

Магнитное управление кинетической индуктивностью в элементах сверхпроводниковой электроники

А. А. Неило⁺, С. В. Бакурский^{*1)}, Н. В. Кленов⁺, И. И. Соловьев^{+×}, М. Ю. Куприянов^{*}

⁺Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*}Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скobelцына МГУ, 119991 Москва, Россия

[×]Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 2 ноября 2024 г.

После переработки 12 ноября 2024 г.

Принята к публикации 18 ноября 2024 г.

Теоретически исследован продольный электронный транспорт в многослойной сверхпроводниковой (S) структуре $SF_1S_1F_2sN$ с двумя ферромагнитными (F) слоями и слоем нормального металла (N). Расчеты показали, что поворот намагниченности ферромагнитных слоев друг относительно друга позволяет плавно изменять величину кинетической индуктивности структуры в несколько раз. Мы обнаружили особенность электронного состояния структуры в области параметров системы, соответствующей ее переходу от состояния с устойчивой джозефсоновской фазой 0 к состоянию с устойчивой фазой π (0– π переход). Эта особенность приводит к подавлению синглетной компоненты амплитуды спаривания и росту кинетической индуктивности всей структуры. Исследование влияния конечного продольного тока на транспорт заряда показало, что разрушение сверхпроводимости в разных слоях происходит поочереди, и на зависимости $L_K(J)$ есть несколько плато с почти постоянной величиной индуктивности.

DOI: 10.31857/S0370274X25010101, EDN: MCMJJU

Введение. Сверхпроводниковая электроника позволяет создавать ряд новых типов энергоэффективных и быстродействующих элементов для информационных и телекоммуникационных систем, включая нейроморфные вычислители [1–3], квантовые [4–6] и классические суперкомпьютеры [7, 8], а также совместимые с ними высокочувствительные детекторы [9]. При этом элементная база для создания таких устройств не стоит на месте: постоянно появляются концепции новых элементов, основанных на новых физических принципах. Одним из таких элементов стали устройства с большой кинетической индуктивностью [10–13].

Индуктивность отвечает за реактивную компоненту импеданса при переносе заряда, определяя коэффициент пропорциональности между энергией протекающего тока и квадратом его амплитуды. При этом энергия запасается как в сопутствующем магнитном поле (геометрическая компонента индуктивности), так и в кинетической энергии носителей заряда (кинетическая компонента индуктивности). В ряде сверхпроводников с высоким удельным сопротивлением, таких как NbN и гранулированный алюминий GrAl [14–17], эта кинетическая компонента мо-

жет на порядки превышать геометрическую индуктивность, что позволяет получать компактные элементы на чипе с индуктивностями порядкаnano- и микрогенри. Использование таких элементов может обеспечить прогресс в борьбе за масштабируемость цифровых и аналоговых сверхпроводниковых схем, поскольку позволит уменьшить размеры квантующих контуров быстрой одноквантовой (SFQ – Single Flux Quantum) логики. Кроме того, геометрическая компонента индуктивности в таких цепях будет мала, что позволяет значительно уменьшить паразитные наведенные токи, возникающие из-за взаимной индукции.

В то же время в ряде случаев подобные элементы кинетической индуктивности проявляют нелинейные свойства, что позволяет управлять характерными частотами сверхпроводниковых цепей с помощью задания тока смещения, нагрева или приложения электрического поля [18, 19]. На основе данных эффектов возможно реализовать смещение резонансной частоты составных элементов слаботочных сверхпроводниковых устройств, создавать параметрические усилители [20–24] и детекторы [25–27]. Также сейчас существует интерес к конструированию элементов с возможностью энергонезависимой подстройки индуктивности в широком диапазоне ее зна-

¹⁾e-mail: r4zz@mail.ru

чений в составе сверхпроводниковых синапсов, нейронов и роутеров [28]. В данной работе мы предлагаем концепцию экспериментальной реализации такого элемента – энергонезависимого переключателя на основе ферромагнитного спинового вентиля [29–36].

Работа устройства основана на использовании спин-триггерного эффекта [37, 38], суть которого заключается в переводе тонкого сверхпроводникового *s*-слоя, подавленного обратным эффектом близости со стороны ферромагнетика и нормального металла, в собственное сверхпроводящее состояние за счет проникновения парных корреляций со стороны объемного сверхпроводника *S* – источника куперовских пар (см. рис. 1). В зависимости от угла разо-

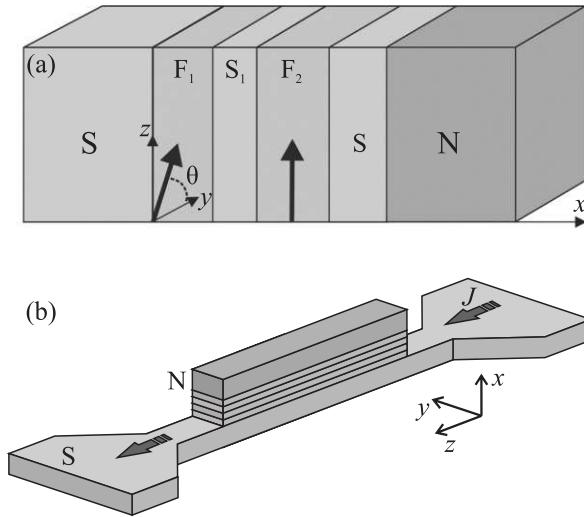


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Эскиз $SF_1S_1F_2sN$ структуры с управляемой кинетической индуктивностью. (б) – Схематическое изображение расположения элемента с управляемой кинетической индуктивностью на чипе между двумя широкими сверхпроводниковыми линиями

риентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев спинового вентиля $F_1s_1F_2$, расположенного между источником *S* и слоем-триггером *s*, вентиль либо пропускает, либо разрушает парные корреляции, что позволяет управлять состоянием *s*-слоя. При этом открытие вентиля приводит к переходу слоя-триггера *s* в сверхпроводящее состояние, что, в свою очередь, порождает резкий рост количества сверхпроводящих носителей внутри низкоомного металлического слоя *N* за счет эффекта близости. В том случае, когда такой *N*-материал обладает малым удельным сопротивлением и большой длиной когерентности, его кинетическая индуктивность в проксилизированном состоянии оказывается существенно меньше кинетической индуктивности остальных

слоев многослойной структуры. В силу этого проксилизация *N*-пленки должна сопровождаться существенным перераспределением транспортного продольного тока в $F_1s_1F_2$ -вентиле и его концентрацией в *N*-материале.

