Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 11, с. 736 – 740

Периодичность в возникновении интервалов переворота магнитного момента φ_0 перехода[1)]

П. Х. Атанасова[+×], *С. А. Панайотова*[+*], *И. Р. Рахмонов*[×∘], *Ю. М. Шукринов*[×∇ 2)], *Е. В. Земляная*[×∇], *М. В. Башашин*[×∇]

[+]*University of Plovdiv Paisii Hilendarski, 4000 Plovdiv, Bulgaria*

[*]*Department of Physics, Sofia University, 1164 Sofia, Bulgaria*

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

[∘]*Физико-технический институт им. С. У. Умарова АН РТ, 734063 Душанбе, Таджикистан*

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

Поступила в редакцию 12 сентября 2019 г.
После переработки 15 октября 2019 г.
Принята к публикации 24 октября 2019 г.

Нами исследована динамика намагниченности под действием импульса тока в джозефсоновском φ_0 переходе с прямой связью между магнитным моментом и сверхпроводящим током. Рассчитаны временные зависимости компонент магнитного момента при различных значениях параметров φ_0 перехода, на основе которых установлены интервалы параметров, где реализуется его переворот от $m_z = 1$ к $m_z = -1$. Обнаружена периодичность в возникновении интервалов переворота магнитного момента при изменении параметра спин-орбитальной связи, параметра гильбертовского затухания и отношения джозефсоновской энергии к магнитной. Полученные результаты могут быть использованы в различных областях сверхпроводниковой спинтроники, в частности, для создания элемента памяти, основанного на джозефсоновском φ_0 переходе.

DOI: 10.1134/S0370274X19230048

Сверхпроводниковая спинтроника, основанная на взаимодействии сверхпроводящего тока с магнитным моментом в джозефсоновских структурах с ферромагнетиком, привлекает сегодня большое внимание в связи с возможностью контролировать магнетизм сверхпроводимостью и перспективами использования данных структур в квантовых технологиях [1–8]. В структуре сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (S/F/S) спин-орбитальная связь в ферромагнитном слое без центра инверсии обеспечивает механизм прямой (линейной) связи между магнитным моментом и сверхпроводящим током [9]. Такие джозефсоновские переходы (ДП) называют φ_0 переходами. Возможность контроля магнитных свойств сверхпроводящим током, а также влияния магнитной динамики на сверхпроводимость интенсивно исследуется в последнее время [9–13]. В работе [14] авторы продемонстрировали, что 2D сверхпроводники с большой величиной спин-орбитальной связи представляют возможность управлять наномасштабным магнитом посредством сверхпроводящего тока. Переворот магнитного момента (ММ) ферромагнетика основывается на том, что его равновесная ориентация определяется релятивистской спин-орбитальной связью и сопоставима с величиной сверхпроводящей щели [14]. Было показано, что транспортный ток через сверхпроводник с спин-орбитальной связью генерирует эффективное магнитное поле, способное переключать направление магнитного момента между двумя противоположными равновесными ориентациями вдоль легкой оси. Это может приводить к значительной скорости квантового туннелирования ММ, обеспечивая возожность создания кубита.

Реализация переворота ММ на основе моделирования магнитной динамики продемонстрирована в работе [12]. Было показано, что переворот ММ чрезвычайно чувствителен к значениям параметров системы. В виду достаточной сложности рассматриваемой системы, вопрос, касающийся возможности предсказания полного переворота при заданных па-

[1)]См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала.

[2)]e-mail: shukrinv@theor.jinr.ru

раметрах системы и импульса тока, остается открытым до настоящего времени.

В настоящей работе на основе детальных исследований динамики намагниченности в джозефсоновском φ_0 переходе под действием импульса тока показано, что реализация переворота магнитного момента в φ_0-переходе характеризуется определенной периодичностью по величине спин-орбитальной связи, параметру гильбертовского затухания и отношения джозефсоновской энергии к магнитной. Полученные результаты могут быть полезны для понимания физических процессов в различных областях сверхпроводниковой спинтроники, а также могут быть использованы в прикладных целях.

