Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 12, с. 848 – 854

Стабилизация прецессии намагниченности в SFS φ_0-переходе в области ферромагнитного резонанса

Ю. М. Шукринов[+∗1)], *М. Нашаат*[+×2)], *Э. Таха*[×2)], *В. В. Рязанов* [◦∇]

[+]*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

[∗]*Государственный университет "Дубна", 141980 Дубна, Россия*

[×]*Department of Physics, Faculty of Science, Cairo University, 12613 Giza, Egypt*

[◦]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[∇]*Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 26 октября 2025 г.
После переработки 13 ноября 2025 г.
Принята к публикации 13 ноября 2025 г.

Исследована динамика намагниченности LC-шунтированного джозефсоновского SFS φ_0 перехода в случае, когда частоты ферромагнитного и параллельного резонансов находятся в непосредственной близости друг к другу. Рассчитанные вольт-амперные характеристики и зависимости намагниченности ферромагнитного F-слоя от тока через SFS-переход коррелируют с соответствующими временными зависимостями намагниченности $m_y(t)$ и напряжения $V(t)$. Продемонстрирована уникальная возможность стабилизации прецессии намагниченности посредством LC-шунтирования в довольно широкой области токов через переход.

DOI: 10.7868/S3034576625120222

В настоящее время большой интерес исследователей привлекают SFS-переходы, т.е. джозефсоновские переходы (ДП) с ферромагнитным барьером, проявляющие сдвиги разности сверхпроводящей фазы в ток-фазовом соотношении, в связи с широкими перспективами их использования в сверхпроводниковой электронике и спинтронике [1–6]. Одной из таких структур является джозефсоновский SFS φ_0-переход [7–9]. Он относится к особому классу ДП с нецентросимметричным ферромагнитным слоем и нарушенной симметрией относительно обращения времени, что приводит к дополнительному фазовому сдвигу φ_0, пропорциональному магнитному моменту, а соотношение тока и фазы принимает вид $I = I_c \sin(\varphi - \varphi_0)$, где I_c – критический ток, а φ – сверхпроводящая разность фаз. Экспериментальные наблюдения этого аномального фазового сдвига в различных системах [10–14] открывают ряд новых возможностей для сверхпроводящей спинтроники [3, 5]. Наличие связи между магнитным моментом барьера и сверхпроводящей разностью фаз позволяет сверхпроводимости управлять магнетизмом, и, наоборот, влиять на джозефсоновский ток через магнитный момент, что может привести к ряду новых приложений [3, 7, 8, 15].

LC-шунтирование является эффективным средством воздействия на резонансные свойства джозефсоновских структур, возникающие под действием приложенного СВЧ излучения. В частности, оно позволяет сдвигать первый максимум бесселевской зависимости ширины ступеньки Шапиро к меньшим амплитудам электромагнитного излучения [16], синхронизировать джозефсоновские осцилляции в системе связанных переходов, где возникают интересные резонансные и хаотические явления [17–19]. Шунтирование обеспечивает получение безгистерезисной вольт-амперной характеристики (ВАХ) при сохранении достаточно высокого характерного напряжения (и, соответственно, характерной частоты), необходимого для создания генераторов и приемников излучения в терагерцовой и субтерагерцовой областях, сверхпроводниковых квантовых интерферометров и одноквантовых цифровых устройств [20–22].

Буздиновский ферромагнитный резонанс (ФМР) в φ_0-переходе [8, 23–25] возникает в результате воздействия сверхпроводящего тока на намагниченность ферромагнитного слоя (F-барьера джозефсоновского SFS-перехода) и проявляется в виде пика

1) e-mail: shukrinv@theor.jinr.ru
2) M. Nashaat, E. Taha.

на зависимости намагниченности от тока через переход, а на ВАХ – в виде резонансной ветви в интервале напряжений, характеризующем ширину резонанса. При исследовании ФМР в гибридных структурах сверхпроводник – ферромагнетик был получен ряд интересных результатов [7, 16]. В частности, продемонстрировано многообразие регулярных динамических состояний намагниченности вдоль ВАХ такого аномального ДП [9], характеризующихся специфическими фазовыми траекториями. Было показано, что внешнее электромагнитное излучение позволяет фиксировать специфическую траекторию в пределах ступеньки Шапиро [19].