В данной работе мы теоретически исследуем проблему управления кинетической индуктивностью в подобной структуре за счет плавного изменения угла разориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев; существенно новым в этом рассмотрении также является учет влияния продольного тока конечной величины на свойства такой структуры.

Модель. На рисунке 1 схематически представлена исследуемая $SF_1S_1F_2sN$ -структуре. Она состоит из *S*-электрода, $F_1S_1F_2$ -обменного клапана и сверхпроводящего *s*-слоя, находящегося в контакте с низкоомным нормальным металлом (*N*). Предполагается, что условие грязного предела выполняется во всех материалах. Тогда $SF_1S_1F_2sN$ -система будет описываться уравнениями Узаделя:

$$D_p \nabla(\hat{g}^R \nabla \hat{g}^R) - [\omega \tau_3, \hat{g}^R] + [i h_p \sigma, \hat{g}^R] + [\Delta_p \tau_1, \hat{g}^R] = 0, \quad (1)$$

в которых $D_p = 2\pi T_c \xi_p^2$ – коэффициент диффузии *p*-го слоя, ξ_p , ρ_p – его диффузная длина когерентности и удельное сопротивление соответственно, $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровские частоты, T – температура системы, T_c – критическая температура сверхпроводников, образующих многослойную $SF_1S_1F_2sN$ структуру. Запаздывающая функция Грина $\hat{g}^R = \hat{g}\tau_3 + \hat{f}\tau_1$ представима в виде суммы нормальной $\hat{g} = g\sigma_0$ и аномальной $\hat{f} = \sum_{i=0}^3 f_i \sigma_i$ составляющих, τ_i, σ_i – матрицы Паули в квазичастичном (Намбу) и спиновом пространстве соответственно. На границах между слоями использовались граничные условия Куприянова–Лукичева [39]:

$$2\gamma_{Bpq} \hat{g}_p^R \partial_x \hat{g}_p^R = [\hat{g}_p^R, \hat{g}_q^R]. \quad (2)$$

$\gamma_{Bpq} = R_{Bpq} \mathcal{A}_{Bpq} / \rho_p \xi_p$ – параметр подавления на границе между *p*-м и *q*-м слоями, R_{Bpq} и \mathcal{A}_{Bpq} – сопротивление и площадь соответствующего интерфейса. Условие самосогласования для сверхпроводящего параметра порядка Δ , отличного от нуля только в сверхпроводящих слоях, представимо в виде:

$$\Delta \ln \frac{T}{T_c} = \pi T \sum_{\omega=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\Delta}{|\omega|} - f_0 \right). \quad (3)$$

Мы считаем, что ферромагнетики имеют однодоменную структуру с векторами намагниченности $\mathbf{M}_{1,2}$, лежащими в Ozy -плоскости. Следовательно, векто-

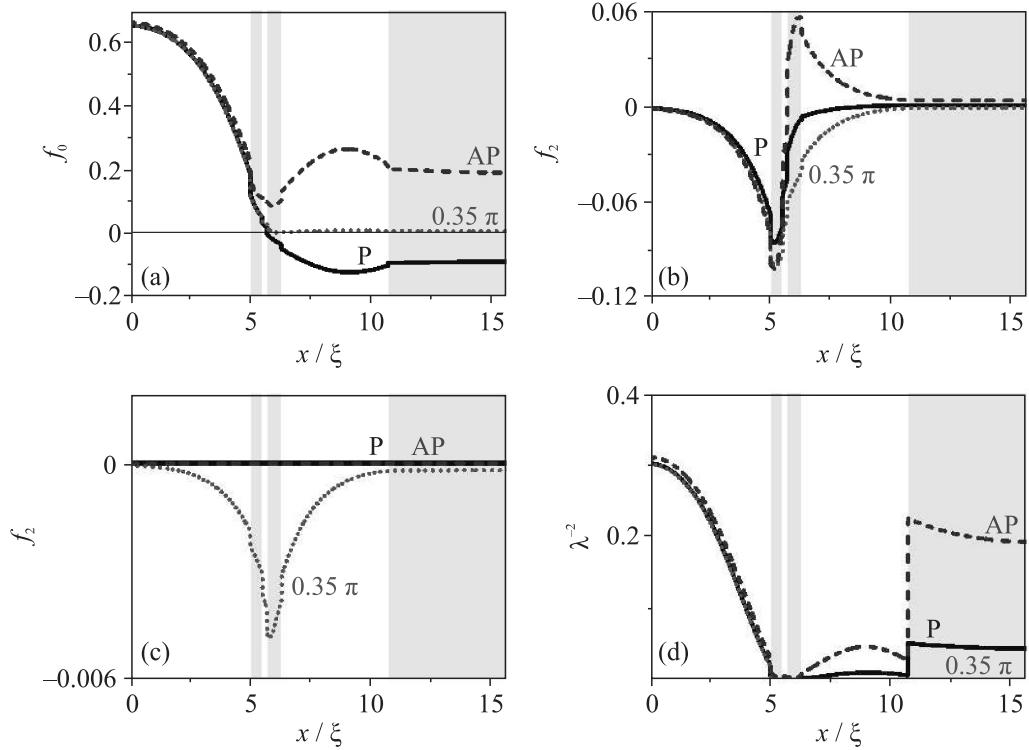


Рис. 2. (Цветной онлайн) Пространственные зависимости при разных значениях углов между намагниченностями ферромагнетиков ($\theta = 0, 0.35\pi, \pi$ соответствуют черная сплошная, красная точечная, синяя штрихованная линии) для: (а) – синглетной компоненты амплитуды спаривания f_0 ; (б), (с) – триплетных компонент f_1 , f_2 ; (д) – обратного квадрата лондоновской глубины проникновения λ^{-2} . Голубыми областями обозначены слои $F_{1,2}$ ферромагнетиков, зеленым – N нормального металла, белым – сверхпроводников. Параметры $SF_1S_1F_2sN$ -структуры: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.5\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.6\xi$, $d_s = 4.4\xi$, $d_N = 5\xi$, $\xi_N = 10\xi$, $\rho_N = 0.1\rho$, $h = 10T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$

