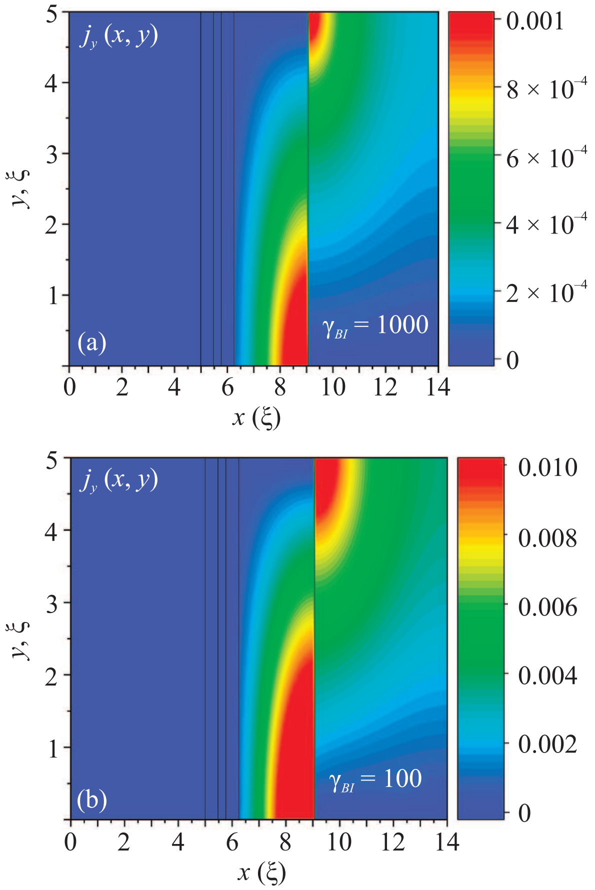

Рис. 5. (Цветной онлайн) Пространственное растекание J_y-компоненты тока в $SF_1S_1F_2sIS$-структуре с П-ориентацией намагниченностей F-слоев и шириной $W = 5\xi$ при боковом подводе тока и разности фаз $\varphi = \pi/2$ для двух параметров туннельной границы: (a) – $\gamma_{BI} = 1000$ и (b) – $\gamma_{BI} = 100$. Параметры структуры: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.15\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.25\xi$, $d_s = 2.8\xi$, $H = 10T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$

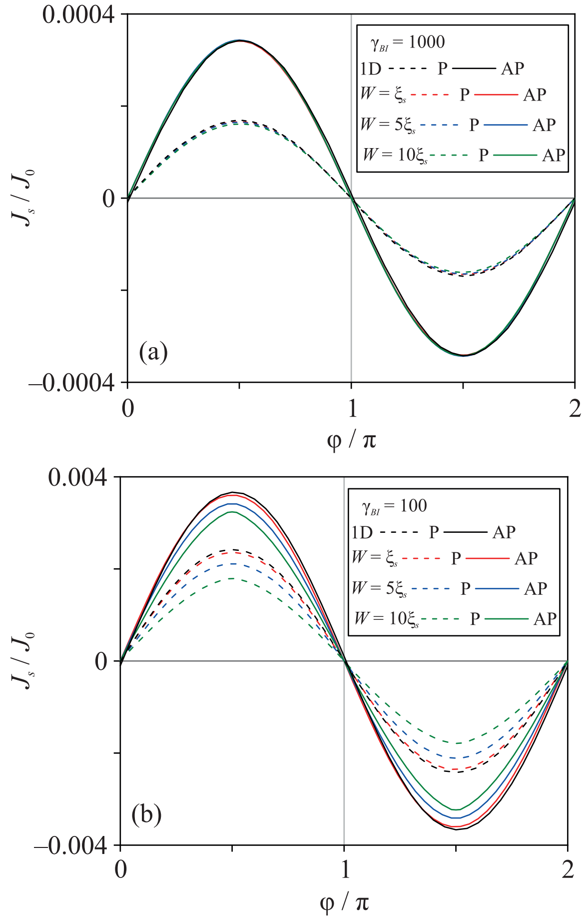

Рис. 6. (Цветной онлайн) ТФЗ $SF_1S_1F_2sIS$-структуры для бокового подвода тока при П- и АП-ориентациях намагниченностей ферромагнетиков, рассчитанные в двумерной модели с учетом пространственного растекания тока для ширины контакта W от 1ξ до 10ξ: (a) – $\gamma_{BI} = 1000$ и (b) – $\gamma_{BI} = 100$. Остальные параметры такие же, как на рис. 5