В работе [26] исследовался LC-шунтированный φ_0-переход (см. рис. 1) и наблюдался резонанс джозефсоновских осцилляций с осцилляциями в резонансном контуре, что приводило к отклонению легкой оси намагниченности в F-барьере и прецессии вокруг отклоненной оси. Отметим, что в этой работе исследовалась возможность резонансного контроля намагниченности при большой величине параметра Маккамбера ($\beta_C = 400$), и поведение намагниченности исследовалось вне области ФМР. В настоящей работе в рамках той же электрической схемы LC-шунтированного φ_0-перехода рассматривается другое явление, а именно, стабилизация прецессии намагниченности в области ФМР, которое до настоящего времени не изучалось. Для исследования этого явления необходимо рассматривать совмещение трех частот: i) резонансной частоты системы, изображенной на рис. 1, которая включает шунтирующую LC-цепочку и внутренние LC-параметры ДП; ii) частоты джозефсоновской генерации и iii) частоты ФМР. Реализация такой ситуации открывает новые перспективы для сверхпроводниковой спинтроники.

Возможность стабилизации прецессии намагниченности в области ФМР в φ_0-переходе посредством LC-шунтирования (рис. 1) продемонстрирована в настоящей работе с помощью численного моделирования. Показано, что стабилизация проявляется в довольно широком интервале токов через переход. Она связана с близостью ФМР к резонансу джозефсоновских осцилляций с осцилляциями LC-контура, приводящего к возникновению на ВАХ практически плоской ветви с медленно изменяющимся напряжением, что отражается на намагниченности вдоль резонансной rc-ветви. (См. следующую страницу.)

Для определения динамики намагниченности и эволюции ВАХ φ_0 перехода решалась система уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ):

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma[M \times H_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_0}\left[M \times \frac{dM}{dt}\right] \qquad (1)$$

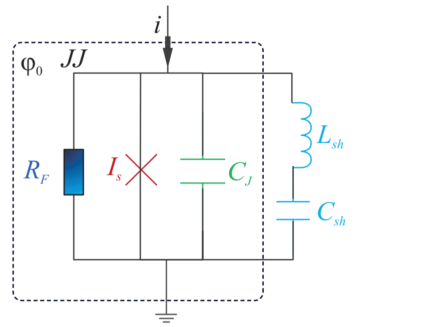

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема SFS φ_0 ДП. L_{sh} и C_{sh} – шунтирующие индуктивность и емкость, соответственно, C_J – емкость джозефсоновского перехода, R_F – его сопротивление, I_c – критическое значение сверхпроводящего тока $I_s = I_c \sin\varphi$ через переход. Пунктиром обозначена эквивалентная схема самого перехода в соответствии с джозефсоновской RCSJ моделью [20]

с эффективным полем

$$H_{\text{eff}} = \frac{K}{M_0}[Gr\sin(\varphi - \varphi_0)e_y + \frac{M_z}{M_0}e_z] \qquad (2)$$

совместно с уравнениями джозефсоновской RCSJ модели с учетом LC- шунтирования [26] для тока через структуру, показанную на рис. 1:

$$I = \frac{dV}{dt} + \beta(\frac{d\varphi}{dt} - \frac{d\varphi_0}{dt}) + \sin(\varphi - \varphi_0) + C\frac{du_c}{dt}. \qquad (3)$$

Напряжение $V = \frac{\hbar}{2e}\frac{d\varphi}{dt}$ на ДП после LC-шунтирования определяется суммой напряжений на шунтированной индуктивности u_L и шунтированной емкости u_c:

$$V = LC\frac{d^2u_c}{dt^2} + u_c. \qquad (4)$$

В системе уравнений (1)–(4) γ – гиромагнитное отношение, α – константа затухания Гильберта, M_0 – значение насыщения намагниченности, на которое нормируются компоненты намагниченности $m_i = M_i/M_0$ ($i = x, y, z$), $G = E_J/Kv$ – отношение джозефсоновской энергии к магнитной энергии. Для удобства решения системы уравнений (1)–(4) мы перешли к обезразмеренным величинам, используя время, нормированное на обратную плазменную частоту $\omega_p = \sqrt{2eI_c/(\hbar C_J)}$, и напряжение V – нормированное на $V_0 = \hbar\omega_p/2e$. Использованы следующие обозначения: частота ферромагнитного резонанса $\omega_F = \Omega_F/\omega_p$, $\Omega_F = \gamma K/M_0$, шунтирующие емкость $C = C_{sh}/C_J$ и индуктивность $L = L_{sh}\omega_p^2 C_J$, $\beta = 1/\sqrt{\beta_C}$ – параметр диссипации, $\beta_C = 2eI_C R^2 C_J/\hbar$ – параметр Маккамбера и I – приложенный к переходу (базовый) ток, нормированный на I_c. Система уравнений, решаемая численно с использованием метода Рунге–Кутты четвертого порядка, позволяет определить временные зависимости величин $m_i(t)$, $V(t)$, $\varphi(t)$ и u_c, характеризующих систему как функции тока I. После процедуры усреднения [27, 28], можно определить ВАХ при фиксированных параметрах системы и исследовать динамику намагниченности вдоль ВАХ [29].