ра обменного взаимодействия $\mathbf{h}_{1,2}$ отличные от нуля только в F-слоях, определяются следующим образом:

$$\mathbf{h}_1 = h\mathbf{y} \cos \theta + h\mathbf{z} \sin \theta, \quad \mathbf{h}_2 = h\mathbf{z}. \quad (4)$$

Предполагается, что материальные параметры у сверхпроводящих и ферромагнитных слоев одинаковы, т.е. $\xi_S = \xi_F = \xi$, $\rho_S = \rho_F = \rho$, а параметры низкоомного металла, ξ_N и ρ_N , могут от них отличаться.

Кинетическая индуктивность $SF_1S_1F_2sN$ структуры определялась выражением:

$$\frac{L_K}{\mathcal{L}_K^0} = \frac{\xi}{\lambda_0^2} \left[\int_0^d \lambda^{-2}(x) dx \right]^{-1}. \quad (5)$$

Здесь $\mathcal{L}_K^0 = (\mu_0 X \lambda_0^2)/(\xi W)$, $\lambda_0 = 2\pi\mu_0 T_c \rho^{-1}$, μ_0 – проницаемость вакуума, X , W , d – ширина, высота и суммарная толщина $SF_1S_1F_2sN$ -структурь соответственно. Обратный квадрат лондоновской глубины проникновения определялся как:

$$\lambda^{-2}(x) = \lambda_0^{-2} \frac{T\rho}{T_C \rho(x)} \sum_{\omega>0} \text{Re}(f^2(x)), \quad (6)$$

где $f^2(x) = f_0^2(x) - f_1^2(x) - f_2^2(x)$.

Краевая задача (1)–(4) решалась численно итерационным способом. Найденные в результате расчетов координатные зависимости аномальных функций Грина были использованы для вычисления искомой индуктивности в соответствии с выражениями (5), (6).

Электронная структура. Результаты расчетов электронной структуры в рамках уравнений (1)–(6) приведены на рис. 2 для следующего набора параметров многослойной $SF_1S_1F_2sN$ -структурь: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.5\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.6\xi$, $d_s = 4.4\xi$, $d_N = 5\xi$, $\xi_N = 10\xi$, $\rho_N = 0.1\rho$, $h = 10T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

Представленные на рис. 2а–с пространственные зависимости амплитуд спаривания $f_i(x)$ и квадрата обратной глубины проникновения $\lambda^{-2}(x)$ (рис. 2д) для разных направлений векторов намагниченности F-слоев демонстрируют принцип работы исследуемого спинового вентиля. Амплитуды спаривания в области толстого левого сверхпроводника, S, слабо зависят от направлений намагниченности. При этом амплитуды спаривания f_0 и f_1 в тонком s -слое

увеличиваются в несколько раз при переключении из состояния с параллельными векторами намагнченности (P) в “антипараллельное” (AP) состояние за счет более эффективной проксимизации через магнитную многослойку. В свою очередь, появление сверхпроводимости в s -слое приводит к проксимизации нормально металлического N -слоя, в котором появляется заметная амплитуда спаривания f_0 , несмотря на его значительную толщину $d_N = 5\xi$, превосходящую размер находящейся с ним в контакте сверхпроводящей пленки. Более того, расчет пространственного распределения квадрата обратной глубины проникновения $\lambda^{-2}(x)$, по сути эквивалентного пространственному распределению продольного сверхтока по структуре, показывает, что в AP -конфигурации вклад нормального металла в $\lambda^{-2}(x)$ оказывается сопоставимым с вкладом от объемных сверхпроводников. В P -конфигурации векторов намагнченности эффект близости между S - и s -слоями оказывается подавленным. В результате этого амплитуда спаривания f_0 в s - и N -слоях оказывается в разы меньше. Таким образом, изменение взаимной ориентации векторов намагнченности в $SF_1S_1F_2sN$ структуре позволяет изменять пространственное распределение глубины проникновения поля и, соответственно, полную эффективную индуктивность структуры.

Стоит отметить, что возможность формирования π -состояния в джозефсоновской $SF_1S_1F_2s$ структуре не приводит к значительному подавлению сверхпроводимости в s -слое. В P -конфигурации векторов намагнченности F -пленок и при параметрах, представленных на рис. 2, компоненты амплитуды спаривания f_0 в S - и s -слоях имеют разные знаки (так называемое $0-\pi$ состояние). Однако это не мешает проявлению триггерного эффекта и формированию собственной сверхпроводимости в s -слое.

В области параметров, соответствующей $0-\pi$ переходу, может наблюдаться дополнительное подавление сверхпроводимости, типичное для структур с тонкими сверхпроводниками слоями. Для рассматриваемой структуры мы можем реализовать $0-\pi$ переход путем поворота одного из векторов намагнченности на конечный угол $\theta = 0.35\pi$. При таком значении угла разориентации намагнченностей θ амплитуда спаривания в s -слое подавляется полностью. В этой области параметров спиновый вентиль оказывается топологически закрыт, что приводит к полному подавлению сверхпроводимости в sN бислое. Однако данный эффект реализуется лишь в узком диапазоне параметров при малых толщинах s -слоя, близких к критической толщине.