Схематический вид рассматриваемого φ_0-перехода представлен на рис. 1. Легкая ось ферро-

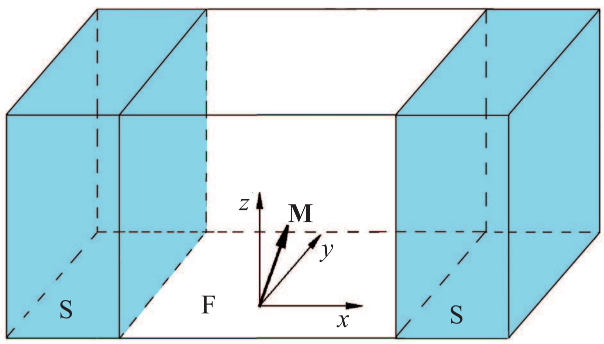

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематический вид φ_0-перехода; S и F – сверхпроводниковые и ферромагнитный слои, соответственно, **M** – вектор магнитного момента ферромагнитного слоя, легкая ось которого направлена вдоль оси z. Импульс внешнего тока направлен вдоль оси x

магнитного слоя направлена вдоль оси z, которая также совпадает с направлением градиента спин-орбитального потенциала. Компонента ММ m_y связана с сверхпроводящим (джозефсоновским) током, который направлен вдоль оси x.

Динамика ММ рассматриваемой системы описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [12], для которого эффективное поле $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ зависит от джозефсоновской разности фаз φ

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_0}\left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}\right),$$
$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{K}{M_0}\left[Gr \sin\left(\varphi - r\frac{M_y}{M_0}\right)\widehat{\mathbf{y}} + \frac{M_z}{M_0}\widehat{\mathbf{z}}\right], \qquad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – гильбертовская диссипация, $M_0 = \|\mathbf{M}\|$, $G = E_J/(K\mathcal{V})$ – отношение джозефсоновской энергии к энергии магнитной анизотропии, K – постоянная анизотропии, $\mathcal{V}$ – объем ферромагнитного слоя, r – параметр спин-орбитального взаимодействия.

Система уравнений в безразмерных величинах может быть записана как:

$$\begin{aligned}
\frac{dm_x}{dt} &= -\frac{1}{1+(m\alpha)^2}\{(m_y H_z - m_z H_y) + \\
&+ \alpha[m_x(m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z) - H_x]\}, \\
\frac{dm_y}{dt} &= -\frac{1}{1+(m\alpha)^2}\{(m_z H_x - m_x H_z) + \\
&+ \alpha[m_y(m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z) - H_y]\}, \qquad (2) \\
\frac{dm_z}{dt} &= -\frac{1}{1+(m\alpha)^2}\{(m_x H_y - m_y H_x) + \\
&+ \alpha[m_z(m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z) - H_z]\},
\end{aligned}$$

где компоненты ММ m_i нормированы на M_0, $i = (x, y, z)$, H_i – компоненты эффективного поля, нормированные на K/M_0, которые определяются выражениями

$$\begin{aligned}
H_x(t) &= 0; \\
H_y(t) &= Gr\sin(\varphi(t) - rm_y(t)); \qquad (3) \\
H_z(t) &= m_z(t).
\end{aligned}$$

В системе уравнений (2) время нормировано на ω_F^{-1} (где $\omega_F = \gamma K/M_0$ – частота ферромагнитного резонанса). Уравнение для разности фаз записывается в рамках резистивной модели [15], где для простоты нами рассмотрен ДП с малой емкостью C ($R^2C/L_J \ll 1$ (L_J – индуктивность джозефсоновского перехода, R – его сопротивление в нормальном состоянии), т.е. ток смещения не учитывается. В этом случае выражение для электрического тока I через джозефсоновский переход, нормированного на критический ток I_c, записывается в виде

$$I = w\left(\frac{d\varphi}{dt} - r\frac{dm_y}{dt}\right) + \sin(\varphi - rm_y), \qquad (4)$$

где $w = \frac{V_F}{I_c R} = \frac{\omega_F}{\omega_R}$, $V_F = \frac{\hbar\omega_F}{2e}$, $\omega_R = \frac{2eI_cR}{\hbar}$. Следует отметить, что предварительные результаты исследования периодичности переворота намагниченности, представленные нами в работе [16] и включенные в качестве дополнительного материала к данной статье, были выполнены, полагая член $r\frac{dm_y}{dt}$ малым, как это предполагалось в работах [11, 12]. Ниже мы увидим, что, действительно, его учет не приводит к качественным изменениям, однако он необходим для соблюдения калибровочной инвариантности используемых уравнений [17].