Основной особенностью ВАХ шунтированных ДП является резонансная ветвь, отражающая возникновение параллельного резонанса при совпадении частоты джозефсоновских осцилляций с собственной частотой резонансного контура. При нашем выборе нормировок резонансная частота определяется выражением

$$\omega_{rc} = \sqrt{\frac{1+C}{LC}}. \quad (5)$$

Другим проявлением шунтирования является последовательный резонанс на частоте $\omega_{rc}^s = \sqrt{\frac{1}{LC}}$, отражающий равенство нулю реактивного сопротивления системы. При этом наблюдается максимум переменного тока через шунтирующую часть контура и минимум переменного напряжения [20]. Нами исследовались ВАХ и прецессия намагниченности LC-шунтированного SFS φ_0-перехода в области ферромагнитного резонанса при малых значениях параметра Маккамбера β_C самого ДП. На рисунке 2 представлена ВАХ шунтированного φ_0-перехода при $\beta_C = 2$. Для сравнения также показана ВАХ шунтированного SIS-перехода. Обе кривые демонстрируют проявление параллельного резонанса при $V = 2$ и его субгармоники при $V = 1$ в соответствии с выражением (5). Для нешунтированного SFS φ_0-перехода проявление ФМР на ВАХ в виде небольшой особенности и на зависимости $m_y^{\max}(I)$ в виде резонансного пика показано на вставке (a) рис. 2.

Отмечая некоторое наблюдаемое сходство ВАХ систем SFS-LC и SIS-LC, подчеркнем заметное отличие ВАХ SFS-переходов от ВАХ SIS-переходов без LC-шунтирования, которое проявляется в области ФМР. Взаимодействие сверхпроводимости и магнетизма в SFS φ_0-переходе подробно исследовалось в работе [29], где подробно обсуждались отличия ВАХ SFS от ВАХ SIS при изменении параметра спин-орбитального взаимодействия. Изменения ВАХ при LC-шунтировании проявляются в виде резонансных ветвей в области параллельного резонанса при $\omega_J = \omega_{rc}$ как для SFS, так и для SIS-переходов. В настоящей работе, как уже отмечалось, частоты ферромагнитного и параллельного резонансов и соответствующие области ВАХ близки друг к другу и на ВАХ SFS-LC структуры (см. вставку (b) на рис. 2) можно отчетливо видеть особенности, связанные с

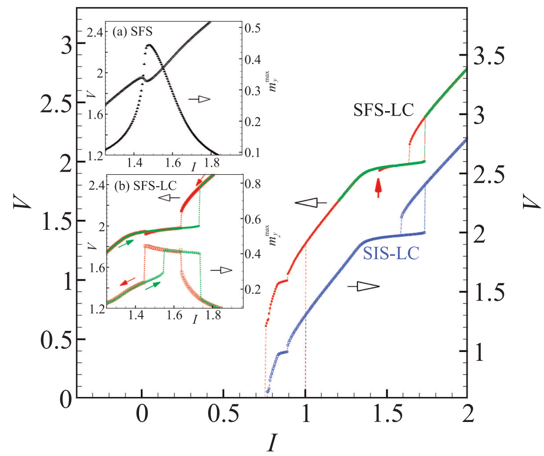

Рис. 2. (Цветной онлайн) Демонстрация возникновения плато намагниченности вдоль rc-ветви. Красная кривая – ВАХ шунтированного φ_0-перехода (SFS-LC), синяя кривая – шунтированного SIS-перехода (SIS-LC). На вставке (a) показаны увеличенные части ВАХ и зависимости $m_y^{\max}(I)$ в резонансной области для нешунтированного φ_0-перехода (SFS), на вставке (b) - то же для шунтированного (SFS-LC). Стрелки указывают направление тока при расчете. Параметры расчета: $\omega_F = 2.15$, $\omega_{rc} = 2$, $L = 2.25$, $C = 0.125$, $\beta_C = 2$, $\alpha = 0.05$, $r = 0.4$, $G = 0.1$

ФМР. Таким образом, в случае SFS-LC структуры стабилизация джозефсоновской частоты на плато резонансной ветви приводит также к стабилизации динамики магнитной прецессии при попадании в эту область частоты ФМР.