Наличие N -слоя и его характеристики также значительно влияют на величину кинетической индуктивности структуры. Чтобы продемонстрировать данный эффект, мы провели расчеты электронной структуры рассматриваемой многослойки для разных параметров нормального слоя и провели сравнение кинетической индуктивности в параллельной и антипараллельной конфигурациях вентиля. На рисунке 3 представлена разность кинетической индуктивности в P - и AP -конфигурациях намагнченности $\delta L_K = L_K^P - L_K^{AP}$ для $SF_1S_1F_2s(N)$ -структурь как функция толщины слоя триггера, s , для разных типов нормально-металлического покрытия. Данная величина удобна для оценки величины спин-вентильного эффекта в многослойной структуре с учетом влияния используемых материалов на критическую толщину s -слоя.

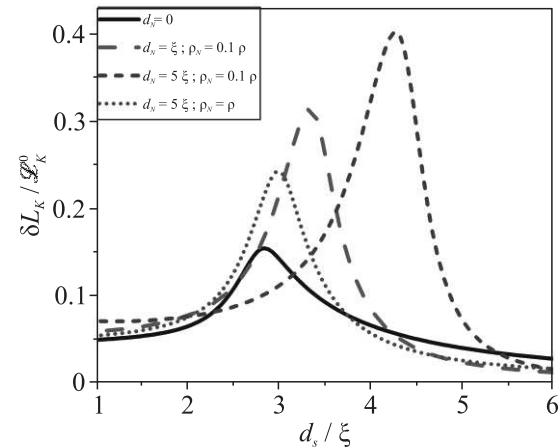


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость разности кинетических индуктивностей в P - и AP -ориентациях δL_K от толщины s -слоя d_s для разных толщин и удельных сопротивлений нормального металла. Чёрная сплошная линия соответствует базовой $SF_1S_1F_2s$ структуре без покрытия нормальным слоем; красная штрихованная линия – случаю тонкого низкоомного N -слоя; синяя пунктирная линия – случаю толстого низкоомного N -слоя; зеленая точечная линия – случаю толстого N -слоя с сопротивлением, как у всех материалов в системе. Параметры $SF_1S_1F_2sN$ структуры: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.5\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.6\xi$, $\xi_N = 10\xi$, $h = 10T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

Черная сплошная линия на рис. 3 показывает изменение кинетической индуктивности для базовой структуры без покрытия нормальным слоем. При малых толщинах сверхпроводящего s -слоя d_s его собственная сверхпроводимость оказывается подавленной во всем диапазоне углов разориентации векторов намагнченности θ . В результате изменение θ слабо

влияет на величину общей кинетической индуктивности.

В обратном пределе очень больших d_s s -слой наоборот достаточно толст, чтобы переходить в собственное сверхпроводниковое состояние вне зависимости от того, есть ли подпитка парными корреляциями со стороны сверхпроводника источника S.

Наиболее эффективно спин-вентильный эффект проявляется в промежуточном интервале толщин $2\xi < d_s < 4\xi$. В этом случае в системе реализуется спин-триггерный эффект, заключающийся в переходе s -слоя в собственное сверхпроводящее состояние только при наличии подпитки со стороны сверхпроводника источника S при открытом спиновом вентиле. В этом случае изменение полной кинетической индуктивности структуры δL_K при перемагничивании вырастает в 3–4 раза относительно предельных случаев больших и маленьких толщин d_s .

В свою очередь добавление нормально-металлического слоя N поверх сверхпроводника s может в несколько раз усилить спин-вентильный эффект в окрестности максимума зависимости $\delta L_K(d_s)$. На рисунке 3 показана зависимость $\delta L_K(d_s)$ для случая использования материала с высокой длиной когерентности $\xi_N = 10\xi$ и удельным сопротивлением, как у сверхпроводника $\rho_N = \rho$ (зеленая точечная линия). Использование такого материала слабо влияет на критическую толщину сверхпроводникового слоя триггера d_s , при которой достигается максимум зависимости, зато увеличивает амплитуду максимума δL_K больше, чем в полтора раза.

Использование низкоомного нормального металла с $\rho_N = 0.1\rho$ позволяет увеличить спин-вентильный эффект еще сильнее. Синей пунктирной линией показана зависимость $\delta L_K(d_s)$ для $\rho_N = 0.1\rho$ и толстого нормального слоя $d_N = 5\xi$. При этом эффективное подавление сверхпроводника s за счет обратного эффекта близости со стороны N слоя тоже увеличивается, что приводит к смещению максимума зависимости $\delta L_K(d_s)$ к новой критической толщине s -слоя большей чем 4ξ .

Уменьшение толщины нормального слоя до $d_N = \xi$ (красная пунктирная линия) позволяет ослабить данный эффект, но одновременно ведет и к ослаблению спин-вентильного эффекта.

Зависимость кинетической индуктивности L_K от угла разориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев θ продемонстрирована на рис. 4 для структуры с параметрами нормального слоя $d_N = 5\xi$, $\rho_N = 0.1\rho$ и разными толщинами s -слоя. Фактически, данный рисунок является детализацией синей пунктирной кривой на рис. 3.

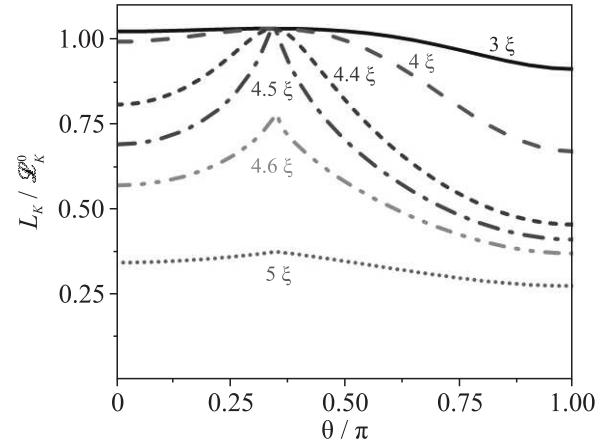


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость кинетической индуктивности L_K от угла разориентации намагниченностей θ для разных толщин s -слоя. Параметры SF₁S₁F₂N-структуры: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.5\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.6\xi$, $d_N = 5\xi$, $\xi_N = 10\xi$, $\rho_N = 0.1\rho$, $h = 10T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$

Видно, что при маленьких толщинах $d_s = 3\xi$ зависимость L_K от угла θ практически отсутствует (черная линия на рис. 4). Здесь, как в P, так и в AP ориентациях собственная сверхпроводимость в s -слое мала, а величина общей нормированной индуктивности близка к единице, что соответствует кинетической индуктивности слоя источника S.