центрируется в еще более узкой области вблизи электрода, что усиливает латеральное перераспределение сверхтока. При этом заметного подавления модуля парного потенциала $|\Delta|$ в тонком s-слое током не обнаружено: локальная плотность тока остается ниже плотности тока распаривания слоя J_{dp}. Так, для типичных параметров Nb оценка при $T = 0.5T_C$ дает $J_{dp} \approx 6 \times 10^7$ А/см^2 $\approx 0.12\,J_0$, тогда как локальная плотность тока в s-слое при $\gamma_{BI} = 100$ не превышает $\sim 0.1\,J_{dp}$. Эффекты распаривания могут стать существенными при дальнейшем увеличении прозрачности барьера и ширины структуры; при этом их частично компенсирует возможное растекание тока по магнитной части структуры и внешнему S-слою, а также эффект близости со стороны подводящего электрода. Детальный анализ этих факторов выходит за рамки настоящей работы.

По физическому смыслу изменение J_c за счет латерального набега фазы близко к известному механизму подавления плотности критического тока собственным магнитным полем, описываемому уравнением синус–Гордона [35, 36]. В обоих случаях возникает латеральный градиент разности фаз вдоль туннельного слоя, уменьшающий эффективную плотность критического тока. Однако в рассматриваемой геометрии выполняется условие $W \ll \lambda_J$, поэтому магнитным полем контакта можно пренебречь; ключевым источником эффекта является не геометрическая, а кинетическая индуктивность тонкого s-слоя.

При достаточно непрозрачной туннельной границе $\gamma_{BI} = 1000$ влияние ширины структуры W в диапазоне от 1ξ до 10ξ остается пренебрежимо малым (рис. 6a). Однако уже при $\gamma_{BI} = 100$ появляются заметные отклонения от одномерного результата. Поскольку латеральные размеры реальных туннельных структур обычно имеют порядок микрона, такие эффекты могут оказаться существенными при интерпретации экспериментов и выборе рабочей геометрии вентиля.

Заключение. В работе выполнено моделирование джозефсоновского спинового вентиля на основе $SF_1S_1F_2s$IS-структуры с учетом двух экспериментально релевантных способов подвода тока: через массивный S-электрод и через тонкий s-слой. Показано, что при увеличении прозрачности туннельной границы набег фазы в магнитной подсистеме приводит к дополнительному уменьшению J_c в схеме прямого подвода. Боковой подвод тока, напротив, позволяет исключить протекание тока через ферромагнитные слои, тем самым уменьшая фазовые потери, а также устраняя спиновую поляризацию транспортного тока и связанное с ней возможное перемагничивание слоев за счет спинового момента.

Одновременно плотность критического тока при боковом подводе сохраняет существенную модуляцию при переключении магнитной конфигурации. Эта модуляция обусловлена изменением эффекта близости в тонком сверхпроводящем слое s, поэтому латеральная схема сохраняет функциональность спинового вентиля, но изменяет его рабочий режим по сравнению с прямой геометрией.

Следует отметить и ограничение такой схемы: боковой подвод тока не позволяет использовать рассматриваемый вентиль как самостоятельный π-контакт, что ограничивает его прямое применение в схемах безындуктивной фазовой логики [37, 38]. Вместе с тем перспективным направлением остается распределенное задание тока через оба канала, при котором возможно управляемое смешивание 0- и π-компонент сверхтока в одном устройстве.

С технологической точки зрения боковой подвод тока удобен тем, что ферромагнитные слои могут быть размещены в нижней или верхней части многослойной структуры и не участвовать непосредственно в токовом транспорте. В этом случае токовая разводка сверхпроводниковой электроники может быть вынесена в другие технологические уровни, что повышает гибкость планарной интеграции.