Расчеты ВАХ и зависимости максимальной намагниченности от базового тока $m_y^{\max}(I)$ проводились в трехступенчатом режиме: увеличение тока от нуля до $I_{\max}$ с последующим уменьшением до значения, близкого к переходу в состояние с нулевым напряжением, начиная с которого базовый ток вновь увеличивался, чтобы проследить все особенности гистерезисного поведения исследуемых характеристик.

Увеличенная часть ВАХ шунтированного SFS φ_0 перехода вместе с зависимостью намагниченности от базового тока в области rc-ветви, как в случае его увеличения, так и уменьшения, показаны на вставке (b) рис. 2. При подходе к ФМР намагниченность нарастает, однако под действием параллельного резонанса характер поведения резко изменяется: резонансное нарастание сменяется на слегка наклоненное плато. Небольшое нарастание намагниченности при уменьшении тока коррелирует с уменьшением напряжения вдоль резонансной ветви на ВАХ, и, соответственно, ее слабое уменьшение при увеличении базового тока коррелирует с небольшим нарастани-

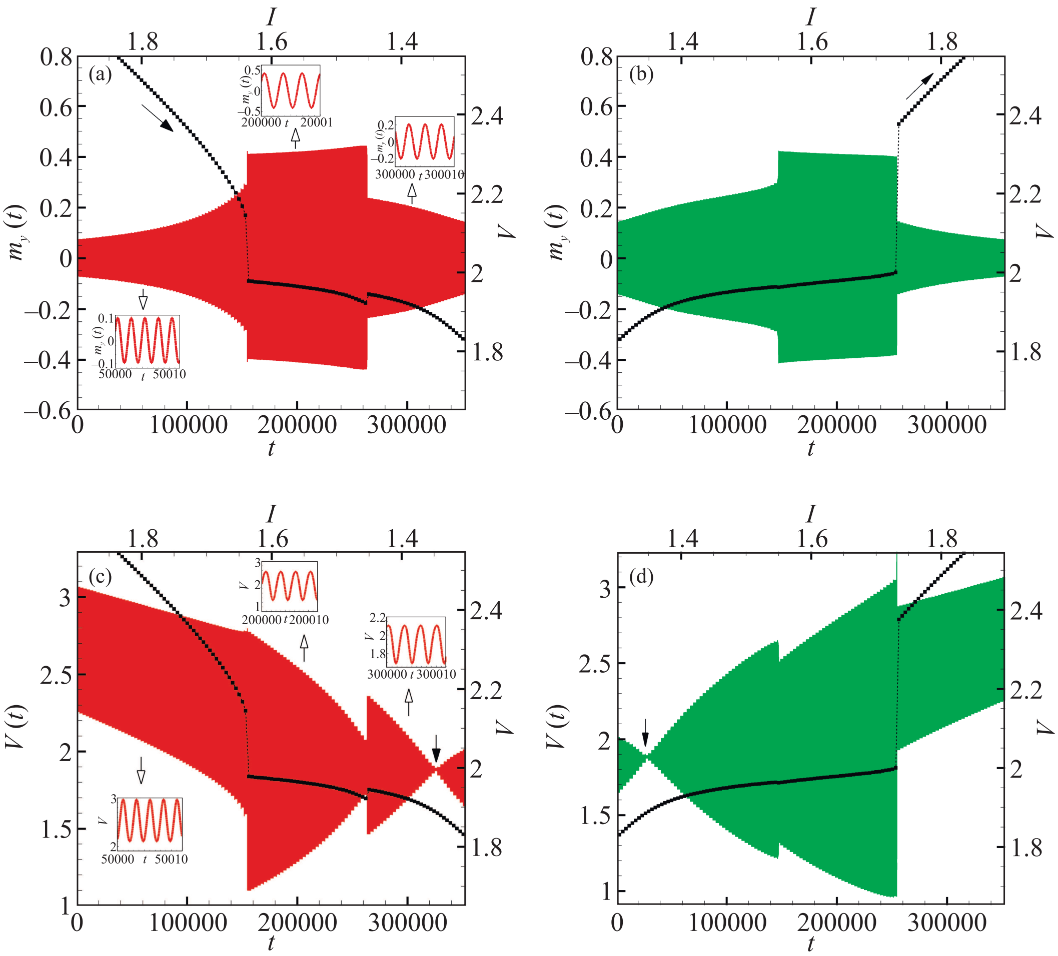

Рис. 3. (Цветной онлайн) Динамика намагниченности $m_y(t)$ и осцилляции напряжения $V(t)$ в области резонансной ветви в интервале базового тока от $I_1 = 1.3$ до $I_2 = 1.9$ при его уменьшении (a), (c) и увеличении (b), (d). Характер осцилляций намагниченности и напряжения показан стрелками на вставках при соответствующих значениях базового тока. Заполненные стрелки указывают направление тока при расчете, вертикальные – в (c) и (d) – на проявление последовательного резонанса

ем напряжения. Таким образом, мы наблюдаем возможность ограничить нарастание намагниченности φ_0 перехода в области ФМР посредством его шунтирования LC-элементами. Эта стабилизация намагниченности происходит в довольно широкой области базового тока.

