Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 3, с. 149 – 154 © 2019 г. 10 августа

Ферромагнитный резонанс и динамика магнитного момента в системе "джозефсоновский переход-наномагнит"

Ю. М. Шукринов[+*1)], М. Нашаат[+×2)], И. Р. Рахмонов[+°], К. В. Куликов[+]

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

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

[×]Department of Physics, Cairo University, 12613 Cairo, Egypt

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

Поступила в редакцию 7 мая 2019 г.
После переработки 11 июня 2019 г.
Принята к публикации 11 июня 2019 г.

Нами исследована динамика наномагнита, связанного с джозефсоновским переходом. Несмотря на очень слабое магнитное поле, создаваемое сверхпроводящим током в переходе, приложенное напряжение может инициировать нелинейную динамику наномагнита, которая приводит к ряду интересных явлений. Нами показана возможность ферромагнитного резонанса, когда частота джозефсоновских осцилляций сравнивается с собственной частотой магнитной системы. Продемонстрирована переориентация легкой оси наномагнита при увеличении отношения джозефсоновской энергии к магнитной, а также величины параметра связи джозефсоновского тока с магнитным моментом и частоты джозефсоновских колебаний. Показана возможность переворота магнитного момента наномагнита импульсом тока, что открывает новые перспективы использования данной системы в области сверхпроводящей спинтроники.

DOI: 10.1134/S0370274X19150025

В последнее время большое внимание привлекают модели, описывающие взаимодействие сверхпроводящего тока и магнитного момента в различных структурах типа "сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник", которые важны для ряда задач сверхпроводниковой спинтроники [1–4]. В работе [1] было отмечено, что исследования в области спинтроники позволяют понять фундаментальные спин-зависящие явления, а также развить приложения для компьютерных технологий. В частности, контролирование магнитного состояния сверхпроводимостью открывает новые возможности для развития ультрабыстрой криогенной памяти.

Связь джозефсоновского перехода (ДП) и магнита, находящихся в непосредственной близости друг от друга, может быть обусловлена различными механизмами. Так, спин-орбитальное взаимодействие типа Рашбы приводит к фазовому сдвигу в джозефсоновском переходе, пропорциональному магнитному моменту в барьере. В результате возникает так называемый φ_0-переход, в котором разность фаз непосредственно связана с магнитным моментом в барьере [5, 6], что обусловливает уникальные возможности управления магнитными свойствами барьера посредством сверхпроводящего тока, а также, в свою очередь, возможность влияния на джозефсоновский ток магнитным моментом барьера [1–11]. В работах [3, 6] сообщалось о возможности переориентации легкой оси намагниченности при наличии спин-орбитальной связи. Предполагая начальное положение легкой оси вдоль оси z, было продемонстрировано, что под действием сверхпроводящего тока стабильной ориентацией намагниченности становится определенное направление между осями z и y, в зависимости от параметров системы. Полученные результаты открывают возможность для разработки эффективного метода определения величины спин-орбитального взаимодействия в ферромагнитных металлах. Большой интерес для различных применений вызывает разработка новых эффективных методов переворота магнитного момента, в частности, импульсом тока. Такие исследования позволят создать элементы памяти и другие элементы для квантовых компьютеров, а также основы для разработки новых устройств для сверхпроводящей спинтроники.

Другой механизм связи исследовался работе [11], где рассматривалось электромагнитное взаимодействие наномагнита с джозефсоновским переходом, при котором магнитное поле наномагнита изменяет

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

сверхпроводящий ток, текущий через переход, тогда как магнитное поле, генерируемое в ДП, воздействует на магнитный момент наномагнита. Отличие от работы [6] заключалось в другой геометрии структуры, характере взаимодействия и конечном нормальном сопротивлении слабой связи, которое учитывалось в данной работе в рамках RSJ (*resistively shunted junction*) модели [13]. Притягательность модели с чистым электромагнитным взаимодействием заключается в отсутствии неизвестных параметров, что должно быть существенным для ее экспериментальной реализации [11].

В настоящей работе нами исследована динамика наномагнита, связанного с джозефсоновским переходом. Показано проявление ферромагнитного резонанса (ФМР) на зависимости максимальной амплитуды осцилляций наномагнита от приложенного к джозефсоновскому переходу напряжения и продемонстрирована переориентация легкой оси наномагнита при изменении параметров системы. С целью демонстрации перспектив практического применения исследуемой системы, мы показываем возможность переворота магнитного момента наномагнита импульсом тока.