Таким образом, способ задания токового транспорта в тонкие сверхпроводящие слои является самостоятельным конструктивным фактором при разработке схем сверхпроводниковой электроники с энергонезависимыми элементами памяти. Дальнейшие исследования могут быть направлены на учет эффекта близости со стороны боковых подводящих электродов, расчет двумерного распределения токов для различных схем подвода тока и анализ динамического отклика вентиля при импульсном переключении магнитного состояния.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение 075-15-2024-538).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. O. A. Mukhanov, “Energy-efficient single flux quantum technology”, IEEE Trans. Appl. Supercond. **21**, 760 (2011).
2. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Y. Kupriyanov, A. L. Gudkov, and A. S. Sidorenko, “Beyond Moore’s technologies: operation principles of a superconductor alternative”, Beilstein J. Nanotechnol. **8**, 2689 (2017).
3. I. I. Soloviev, S. V. Bakurskiy, V. I. Ruzhickiy, N. V. Klenov, M. Y. Kupriyanov, A. A. Golubov, O. V. Skryabina, and V. S. Stolyarov, “Miniaturization of josephson Josephson for digital superconducting circuits”, Phys. Rev. Appl. **16**, 044060 (2021).
4. B. Baek, W. H. Rippard, S. P. Benz, S. E. Russek, and P. D. Dresselhaus, “Hybrid superconducting-magnetic memory device using competing order parameters”, Nat. Commun. **5**, 3888 (2014).
5. B. M. Niedzielski, T. J. Bertus, J. A. Glick, R. Loloee, W. P. Pratt, and N. O. Birge, “Spin-valve Josephson Josephson for cryogenic memory”, Phys. Rev. B **97**, 024517 (2018).
6. D. S. Holmes, *Cryogenic Electronics and Quantum Information Processing in International Roadmap for Devices and Systems (IRDS^{TM})*, 2022 Edition (IEEE, 2022): URL: https://irds.ieee.org/images/files/pdf/2022/2022_IRDS_CEQIP.pdf.
7. A. I. Buzdin, “Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures”, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
8. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, “Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures”, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
9. J. Linder and J. W. A. Robinson, “Superconducting spintronics”, Nat. Phys. **11**, 307 (2015).
10. M. Eschrig, “Spin-polarized supercurrents for spintronics: a review of current progress”, Rep. Prog. Phys. **78**, 104501 (2015).
11. E. C. Gingrich, B. M. Niedzielski, J. A. Glick, Y. Wang, D. L. Miller, R. Loloee, W. P. Pratt, and N. O. Birge,

"Controllable 0–π Josephson Josephson containing a ferromagnetic spin valve", Nat. Phys. **12**, 564 (2016).