Увеличение толщины s -слоя в диапазоне $d_s = 4\text{--}4.6\xi$ (красная, синяя, зеленая и оранжевые линии) приводит к формированию в нем собственной сверхпроводимости и падению общей индуктивности, что происходит раньше в AP конфигурации и позже в P-направлении намагниченности.

При этом зависимость $L_K(\theta)$ оказывается нелинейной: ее максимум в широком диапазоне толщин наблюдается при $\theta \approx 0.35\pi$, что соответствует точке 0–π перехода между s и S-слоями. В этом случае, сверхпроводимость s -слоя оказывается дополнительно подавлена фактом 0–π перехода, что приводит к дополнительному усилию спин-вентильного эффекта. Тем не менее данный эффект ослабевает по мере увеличения толщины сверхпроводникового s -слоя до значений, значительно превышающих критическую. При толщинах $d_s > 5\xi$ индуктивность слабо зависит от угла θ), а 0–π переход происходит резким скачком, слабо влияя на измеряемые параметры структуры.

Протекание продольного тока. Задание конечного продольного сверхтока вдоль многослойной структуры (вдоль оси $0z$) может значительно повлиять на величину индуктивности и распределение то-

ков между слоями из-за эффекта подавления сверхпроводимости протекающим по структуре током.

Для оценки этих эффектов, мы модифицировали уравнения (1)–(5) по аналогии с работами [19, 40–43], представив потенциал спаривания и компоненты амплитуды спаривания в виде $\Delta(x, z) = \Delta(x)e^{izq}$ и $f_i(x, z) = f_i(x)e^{izq}$ соответственно, где q – не зависящий от координаты x градиент фазы параметра порядка вдоль оси $0z$.

В этом случае уравнение (1) сохраняет свой вид с точностью до замены в нем мацубаровской частоты ω на $\omega + D_p q^2 g/2$. При таком подходе распределение плотности тока $j(x)$ по толщине структуры определяется выражением

$$j(x) = \frac{2\pi T}{e\rho(x)} q \sum_{\omega>0} \text{Re}(f^2(x)) = \frac{2\pi T_C \lambda_0^2}{e\rho \lambda^2(x, q)} q, \quad (7)$$

а суммарный транспортный ток J находится посредством интегрирования выражения (7) по суммарной толщине структуры d :

$$J = W \int_0^d j(x) dx. \quad (8)$$

При выводе выражений (7), (8) мы предполагали, что суммарная толщина всех слоев структуры $d = \sum_p d_p$ значительно меньше лондоновской глубины проникновения λ_0 , а ширина полоски значительно меньше величины λ_0^2/d . Помимо этого, мы пренебрегали влиянием магнитных полей рассеяния ферромагнетиков, т.е. считали, что q есть константа, независящая от пространственных координат. Таким образом, после интегрирования в (8) и подстановки выражения для кинетической индуктивности (5) получается выражение, фактически являющееся альтернативным определением кинетической индуктивности L_K :

$$q\xi = \frac{L_K(q)}{\mathcal{L}_K^0} \frac{J}{J_0}, \quad (9)$$

где $J_0 = 2\pi T_C W / e\rho$ – нормировка тока.

Для решения задачи об определении зависимости кинетической индуктивности от фазы необходимо получить соотношение между градиентом фазы и током $q(J)$. Данная проблема решалась итерационным способом.

Сначала по формулам (6), (5) рассчитывались зависимость $\lambda^{-2}(x)$ и величина L_K при нулевом транспортном токе. На их основе из соотношения (9) для заданного тока J определялось значение градиента фазы параметра порядка q в первом приближении.

После подстановки получившегося на предыдущем шаге значения q в уравнение Узаделя определялось распределение $\lambda^{-2}(x, q)$ и величина $L_K(q)$ в

следующей итерации и по формуле (9) уточнялось значение q . Итерационный процесс по q заканчивался при достижении относительной точности 10^{-4} . Полученное в итоге значение $q(J)$ использовалось для расчета зависимости $L_K(J)$ в рамках модифицированного уравнения Узаделя.