Стабилизация намагниченности ярко проявляется в ее динамике. На рисунке 3 представлены временные зависимости намагниченности $m_y(t)$ и напряжения $V(t)$ в области ФМР в окрестности rc-ветви в интервале базового тока от $I_1 = 1.3$ до $I_2 = 1.9$ при его уменьшении (a), (c) и увеличении (b), (d). Мы видим характерные нарастания амплитуды осцилляций $m_y(t)$ с обеих сторон ФМР резонанса и ее стабилизацию в области rc-ветви. Наблюдается соответствие особенностей изменения временных зависимостей намагниченности $m_y(t)$ и напряжения $V(t)$. Характер осцилляций в области стабилизации намагниченности и вне ее показан на вставках при $I = 1.55$.

Как указывалось выше, в шунтированном ДП может возникать также последовательный резонанс, при котором амплитуда осцилляций напряжения обращается в ноль [17, 20, 30, 31]. Этот резонанс также проявляет себя в шунтированном φ_0 переходе при $V = 1.88561$, что отмечено стрелками на зависимостях $V(t)$ при уменьшении и увеличении базового тока. Подбор параметров на рис. 2 не является уникальным для реализации явления стабилизации намагниченности φ_0 перехода в области ФМР. Как указывалось в работе [31], величина емкости оказывает существенное влияние на наклон rc-ветви, изменение которого отражается на ширине области стабилизации по величине $m_y^{\max}$. На рисунке 4 продемонстрированы два примера стабилизации магнитной пре-

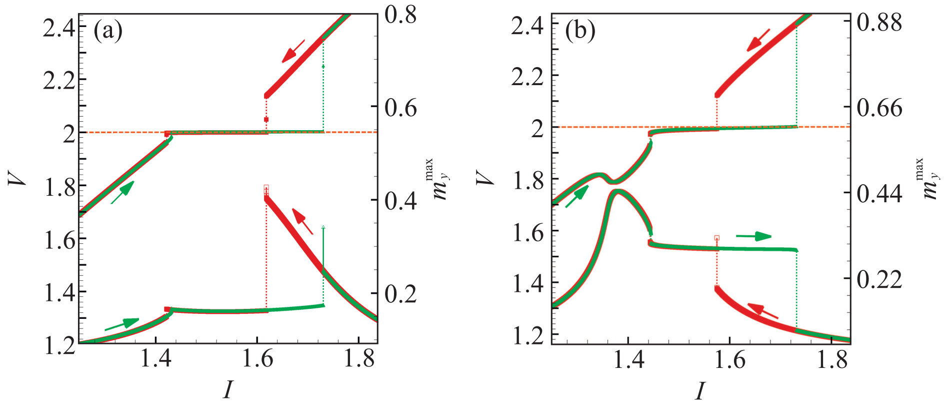

Рис. 4. (Цветной онлайн) Демонстрация возможности стабилизации прецессии намагниченности при изменении параметров модели: (a) – при $\omega_F = 2.3$, $C = 0.003$, $L = 83.5833$; (b) – при $\omega_F = 2$, $C = 0.03$, $L = 8.58333$. Остальные параметры и обозначения те же, что и на рис. 2

цессии при отличающихся параметрах: при $\omega_F = 2.3$, $C = 0.003$, $L = 83.5833$ на рис. 4a и при $\omega_F = 2$, $C = 0.03$, $L = 8.58333$ на рис. 4b. При этом величина резонансной частоты сохраняется неизменной $\omega_{rc} = 2$. В обоих случаях наблюдается стабилизация прецессии намагниченности в области ФМР.