Схематический вид рассматриваемой системы, состоящей из джозефсоновского перехода и связанного с ним наномагнита, представлен на рис. 1. Джозефсоновский переход имеет длину l, наномагнит находится на расстояние a от его центра. Предполагается, что легкая ось наномагнита направлена вдоль y и к джозефсоновскому переходу приложено напряжение V.

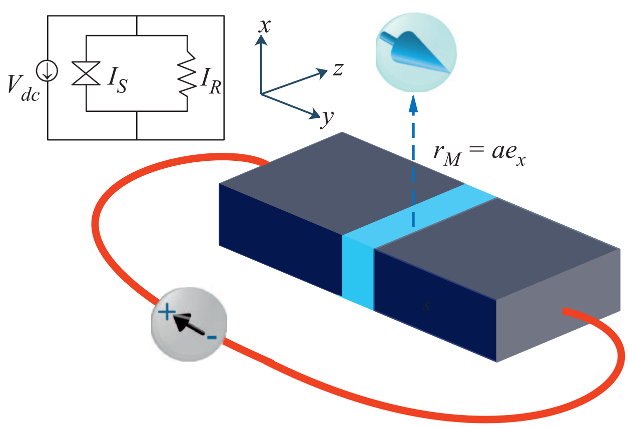

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематический вид рассматриваемой системы с эквивалентной схемой электрической цепи

Динамика магнитного момента описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [14, 15], которое в нормированных единицах имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{dm_x}{dt} &= \frac{\Omega_F}{(1+m^2\alpha^2)}\Big[h_y\left(m_z-\alpha m_x m_y\right)- \\
&\quad - h_z\left(\alpha m_x m_z + m_y\right) + \alpha h_x\left(m_y^2+m_z^2\right)\Big], \\
\frac{dm_y}{dt} &= \frac{\Omega_F}{(1+m^2\alpha^2)}\Big[-h_x\left(\alpha m_x m_y + m_z\right)+ \\
&\quad + h_z\left(m_x-\alpha m_y m_z\right) + \alpha h_y\left(m_x^2+m_z^2\right)\Big], \qquad (1)\\
\frac{dm_z}{dt} &= \frac{\Omega_F}{1+m^2\alpha^2+\Omega_F\alpha\epsilon k(m_x^2+m_y^2)}\times \\
&\quad \times\Big[\alpha\epsilon[\sin(Vt-km_z)+V]\left(m_x^2+m_y^2\right)- \\
&\quad - h_y\left(m_x+\alpha m_y m_z\right)+h_x\left(m_y-\alpha m_x m_z\right)\Big],
\end{aligned}$$

где $m_i = M_i/M_s$ – нормированная компонента магнитного момента, M_s – магнитный момент насыщения, $\Omega_F = \omega_F/\omega_c$ – нормированная частота ферромагнитного резонанса, $\omega_c = 2eRI_c/\hbar$, I_c – критический ток, $k = \frac{2\pi}{\Phi_0}\frac{\mu_0 M_s l}{a\sqrt{l^2+a^2}}$, $a = |\mathbf{r}_M|$, Φ_0 – квант магнитного потока, m – абсолютное значение магнитного момента, α – параметр гильбертовского затухания, время t нормировано на ω_c^{-1}, напряжение V нормировано на $\hbar\omega_c/(2e)$. Компоненты эффективного магнитного поля h_i в нормированных величинах определяются выражениями [11]

$$\begin{aligned}
h_x &= 0,\\
h_y &= m_y,\\
h_z &= \epsilon[\sin(Vt-km_z)+V]-\epsilon k\frac{dm_z}{dt}, \qquad (2)
\end{aligned}$$

где $\epsilon = Gk$, $G = \epsilon_J/K_{an}v$, $\epsilon_J = \Phi_0 I_c/(2\pi)$ – джозефсоновская энергия, v – объем наномагнита, K_{an} – постоянная магнитной анизотропии. Компоненты эффективного магнитного поля нормированы на $H_F = \omega_F/\gamma$, где γ – гиромагнитное отношение.

Джозефсоновские осцилляции в переходе возбуждают прецессию магнитного момента наномагнита, что приводит к ферромагнитному резонансу, когда частота прецессии становится равной собственной частоте магнитной системы Ω_F. Для описания резонанса система уравнений (1) решалась методом Гаусса–Лежандра [12] при фиксированном значении напряжения V, в результате чего определялись временные зависимости компонент магнитного момента, а также рассчитывалась максимальная амплитуда осцилляций компонент магнитного момента во временном домене для каждого заданного значения напряжения.