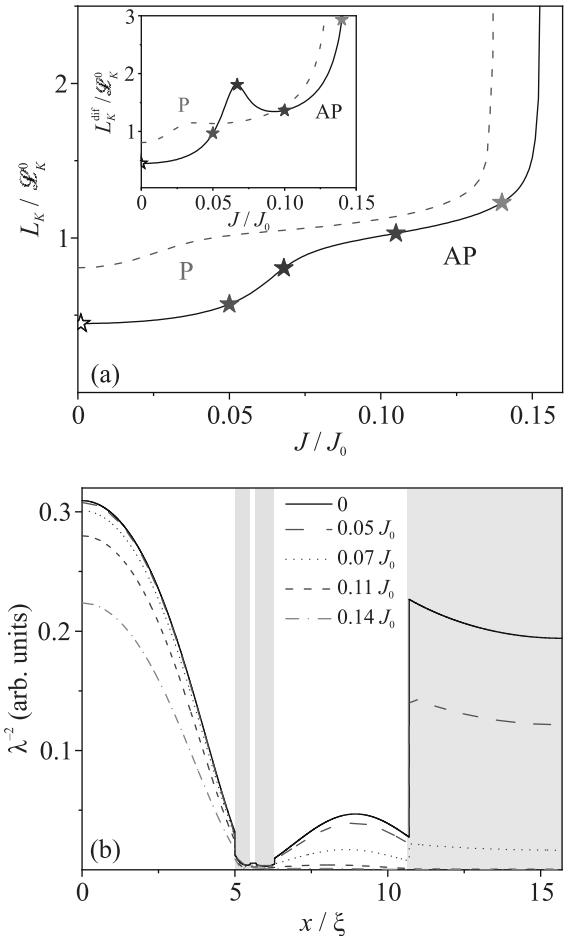


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость кинетической индуктивности L_K от тока смещения J для Р- и АР-конфигураций намагниченности структуры (красная штриховая и черная сплошная кривые соответственно). На вставке показана эквивалентная зависимость дифференциальной индуктивности $L_K^{\text{dif}}(J)$. (б) – Пространственное распределение обратного квадрата лондоновской глубины проникновения λ^{-2} для АР-конфигурации намагниченостей структуры при разных величинах тока смещения, отмеченных звездочками на панели (а). Параметры SF₁S₁F₂sN-структурь: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.5\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.6\xi$, $d_s = 4.4\xi$, $d_N = 5\xi$, $\xi_N = 10\xi$, $\rho_N = 0.1\rho$, $h = 10T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$

На рисунке 5а показана зависимость кинетической индуктивности SF₁S₁F₂sN структуры от величины тока J для Р- и АР-взаимной ориентаций вектор-

торов намагнченности F-пленок (красная штриховая и черная сплошная кривые соответственно). Видно, что зависимости имеют два плато со слабым изменением $L_K(J)$ и переходную область между ними с более быстрым подъемом. При больших токах $J \approx 0.13 - 0.14J_0$ начинается процесс разрушения куперовских пар в основном электроде S, что приводит к исчезновению парных корреляций в структуре в целом и появлению расходимости на рассчитываемой зависимости для индуктивности структуры, переходящей в резистивный режим. При этом в АР-конфигурации критическое значение тока распаривания оказывается больше, что связано с более слабым подавлением сверхпроводимости в S-электроде за счет обратного эффекта близости по сравнению со случаем Р-конфигурации намагнченности.

Эффективная ступенька на зависимости $L_K(J)$ связана с разрушением сверхпроводимости в бислойе sN по мере увеличения тока. При этом ступенька ярче проявлена в случае АР-намагнченности из-за того, что в параллельном случае сверхпроводимость в sN бислой сильно подавлена даже в отсутствии тока. Стоит отметить, что такое свойство обусловлено подбором параметров структуры для эффективного управления полной индуктивностью изменением намагнченности в отсутствии тока.

На нижнем плато зависимости $L_K(J)$ для АР-конфигурации ток распределен между S и sN слоями. По мере увеличения тока до $0.07J_0$ происходит подавление сверхпроводимости в sN бислойе, что приводит к значительному изменению распределения тока в структуре. Для демонстрации этого эффекта на рис. 5b показано пространственное распределение обратного квадрата глубины проникновения $\lambda^{-2}(x)$, которое в соответствии с формулой (7) эквивалентно пространственному распределению тока $j(x)$ по структуре.

На черной сплошной кривой на рис. 5b видно, что при нулевом токе суммарное соотношение $\lambda^{-2}(x)$ между S-электродом и sN-частью примерно одинаковое. Однако, сверхпроводимость в s-слое является более слабой, чем в S-электроде, вследствие чего увеличивающийся ток будет сильнее разрушать сверхпроводящие корреляции в sN-части. В результате, в диапазоне токов от 0 до $\sim 0.05J_0$ величина $\lambda^{-2}(x)$ заметно уменьшается в области sN бислоя, а ее величина в S-электроде, напротив, остается практически неизменной. Далее, в переходной области ($0.05 - 0.07J_0$) происходит окончательное разрушение сверхпроводимости в sN-части, и кинетическая индуктивность структуры полностью определяется состоянием толстого S-слоя. Дальнейший рост L_K

связан с разрушением сверхпроводимости непосредственно S-электрода, где в диапазоне $0.07 - 0.14J_0$ наблюдается постепенное уменьшение амплитуды спаривания и, соответственно, величины $\lambda^{-2}(x)$.

Вышеописанное поведение находится в соответствии с результатами работ [19, 43–45], где распаривание токового канала в слое низкоомного металла происходит при меньших токах, чем в слое объемного сверхпроводника. Это означает, что в определенном интервале заданных в структуру токов возможно разрушение транспорта только в sN бислойе и сохранение транспортных свойств источника куперовских пар S. При этом в данной работе мы не рассматриваем случай критических параметров, разобранный в [19, 43–45], что не позволяет выделить эффект “распаривания” в N-слое. Вместо этого sN бислой фактически выступает единственным элементом структуры с меньшей критической температурой и критическим током, чем у толстого S-электрода, однако обладающим низкой удельной индуктивностью за счет малого удельного сопротивления металла.

Необходимо отметить, что кроме определения индуктивности в виде коэффициента пропорциональности между градиентом фазы и полным током часто [19, 41] используется дифференциальная кинетическая индуктивность

$$L_K^{\text{dif}} = J_0 \mathcal{L}_K^0 \frac{dq}{dJ} = L_K + \frac{dL_K}{dJ} J. \quad (10)$$

Для сравнения эта величина показана на вставке к рис. 5a для тех же параметров, что и для основного графика. Она характеризуется тем, что в области быстрого роста $L_K(J)$, связанного с разрушением сверхпроводимости в одном из слоев, на зависимости $L_K^{\text{dif}}(J)$ может сформироваться дополнительный максимум.

При этом в зависимости от конкретного эксперимента при измерении кинетической индуктивности может быть получена как ее полная величина, так и дифференциальная. Например, в эксперименте [46] на образец подается постоянный ток смещения и исследуется влияние слабого переменного сигнала, что соответствует величине L_K^{dif} . С другой стороны, в экспериментах по исследованию пространственного распределения тока в интерферометрах с мостиками Дайема [47, 48] определяется полная индуктивность L_K , поскольку в этом случае играет роль полная энергия системы. В более сложных процессах с большим переменным током необходимо учитывать нелинейность индуктивности в рамках решения зависящей от времени задачи [41], в которой распределение тока по структуре не является равновесным.