Отметим, что без LC-шунтирования гистерезисные свойства ВАХ отдельных ДП, и в частности поведение резонансных ступенек (наклон, гистерезис и т.п.), определяются параметром Маккамбера, который в настоящей работе ($\beta_C = 2$) задан для отдельных переходов (без LC-шунтирования). Соответствующие ВАХ (для SIS-LC и SFS-LC с шунтированием и SFS без шунтирования) показаны на рис. 2. Легко показать, что параметр Маккамбера $\beta_C = 2eI_cR^2C_J/\hbar = 2eV_c/\hbar C_JR = \omega_c C_JR = \sigma_{rf}/\sigma_{dc}$ в RCSJ модели отдельного джозефсоновского перехода определяется отношением rf-проводимости σ_{rf} (через C_J-канал тока смещения) и dc-проводимости σ_{dc} (через R-канал). Таким образом, заданный в работе параметр Маккамбера $\beta_C = 2$ характеризует шунтирование джозефсоновской RF-генерации непосредственно в джозефсоновском переходе. Дополнительный LC-канал шунтирования перехода параллельной LC-цепочкой изменяет величину тока смещения, т.е. увеличивает σ_{rf} и пропорционально увеличивает отношение σ_{rf}/σ_{dc} при неизменном σ_{dc}, т.е., сопротивлении R. Это новое отношение $\sigma^*_{rf}/\sigma_{dc}$ можно условно назвать эффективным параметром Маккамбера β^*_C для ДП с LC-шунтированием. На рисунке 2 хорошо видно, что в LC-шунтированных SIS-LC и SFS-LC ступеньки почти не отличатся друг от друга, но они гораздо более пологие и затянутые, чем в нешунтированном SFS переходе, показанном на вставке (a) к рис. 2. Таким образом, механизм стабилизации прецессии намагниченности в SFS φ_0 переходе в области буздиновского ферромагнитного резонанса основан на увеличении эффективного параметра Маккамбера, что наглядно представлено на рис. 4, где резонансные ветви практически не имеют наклона.

Отдельно следует обсудить возможности практической реализации джозефсоновских SFS φ_0-переходов с параметром МакКамбера $\beta_C = 1 \div 2$. В работе [32] представлена экспериментальная ВАХ джозефсоновского SIsFS сэндвича с исходным параметром Маккамбера $\beta_C > 5$, обусловленным туннельным слоем I. (Здесь s – тонкая прослойка сверхпроводника с толщиной, много меньшей глубины проникновения магнитного поля.) Шунтирование этого перехода малым сопротивлением позволило сделать β_C меньше 1, о чем свидетельствует представленная в работе безгистерезисная ВАХ. Таким образом, соответствующий подбор шунтирующего сопротивления позволяет обеспечить β_C в требуемом интервале. Однако, поскольку для реализации SFS φ_0-переходов требуется также наличие спин-орбитального взаимодействия в барьере, наилучшим кандидатом, по-видимому, является планарная SI-N/F-IS структура, аналогичная использованной в [33], с туннельными барьерами I между S и N в области “нахлеста” нормально-металлического слоя сверхпроводящими берегами и дополнительным подслоем из металла с большим спин-орбитальным взаимодействием. (Здесь N/F – планарный бислой, поверх которого с двух сторон осаждены сверхпроводящие берега-электроды). Оценки показывают, что представленные значения параметров экспериментально доступны. Шунтирующие емкость и индуктивность могут изменяться в широких пределах, в частности, при $C_{sh} = 0.01$ пФ и индуктивности $L_{sh} = 50$ пГн, расчет безразмерных индуктивности и емкости при $C_J = 0.08$ пФ и $\omega_p = 750$ ГГц приводит к значениям $L = 2.25$ и $C = 0.125$, используемым в настоящей работе. Эти же значения соответствуют $L_{sh} = 5$ нГн и $\omega_p = 75$ ГГц.

В качестве заключения отметим, что нами продемонстрирована уникальная возможность стабилизации прецессии намагниченности в φ_0-переходе посредством LC-шунтирования. Стабилизация проявляется в области ФМР в довольно широком интервале базового тока через джозефсоновский SFS переход. Возможность стабилизации магнитной прецессии связана с близостью ФМР к резонансу джозефсоновских осцилляций с осцилляциями резонансного контура, приводящего к возникновению на ВАХ практически плоской ветви с медленно изменяющимся напряжением, что отражается на изменении намагниченности вдоль rc-ветви.

Отметим важность возможности управления магнитной подсистемой джозефсоновского SFS перехода, что, в частности, необходимо в сверхпроводящих нейронных сетях, где было предложено реализовать синаптические связи на основе магнитных джозефсоновских переходов. Существенным является возможность плавного изменения намагниченности, чтобы соответствующим образом менялся "вес" связи в нейронной сети. Также имеется возможность изменять кинетическую индуктивность структуры с ферромагнетиком, что может быть также использовано для синаптических связей [34–37].