В качестве I в (4) использовался прямоугольный импульс с амплитудой A_s и длительностью Δt:

$$I_{\text{pulse}}(t) = \begin{cases} A_s, & t \in [t_0 - 1/2\Delta t, t_0 + 1/2\Delta t]; \\ 0, & \text{otherwise}. \end{cases} \qquad (5)$$

Нами использовались следующие начальные условия:

$$m_x(0) = 0, \quad m_y(0) = 0, \quad m_z(0) = 1, \quad \varphi(0) = 0. \quad (6)$$

Расчеты проводились с помощью неявной схемы на основе двух-шагового метода Гаусса–Лежандра [13]. Такой подход обеспечивает более высокую точность (четвертого порядка $O(h^4) \approx 10^{-8}$) и устойчивость по сравнению с методом Рунге–Кутта [18]. Таким образом, нами численно решалась система уравнений (2) вместе с уравнением (4), используя (5) с начальными условиями (6). Во всех расчетах полагалось $w = 1$, значения остальных параметров указаны в подписях к рисункам.

На рисунке 2 показаны примеры динамики ММ m_z при двух значениях отношения джозефсоновской

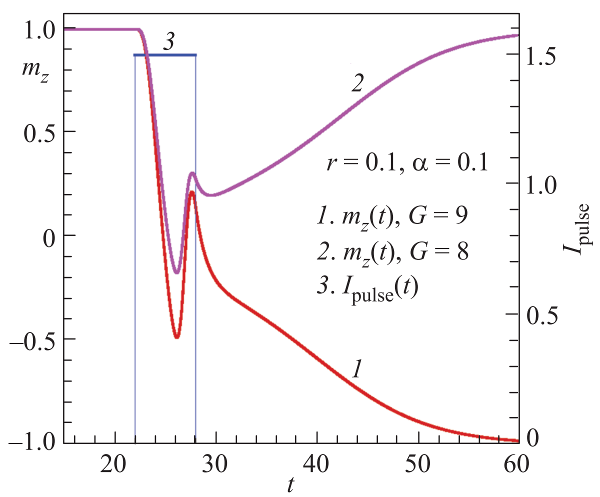

Рис. 2. (Цветной онлайн) Демонстрация влияния параметра отношения джозефсоновской энергии к магнитной G на переворот ММ. Расчеты проведены при величине спин-орбитальной связи $r = 0.1$, параметре диссипации $\alpha = 0.1$, и амплитуде импульса $A_s = 1.5$

энергии к магнитной, $G = 9$ (кривая *1*) и $G = 8$ (кривая *2*), а также приложенный токовый импульс I_{pulse} (кривая *3*). В первом случае ($G = 9$) наблюдается переворот ММ, тогда как во втором ($G = 8$) он отсутствует, что отражает зависимость реализации переворота от выбранных значений параметров системы. Влияние параметров модели и токового импульса на переворот ММ в φ_0 джозефсоновском переходе обсуждалось в работах [12, 19]. Однако исследование возможности предсказания переворота и определение интервалов параметров, при которых происходит переворот ММ, до настоящего времени не проводилось. Это является важным для выяснения природы исследуемого явления, а также для практических целей.

Для определения интервалов G при различных значениях параметра диссипации α, в которых реализуется переворот, нами рассчитывалась временная зависимость ММ при значениях G от $G = 1$ до $G = 130$ с шагом $\Delta G = 1$ при значениях α от $\alpha = 0.01$ до $\alpha = 0.5$ с шагом $\Delta\alpha = 0.001$. Величина спин-орбитальной связи полагалась равной $r = 0.1$. Для каждой пары значений (α, G) система уравнений (2), (5), (6) решалась методом Гаусса–Лежандра с шагом $h = 0.01$ в интервале $t \in [0, T_{\max}]$, $T_{\max} = 200$. При $t = T_{\max}$ проверялось неравенство $|m_z + 1| \le 0.0001$, чтобы отождествить реализацию переворота ММ. В случае его реализации соответствующие значения α и G отбирались и сохранялись. Эти данные, представленные на рис. 3, свидетельствуют о периодиче-

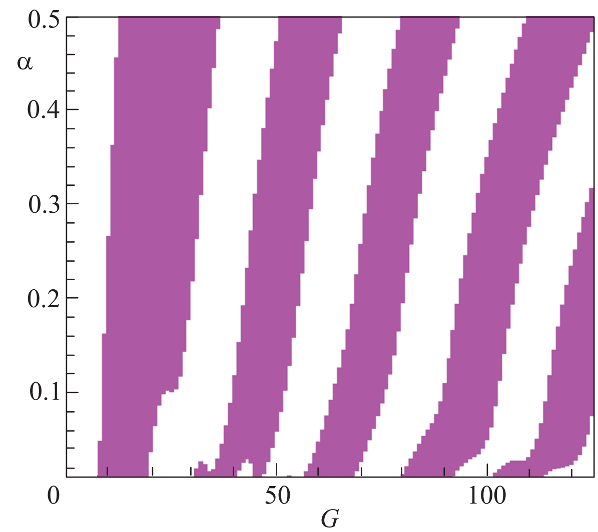

Рис. 3. (Цветной онлайн) Демонстрация периодичности интервалов переворота в плоскости (G, α). Результаты получены с шагом $\Delta G = 1$ и $\Delta\alpha = 0.001$ при $A_s = 1.5$, $r = 0.1$, $t_0 = 25$, $\Delta t = 6$, $\omega_F = 1$