Обсуждение. В рамках данной работы мы показали возможность управления кинетической индуктивностью L_k многослойной $SF_1S_1F_{2s}N$ структуры посредством изменения угла разориентации векторов намагниченности θ двух ферромагнитных слоев, выступающих в роли спинового вентиля. Показано, что при перемагничивании величина L_k может изменяться в несколько раз. При этом плавное изменение угла разориентации намагниченостей в вентиля θ позволяет плавно и в широких пределах изменять кинетическую индуктивность структуры. Данний эффект может быть интересен для устройств, требующих непрерывной подстройки частоты входящих в них сверхпроводниковых контуров.

В том случае, когда изменение угла θ в структуре сопровождается переходом между 0- и π -состояниями, зависимость кинетической индуктивности $L_k(\theta)$ становится немонотонной. Она имеет максимум в точке, соответствующей 0– π переходу. Этот эффект можно использовать как для обнаружения 0– π перехода без использования фазочувствительных схем [49–52], так и для усиления спин-вентильного эффекта.

Возможный способ интеграции подобной структуры в сверхпроводниковые цепи показан на рис. 1b. В этом случае элемент кинетической индуктивности представляет из себя узкую полоску по сравнению с широкими элементами разводки из сверхпроводника, что позволяет обеспечить значительную кинетическую индуктивность управляемого элемента. При этом, конечно, в области затекания тока образуется его концентрация, а распределение тока, показанное на рис. 5b реализуется в центральной части структуры. Однако процессы растекания тока происходят на масштабах порядка толщины структуры, что соответствует десяткам нанометров, а длина такой полоски может составлять от 100 до 1000 нм, что позволяет в первом приближении пренебречь областями неравномерного растекания тока.

В случае достаточно малых токов $J < 0.02J_0$ структура может быть использована как подстраиваемый линейный реактивный элемент, в котором при перемагничивании изменяется кинетическая индуктивность. В этом диапазоне токов эффекты распаривания пренебрежимо малы.

Возможен и альтернативный способ применения подобной структуры. При задании постоянного тока смещения можно подстраивать разницу электронного транспорта между Р- и АР-конфигурациями. Также можно управлять распределением тока по подобной структуре только током, не изменяя магнитную конфигурацию системы.

Финансирование работы. Теоретическое описание и моделирование электронного транспорта многослойной структуры выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект # 22-79-10018, <https://rscf.ru/project/22-79-10018/>).

Исследование возможных применений и способов интеграции многослойной структуры в схемы выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение 075-15-2024-632). Оптимизация численного алгоритма в окрестности точки распаривания выполнена А. Неило при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

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

1. K. Ishida, I. Byun, I. Nagaoka, K. Fukumitsu, M. Tanaka, S. Kawakami, T. Tanimoto, T. Ono, J. Kim, and K. Inoue, IEEE Micro **41**, 19 (2021).
2. M. Schneider, E. Toomey, G. Rowlands, J. Shainline, P. Tschirhart, and K. Segall, Supercond. Sci. Technol. **35**, 053001 (2022).
3. M. M. Islam, S. Alam, M. S. Hossain, K. Roy, and A. Aziz, J. Appl. Phys. **133**, 070701 (2023).
4. I. Siddiqi, Nat. Rev. Mater. **6**, 875 (2021).
5. V. A. Vozhakov, M. V. Bastrakova, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, W. V. Pogosov, D. V. Babukhin, A. A. Zhukov, and A. M. Satanin, Phys.-Uspekhi **65**, 457 (2022).
6. E. Zikiy, A. Ivanov, N. Smirnov, D. Moskalev, V. Polozov, A. Matanin, E. Malevannaya, V. Echeistov, T. Konstantinova, and I. Rodionov, Sci. Rep. **13**, 15536 (2023).
7. M. Cuthbert, E. DeBenedictis, R. L. Fagaly et al. (Collaboration), International roadmap for devices and systems. Cryogenic electronics and quantum information processing. 2022 Edition, IEEE (2022).
8. C. Pot, W. F. Holmes-Hewett, E.-M. Anton, J. D. Miller, B. J. Ruck, and H. J. Trodahl, Appl. Phys. Lett. **123**, 202401 (2023).
9. A. V. Semenov, I. A. Devyatov, M. P. Westig, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Appl. **13**, 024079 (2020).
10. S. Bakurskiy, M. Kupriyanov, N. V. Klenov, I. Soloviev, A. Schegolev, R. Morari, Y. Khaydukov, and A. S. Sidorenko, Beilstein J. Nanotechnol. **11**, 1336 (2020).
11. J. Peltonen, P. Coumou, Z. Peng, T. Klapwijk, J. Tsai, and O. Astafiev, Sci. Rep. **8**, 10033 (2018).
12. T. Hazard, A. Gyenis, A. Di Paolo, A. Asfaw, S. Lyon, A. Blais, and A. Houck, Phys. Rev. Lett. **122**, 010504 (2019).
13. D. Kalacheva, G. Fedorov, J. Zotova, S. Kadyrmetov, A. Kirkovskii, A. Dmitriev, and O. Astafiev, Phys. Rev. Appl. **21**, 024058 (2024).