Мы благодарим К. В. Куликова и И. Р. Рахмонова за плодотворные обсуждения. Авторы выражают благодарность Каирскому университету (Египет), ЛТФ ОИЯИ (Россия) за поддержку в рамках Соглашения о сотрудничестве между АНРТ, Египет, и ОИЯИ, Российская Федерация, а также благодарят Александрийскую библиотеку (Египет), ЛТФ и гетерогенную вычислительную платформу HybriLIT, ЛИТ, ОИЯИ, Россия, за предоставление HPC-серверов.

Финансирование работы. Численное моделирование финансировалось проектом 22-71-10022 Российского научного фонда.

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

1. A. V. Ustinov and V. K. Kaplunenko, "Rapid single- flux quantum logic using π-shifters", J. Appl. Phys. **94**, 5405 (2003).
2. A. K. Feofanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V. V. Ryazanov, A. N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A. B. Zorin, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets, and A. V. Ustinov, "Implementation of superconductor/ferromagnet/superconductor π-shifters in superconducting digital and quantum circuits", Nature Phys. **6**, 593 (2010).
3. J. Linder and J. W. A. Robinson, "Superconducting spintronics", Nature Phys. **11**, 307 (2015).
4. I. I. Soloviev, V. I. Ruzhickiy, S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, O. V. Skryabina, and V. S. Stolyarov, "Superconducting circuits without inductors based on bistable Josephson junctions", Phys. Rev. Appl. **16**, 014052 (2021).
5. А. С. Мельников, С. В. Миронов, А. В. Самохвалов, А. И. Буздин, "Сверхпроводящая спинтроника: современное состояние и перспективы", УФН **192**, 1339 (2022) [A. S. Mel'nikov, S. V. Mironov, A. V. Samokhvalov, and A. I. Buzdin, "Superconducting spintronics: state of the art and prospects", Phys.-Uspekhi **65**, 1248 (2022)].
6. N. O. Birge and N. Satchell, "Ferromagnetic materials for Josephson π junctions", APL Mater. **12**, 041105 (2024).
7. A. I. Buzdin, "Direct coupling between magnetism and superconducting current in the Josephson junction", Phys. Rev. Lett. **101**, 107005 (2008).
8. F. Konschelle and A. I. Buzdin, "Magnetic moment manipulation by a Josephson current", Phys. Rev. Lett. 102(1), 017001 (2009).
9. Yu. M. Shukrinov. "Anomalous Josephson effect", Phys.-Uspekhi **65**, 317 (2022).
10. H. Sickinger, A. Lipman, M. Weides, R. G. Mints, H. Kohlstedt, D. Koelle, R. Kleiner, and E. Goldobin, "Experimental evidence of a ϕ Josephson junction", Phys. Rev. Lett. **109** 107002 (2012).
11. D. B. Szombati, S. Nadj-Perge, D. Car, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, and L. P. Kouwenhoven, "Josephson φ_0-junction in nanowire quantum dots", Nature Phys. **12**(6), 568 (2016).
12. A. Assouline, C. Feuillet-Palma, N. Bergeal, T. Zhang, A. Mottaghizadeh, A. Zimmers, E. Lhuillier, M. Eddrie, P. Atkinson, M. Aprili, and H. Aubin, "Spin-Orbit induced phase-shift in Bi_2Se_3 Josephson junctions", Nat. Commun. **10**(1), 126 (2019).
13. E. Strambini, A. Iorio, O. Durante, R. Citro, C. Sanz-Fernàndez, C. Guarcello, I. V. Tokatly, A. Braggio, M. Rocci, N. Ligato, V. Zannier, L. Sorba, F. S. Bergeret, and F. Giazotto, "A Josephson phase battery", Nat. Nanotechnol. **15**, 656 (2020).
14. W. Mayer, M. C. Dartiailh, J. Yuan, K. S. Wickramasinghe, E. Rossi, and J. Shabani, "Gate controlled anomalous phase shift in Al/InAs Josephson junctions", Nat. Commun. **11**, 212 (2020).
15. G. A. Bobkov, I. V. Bobkova, and A. M. Bobkov, "Magnetic eigenmodes in chains of coupled φ_0-Josephson junctions with ferromagnetic weak links", JETP Lett. **119**(3), 251 (2024).