ской зависимости в реализации переворота ММ с ростом G. Подчеркнем некоторые особенности в проявлении данной зависимости. В частности, отсутствие переворота при малых G и сдвиг интервалов по G при увеличении α. При этом наблюдается некоторый рост ширины этих интервалов вдоль оси G.

Результаты расчета реализации переворота ММ на плоскости (G, r) представлены на рис. 4. Здесь также наблюдается периодичность в возникновении переворота при изменении G. Увеличение параметра спин-орбитальной связи r приводит к сдвигу домена с переворотом в область малых G с одновременным уменьшением его ширины.

Обсудим кратко механизм переворота магнитного момента и периодичность в возникновении интерва-

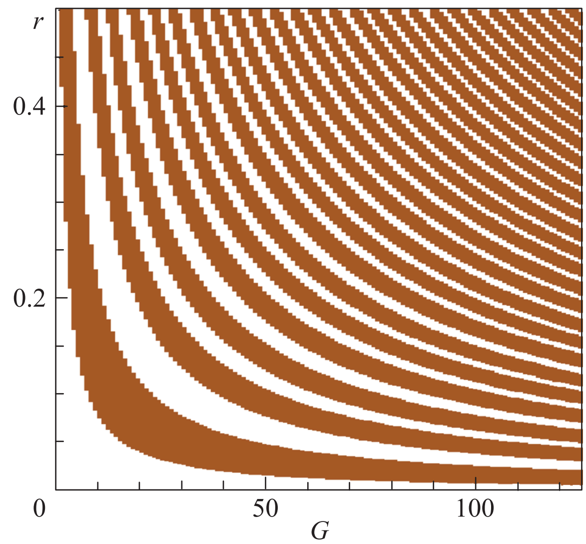

Рис. 4. (Цветной онлайн) Демонстрация периодичности интервалов переворота в плоскости (G, r). Результаты получены с шагом $\Delta G = 1$ и $\Delta r = 0.001$ при $A_s = 1.5; \alpha = 0.1; t_0 = 25; \Delta t = 6; \omega_F = 1$

лов переворота. Как указывалось выше, легкая ось ферромагнетика направлена вдоль оси z и имеет два устойчивых состояния $m_z = \pm 1$. Импульс тока вынуждает магнитный момент осциллировать. Критическим для переворота оказывается его величина в момент окончания действия импульса, которая определяется параметрами φ_0 перехода и параметрами импульса. Временные зависимости компоненты магнитного момента m_z при различных значениях параметра спин-орбитальной связи r, параметра гильбертовского затухания α и отношения джозефсоновской энергии к магнитной G для первой и второй полос представлены в дополнительном материале к статье. Если величина m_z оказывается вблизи нуля, или отрицательна, наличие гильбертовского затухания обеспечивает стремление m_z к -1. Периодичность в возникновении интервалов переворота можно объяснить, предполагая периодическую зависимость компоненты m_z от параметров используемой нами модели. Подробные аналитические исследования переворота магнитного момента в джозефсоновских структурах с аномальным сдвигом фазы в настоящее время отсутствуют.

Следует отметить, что применяемые в статье уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта совпадают с уравнениями Блоха, если в первых пренебречь затуханием Гильберта, а во вторых пренебречь релаксацией. В этом случае уравнение Блоха описывает ларморовскую прецессию ядерной намагниченности M вокруг внешнего приложенного магнитного поля. Уравнения Блоха используются в теории ЯМР (ядерного магнитного резонанса) и в квантовой электронике для описания взаимодействия двухуровневых систем (атомов) с электромагнитным полем. Хорошо известно [20], что в этом случае возникает периодичность отклика системы, описываемой уравнениями Блоха по интенсивности возбуждающего импульса или времени импульса (по интегральной интенсивности). Наблюдается также связанный с этим ряд эффектов типа π-импульсов или спинового эха. Однако периодичность в возникновении интервалов переворота магнитного момента, обусловленная взаимодействием с сверхпроводящим током, которая демонстрируется в настоящей статье, имеет свою специфику, отличающую ее от случая при возбуждении магнитных или двухуровневых систем. Периодичность определяется динамикой намагниченности в интервале действия пульса, которая может быть достаточно сложной. В пределах одной полосы периодичности, соответствующей перевороту, может наблюдаться несколько осцилляций ММ, т.е. чередование интервалов не есть простое циклическое увеличение количества полных оборотов вектора Блоха. Этот факт демонстрируется нами на рис. S2, S3, S5 и S6 дополнительного материала, которые указывают отличие от случая возбуждения магнитных или двухуровневых систем, описываемого в рамках уравнений Блоха.