14. L. Grünhaupt, N. Maleeva, S. T. Skacel, M. Calvo, F. Levy-Bertrand, A. V. Ustinov, H. Rotzinger, A. Monfardini, G. Catelani, and I. M. Pop, Phys. Rev. Lett. **121**, 117001 (2018).
15. N. Maleeva, L. Grünhaupt, T. Klein, F. Levy-Bertrand, O. Dupre, M. Calvo, F. Valenti, P. Winkel, F. Friedrich, W. Wernsdorfer, A. V. Ustinov, H. Rotzinger, A. Monfardini, M. V. Fistul, and I. M. Pop, Nat. Commun. **9**, 3889 (2018).
16. P. Kamenov, W.-S. Lu, K. Kalashnikov, T. DiNapoli, M. T. Bell, and M. E. Gershenson, Phys. Rev. Appl. **13**, 054051 (2020).
17. T. E. Wilson, Meas. Sci. Technol. **18**, N53 (2007).
18. L. J. Splitthoff, A. Bargerbos, L. Grünhaupt, M. Pita-Vidal, J. J. Wesdorp, Y. Liu, A. Kou, C. K. Andersen, and B. van Heck, Phys. Rev. Appl. **18**, 024074 (2022).
19. D. Y. Vodolazov, JETP Lett. **118**, 773 (2023).
20. M. Malnou, M. Vissers, J. Wheeler, J. Aumentado, J. Hubmayr, J. Ullom, and J. Gao, PRX Quantum **2**, 010302 (2021).
21. B.-K. Tan, N. Klimovich, R. Stephenson, F. Faramarzi, and P. Day, Supercond. Sci. Technol. **37**, 035006 (2024).
22. D. J. Parker, M. Savitskyi, W. Vine, A. Laucht, T. Duty, A. Morello, A. L. Grimsmo, and J. J. Pla, Phys. Rev. Appl. **17**, 034064 (2022).
23. L. J. Splitthoff, J. J. Wesdorp, M. Pita-Vidal, A. Bargerbos, Y. Liu, and C. K. Andersen, Phys. Rev. Appl. **21**, 014052 (2024).
24. M. Khalifa, P. Feldmann, and J. Salfi, Phys. Rev. Appl. **22**, 024025 (2024).
25. J. Baselmans, J. Low Temp. Phys. **167**, 292 (2012).
26. S. Doyle, P. Mauskopf, J. Naylor, A. Porch, and C. Duncombe, J. Low Temp. Phys. **151**, 530 (2008).
27. F. Levy-Bertrand, A. Benoît, O. Bourrion, M. Calvo, A. Catalano, J. Goupy, F. Valenti, N. Maleeva, L. Grünhaupt, I. Pop, and A. Monfardini, Phys. Rev. Appl. **15**, 044002 (2021).
28. A. E. Schegolev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, I. I. Soloviev, M. Y. Kupriyanov, M. V. Tereshonok, and A. S. Sidorenko, Beilstein J. Nanotechnol. **13**, 444 (2022).
29. A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
30. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
31. F. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
32. M. Blamire and J. Robinson, J. Phys. Condens. Matter **26**, 453201 (2014).
33. M. Eschrig, Rep. Prog. Phys. **78**, 104501 (2015).
34. N. O. Birge and N. Satchell, APL Mater. **12**, 041105 (2024).
35. A. Neilo, S. Bakurskiy, N. Klenov, I. Soloviev, and M. Kupriyanov, Nanomaterials **13**, 1970 (2023).
36. L. Karelina, N. Shuravin, S. Z. Egorov, V. Bol'ginov, and V. Ryazanov, JETP Lett. **119**, 633 (2024).
37. A. Neilo, S. Bakurskiy, N. Klenov, I. Soloviev, and M. Kupriyanov, Nanomaterials **14**, 245 (2024).
38. A. Neilo, S. Bakurskiy, N. Klenov, I. Soloviev, V. Stolyarov, and M. Kupriyanov, Appl. Phys. Lett. **125**, 162601 (2024).
39. M. IO. Куприянов, Лукичев, ЖЭТФ **94**, 139 (1988).
40. J. R. Clem and V. Kogan, Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physics **86**, 174521 (2012).
41. T. Kubo, Physical Review Research **2**, 033203 (2020).
42. P. Marychev and D. Y. Vodolazov, J. Phys. Condens. Matter **33**, 385301 (2021).
43. P. Marychev and D. Y. Vodolazov, Phys. Rev. B **105**, 094522 (2022).
44. D. Y. Vodolazov, A. Y. Aladyshkin, E. Pestov, S. Vdovichev, S. Ustavshikov, M. Y. Levichev, A. Putilov, P. Yunin, A. El'kina, N. Bukharov, and A. M. Klushin, Superconductor Supercond. Sci. Technol. **31**, 115004 (2018).
45. S. Ustavshikov, M. Y. Levichev, I. Y. Pashenkin, A. Klushin, and D. Y. Vodolazov, Supercond. Sci. Technol. **34**, 015004 (2020).
46. M. Y. Levichev, I. Y. Pashenkin, N. Gusev, and D. Y. Vodolazov, Phys. Rev. B **108**, 094517 (2023).
47. A. Murphy, D. V. Averin, and A. Bezryadin, New J. Phys. **19**, 063015 (2017).
48. H. Dausy, L. Nulens, B. Raes, M. J. van Bael, and J. van de Vondel, Phys. Rev. Appl. **16**, 024013 (2021).
49. E. Il'ichev, M. Grajcar, R. Hlubina, R. P. IJsselsteijn, H. E. Hoenig, H. G. Meyer, A. Golubov, M. H. Amin, A. M. Zagorskin, A. N. Omelyanchouk, and M. Y. Kupriyanov, Phys. Rev. Lett. **86**, 5369 (2001); ISSN 1079-7114; 0031-9007.
50. A. G. P. Troeman, S. H. W. van der Ploeg, E. Il'ichev, H.-G. Meyer, A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and H. Hilgenkamp, Phys. Rev. B **77**, 024509 (2008).
51. S. M. Frolov, M. J. Stoutimore, T. A. Crane, D. J. van Harlingen, V. A. Oboznov, V. V. Ryazanov, A. Ruosi, C. Granata, and M. Russo, Nat. Phys. **4**, 32 (2008).
52. L. V. Ginzburg, I. Batov, V. V. Bol'ginov, S. V. Egorov, V. I. Chichkov, A. E. Shchegolev, N. V. Klenov, I. Soloviev, S. V. Bakurskiy, and M. Y. Kupriyanov, JETP Lett. **107**, 48 (2018).