16. Yu. M. Shukrinov , I. R. Rahmonov, K. V. Kulikov, and P. Seidel, "Effects of LC shunting on the Shapiro steps features of Josephson junction Europhys. Lett. **110**(4), 47001 (2015).
17. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. V. Kulikov, A. E. Botha, A. Plecenik, P. Seidel, and W. Nawrocki, "Modeling of LC-Shunted Intrinsic Josephson Junctions in High-T_c Superconductors", Supercond. Sci. Tech. **30**(2), 024006, (2017).
18. Yu. M. Shukrinov, A. S. Abouhaswa, and A. E. Botha, "Double and triple resonance behaviour in large systems of LC-Shunted intrinsic Josephson junctions", Phys. Lett. A **387**, 127025 (2021).
19. A. E. Botha, Yu. M. Shukrinov, and J. Tekic, "Chaos along the rc-branch of RLC-shunted intrinsic Josephson junctions", Chaos Solit. Fractals **156**, 111865 (2022).
20. K. K. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов* (Наука, М., 1985) [in Russian] [K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson junctions and circuits*, (Gordon and Breach, N.Y., 1986)].
21. M. S. Shevchenko, A. A. Atepalikhin, F. V. Khan, L. V. Filippenko, A. M. Chekushkin, and V. P. Koshelets, "Shunted Josephson junctions and optimization of niobium integrated matching circuits", IEEE Transact. Appl. Supercond. **32**(4), 1100205 (2021).
22. S. K. Tolpygo, V. Bolkhovsky, S. Zarr, T. J. Weir, A. Wynn, A. L. Day, L. M. Johnson, and M. A. Gouker, "Properties of unshunted and resistively shunted Nb/AlOx-Al/Nb Josephson junctions with critical current densities from 0.1 to 1 mA/μm^2", IEEE Transact. Appl. Supercond. **27** (4), 1100815 (2017).
23. Yu. M. Shukrinov, E. Kovalenko, J. Tekic, K. Kulikov, and M. Nashaat, "Buzdin, Shapiro, and chimera steps in φ_0 Josephson junctions", Phys. Rev. B **109**, 024511 (2024).
24. M. Nashaat, E. Kovalenko, and Yu. M. Shukrinov, "Buzdin, Shapiro, and chimera steps in φ_0 Josephson junctions. II. Bifurcation, switching, and hysteresis", Phys. Rev. B, **110**, 024510 (2024).
25. M. Nashaat and Yu. M. Shukrinov, "Originality of resonance and locking phenomena in junction", Cond-mat arXiv:2508.13994.
26. I. R. Rahmonov, Yu. M. Shukrinov, O. A. Kibardina, and S. A. Abdelmoneim, "Resonant control of magnetization in a shunted φ_0 junction with LC circuit", Appl. Phys. Lett. **126**, 232603 (2025).
27. Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, and N. F. Pedersen, "Investigation of the breakpoint region in stacks with a finite number of intrinsic Josephson junctions", Phys. Rev. B **75**, 104508 (2007).
28. W. Buckel and R. Kleiner, *Superconductivity: Fundamentals and Application* (Wiley-VCH, Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim, 2004).
29. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and K. Sengupta, "Ferromagnetic resonance and magnetic precessions in φ_0 junctions", Phys. Rev. B **99**, 224513 (2019).
30. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov and K. V. Kulikov, "Double resonance in the system of coupled Josephson junctions", JETP Lett. **96**, 657 (2012).
31. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and G. Filatrella, "Dependence of the maximal superconducting current on the resonance frequency in a shunted Josephson junction", JETP **125**, 781 (2017).
32. 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).
33. T. E. Golikova, F. Hubler, D. Beckmann, I. E. Batov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and V. V. Ryazanov, "Double proximity effect in hybrid planar superconductor- (normal metal/ferromagnet)-superconductor structures", Phys. Rev. B **86**, 064416 (2012).
34. A. E. Schegolev, M. V. Bastrakova, M. A. Sergeev, A. A. Maksimovskaya, N. V. Klenov, and I. I. Soloviev, "Contemporary implementations of spiking bio-inspired neural networks", Mesoscience & Nanotechnology **1**, 01-01005 (2024).
35. A. E. Schegolev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, I. I. Soloviev, M. Y. Kupriyanov, M. V. Tereshonok, and A. S. Sidorenko, "Tunable superconducting neurons for networks based on radial basis functions", Beilstein J. Nanotechnol. **13**, 444 (2022).
36. A. E. Schegolev, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, A. L. Gudkov, and M. V. Tereshonok, "Superconducting neural networks: from an idea to fundamentals and, further, to application", Nanobiotechnology Reports **16**, 811 (2021).
37. I. I. Soloviev, A. E. Schegolev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Y. Kupriyanov, M. V. Tereshonok, A. V. Shadrin, V. S. Stolyarov, and A. A. Golubov, "Adiabatic superconducting artificial neural network: Basic cells", J. Appl. Phys. **124**, 152113 (2018).