12. N. O. Birge and N. Satchell, "Ferromagnetic materials for Josephson π junctions", APL Mater. **12**, 041105 (2024).
13. A. A. Golubov, S. V. Bakurskiy, T. Karabassov, A. S. Vasenko, A. S. Sidorenko, and M. Y. Kupriyanov, "The physics of superconductor-ferromagnet hybrid structures", JETP Lett. **123**, 324 (2026); 2509.16387.
14. T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, and O. A. Mukhanov, "Ferromagnetic Josephson switching device with high characteristic voltage", Appl. Phys. Lett. **100**, 222601 (2012).
15. D. Massarotti, R. Caruso, and F. Tafuri, "A feasible path for the use of ferromagnetic Josephson junctions in quantum circuits: The ferro-transmon", Low Temp. Phys. **49**, 929 (2023).
16. A. Neilo, S. Bakurskiy, N. Klenov, I. Soloviev, and M. Kupriyanov, "Spin-valve-controlled triggering of superconductivity", Nanomaterials **14**, 245 (2024).
17. A. Neilo, S. Bakurskiy, N. Klenov, I. Soloviev, V. Stolyarov, and M. Kupriyanov, "Josephson spin valve controlled by a superconducting trigger effect", Appl. Phys. Lett. **125**, 162601 (2024).
18. R. Satariano, I. A. Golovchanskiy, V. S. Stolyarov, A. S. Vasenko, S. V. Bakurskiy, A. A. Golubov, D. Massarotti, and F. Tafuri, "Nanoscale spin ordering and spin screening effects in tunnel ferromagnetic Josephson junctions", Commun. Mater. **5**, 82 (2024).
19. C. Bell, G. Burnell, C. W. Leung, E. Tarte, D.-J. Kang, and M. Blamire, "Controllable Josephson current through a pseudospin-valve structure", Appl. Phys. Lett. **84**, 1153 (2004).
20. A. S. Mel'nikov, S. V. Mironov, A. V. Samokhvalov, A. I. Buzdin, "Superconducting spintronics: state of the art and prospects", Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192**(12), 1339 (2022).
21. N. K. Katam, O. A. Mukhanov, and M. Pedram, "Superconducting magnetic field programmable gate array", IEEE Trans. Appl. Supercond. **28**, 1 (2018).
22. S. Alam, M. S. Hossain, S. R. Srinivasa, and A. Aziz, "Cryogenic memory technologies", Nat. Electron. **6**, 185 (2023).
23. D. S. Kalashnikov, V. I. Ruzhitskiy, A. G. Shishkin, I. A. Golovchanskiy, M. Y. Kupriyanov, I. I. Soloviev, D. Roditchev, and V. S. Stolyarov, "Demonstration of a Josephson vortex-based memory cell with microwave energy-efficient readout", Commun. Phys. **7**, 88 (2024).
24. M. S. Rzchowski and B. M. Hinaus, "Critical-current measurements in planar Josephson junctions", Appl. Phys. Lett. **71**, 3010 (1997).
25. T. E. Golikova, F. Hübler, D. Beckmann, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Y. Kupriyanov, I. E. Batov, and V. V. Ryazanov, "Critical current in planar sns Josephson junctions", Pis'ma ZhETF **96**, 743 (2013) [T. E. Golikova, F. Hübler, D. Beckmann, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Y. Kupriyanov, I. E. Batov, and V. V. Ryazanov, "Critical current in planar sns Josephson junctions", JETP Lett. **96**, 668 (2013)].
26. S. V. Bakurskiy, V. I. Filippov, V. I. Ruzhickiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. Y. Kupriyanov, and A. A. Golubov, "Current-phase relations in SIsFS junctions in the vicinity of 0–π transition", Phys. Rev. B **95**, 094522 (2017).
27. V. Ruzhickiy, S. Bakurskiy, M. Kupriyanov, N. Klenov, I. Soloviev, V. Stolyarov, and A. Golubov, "Contribution of processes in sn electrodes to the transport properties of SN-N-NS josephson junctions", Nanomaterials **13**(12), 1873 (2023).
28. T. Yu, X.-H. Zhou, G. E. Bauer, and I. Bobkova, "Electromagnetic proximity effects at heterointerfaces", Phys. Rep. **1151**, 1 (2026).
29. V. Krasnov, A. Kovalev, V. Oboznov, and V. Ryazanov, "Anisotropy of the lower critical field in a Nb/Cu multilayer the evidence for 3d-2d crossover", Physica C: Superconductivity **215**, 265 (1993).
30. V. S. Stolyarov, T. Cren, C. Brun, I. A. Golovchanskiy, O. V. Skryabina, D. I. Kasatonov, M. M. Khapaev, M. Y. Kupriyanov, A. A. Golubov, and D. Roditchev, "Expansion of a superconducting vortex core into a diffusive metal", Nat. Commun. **9**, 2277 (2018).
31. K. D. Usadel, "Generalized diffusion equation for superconducting alloys", Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
32. M. Y. Kuprianov and V. Lukichev, "Influence of boundary transparency on the critical current of dirty SS'S structures", ZhETF **94**, 139 (1988) [M. Y. Kuprianov and V. Lukichev, "Influence of boundary transparency on the critical current of dirty SS'S structures", Sov. Phys. JETP **67**, 1163 (1988)].
33. V. Ambegaokar and A. Baratoff, "Tunneling between superconductors", Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
34. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, N. G. Pugach, M. Y. Kupriyanov, and A. A. Golubov, "Protected 0–π states in SIsFs junctions for Josephson memory and logic", Appl. Phys. Lett. **113**, 082602 (2018).
35. S. Pagano, B. Ruggiero, and E. Sarnelli, "Magnetic-field dependence of the critical current in long Josephson junctions", Phys. Rev. B **43**, 5364 (1991).
36. R. Monaco, V. P. Koshelets, A. Mukhortova, and J. Mygind, "Self-field effects in window-type Josephson tunnel junctions", Supercond. Sci. Technol. **26**, 055021 (2013).
37. A. A. Maksimovskaya, V. Ruzhickiy, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Y. Kupriyanov, and I. I. Soloviev,

"Phase logic based on π Josephson junctions", Pis'ma v ZhETF **115**, 786 (2022) [A. A. Maksimovskaya, V. Ruzhickiy, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Y. Kupriyanov, and I. I. Soloviev, "Phase logic based on π Josephson junctions", JETP Lett. **115**, 735 (2022)].

38. A. A. Maksimovskaya, V. I. Ruzhickiy, N. V. Klenov, A. E. Schegolev, S. V. Bakurskiy, I. I. Soloviev, and D. S. Yakovlev, "All-Josephson junction logic cells and bioinspired neuron based on 0–0–π junction inductorless blocks", Chaos, Solitons & Fractals **193**, 116074 (2025).