Таким образом, на основе уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта и хорошо опробированной резистивной модели джозефсоновского перехода, нами продемонстрирована периодичность в возникновении интервалов переворота ММ при изменении параметров спин-орбитальной связи, гильбертовского затухания и отношения джозефсоновской энергии к магнитной. Мы полагаем, что полученные результаты могут быть использованы в различных областях сверхпроводниковой спинтроники. В недавней работе [21], используя разработанный в работе [12] метод переворота ММ прямоугольным импульсом тока, был предложен криогенный элемент памяти на основе аномального эффекта Джозефсона, а также подтверждены идеи о периодичности возникновения интервалов переворота [16]. Следует отметить, что переворот ММ чрезвычайно чувствителен к значениям параметров системы. В связи с этим возникает необходимость предсказания полного переворота при заданных параметрах системы и импульса тока.

Авторы выражают благодарность А. А. Мазанику за плодотворное обсуждение результатов работы. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научных проектов # 18-02-00318 и 18-52-45011, и программы сотрудничества ОИЯИ–Болгария. Численные расчеты в данной работе выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект # 18-71-10095). С. Панайотова благодарит за поддержку болгарскую национальную программу “Молодые ученые и докторанты 2019” и выделение гранта МУ19-ФМИ-010 от Национального научного фонда Болгарии в ПУ “Паисий Хилендарски”.

1. A. A. Golubov and M. Yu. Kupriyanov, Nature Mater. **16**, 156 (2017).
2. J. Linder and J. W. A. Robinson, Nature Phys. **11**, 307 (2015).
3. M. Eschrig, Rep. Prog. Phys. **78**, 104501 (2015).
4. M. Houzet, Phys. Rev. Lett. **101**, 157009 (2008).
5. I. Petkovic, M. Aprili, S. E. Barnes, F. Beuneu, and S. Maekawa, Phys. Rev. B **80**, 220502(R) (2009).
6. L. Cai and E. M. Chudnovsky, Phys. Rev. B **82**, 104429 (2010).
7. F. Konschelle, I. V. Tokatly, and F. S. Bergeret, Phys. Rev. B **92**, 125443 (2015).
8. E. M. Chudnovsky, Phys. Rev. B **93**, 144422 (2016).
9. A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **101**, 107005 (2008).
10. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
11. F. Konschelle and A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **102**, 017001 (2009).
12. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. Sengupta, and A. Buzdin, Appl. Phys. Lett. **110**, 182407 (2017).
13. P. Kh. Atanasova, S. Panayotova, E. V. Zemlyanaya, Yu. M. Shukrinov, and I. R. Rahmonov, Lect. Notes Comput. Sci. **11189**, 301 (2019).
14. E. M. Chudnovsky, Phys. Rev. B **95**, 100503(R) (2017).
15. К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, Наука, М. (1985).
16. P. Kh. Atanasova, S. A. Panayotova, I. R. Rahmonov, Yu. M. Shukrinov, E. V. Zemlyanaya, and M. V. Bashashin, Cond-Mat ArXiv 1905.03895 (2019).
17. D. S. Rabinovich, I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, and M. A. Silaev, Cond-Mat ArXiv 1904.03449 (2019).
18. P. Kh. Atanasova, S. Panayotova, Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and E. V. Zemlyanaya, EPJ Web of Conf. **173**, 05002 (2018).
19. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and A. E. Botha, IEEE Trans. Appl. Supercond. **28**, 1800505 (2018).
20. Л. Мендель, Э. Вольф, *Оптическая когерентность и квантовая оптика*, Физматлит, М. (2000) [L. Mendel and E. Wolf, *Optical coherence and quantum optics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK (1995)].
21. C. Guarcello and F. S. Bergeret, Cond-Mat ArXiv 1907.03895 (2019).