На рисунке 2a представлены результаты расчета максимальной амплитуды осцилляций $m_z^{\max}$ как функции напряжения V на ДП при $\Omega_F = 0.5$ и двух значениях параметра затухания $\alpha = 0.001$ и $\alpha = 0.3$. В выбранной нами нормировке $V = \Omega_J$, поэтому при напряжении, соответствующем частоте джозефсоновских осцилляций $\Omega_J = 0.5$, наблюдается пик ферромагнитного резонансcна. Для $m_x^{\max}$ результат качественно одинаков, и поэтому не приводится. Увеличение затухания в системе приводит к увеличению ширины резонанса и его сдвигу в сторону меньших частот, что и наблюдается на рис. 2a при $\alpha = 0.3$. Положение пиков при малых затуханиях хорошо согласуется со значениями частот, следующих из аналитических формул, полученных нами на основании линеаризации уравнений ЛЛГ. В частности, если отклонение магнитного момента от равновесного направления из-за взаимодействия с джозефсоновским током мало, т.е., $G < 1$, и $k\tilde{m}_z < 1$, уравнение ЛЛГ можно линеаризовать. В этом случае резонансная частота определяется выражением

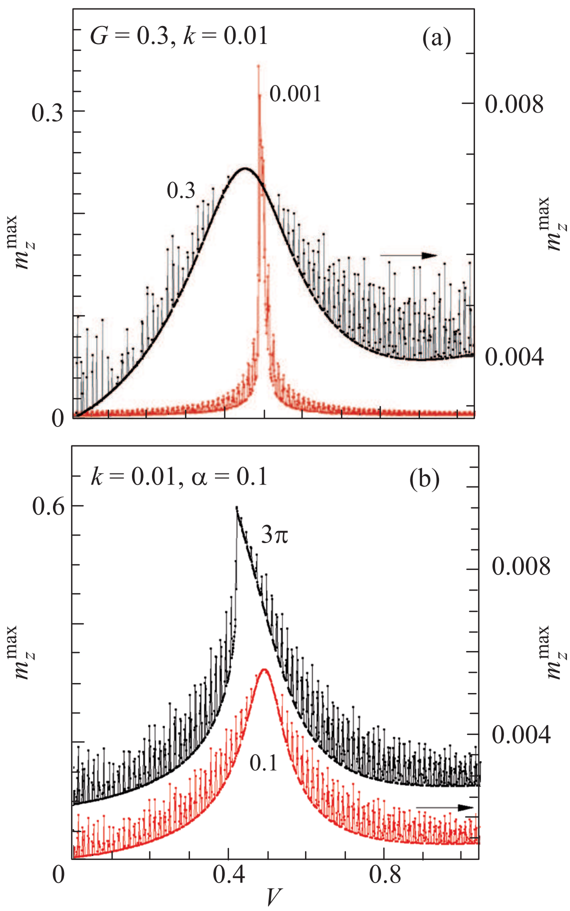

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Проявление ФМР на зависимости $m_z^{\max}(V)$. Числа указывают величину гильбертовского затухания α. (b) – Влияние отношения джозефсоновской энергии к энергии наномагнита G на ширину ФМР для m_z. Числа указывают величину G

$$\Omega_{\rm Res} = \sqrt{\frac{-a_2 + \sqrt{a_2^2 - 4a_1}}{2a_1}}, \tag{3}$$

где $a_1 = \left(\alpha^2 + \alpha k \Omega_F \epsilon + 1\right)^2$ и $a_2 = 2\alpha^2 + k^2\Omega_F^2\epsilon^2 + 2\alpha k \Omega_F \epsilon - 2$.

Так, при $G = 0.3$, $k = 0.01$. и $\Omega_F = 0.5$, для $\alpha = 0.001$ резонансная частота равна $\Omega_{\rm Res} \approx 0.5$, а для $\alpha = 0.3$ – $\Omega_{\rm Res} \approx 0.46$, что достаточно близко к значениям, полученным численно (см. рис. 2a).

Ширина резонанса зависит от параметра гильбертовского затухания α, отношения джозефсоновской энергии к энергии наномагнита G, а также параметра связи k. Рисунок 2b демонстрирует влияние отношения джозефсоновской энергии к энергии наномагнита (параметр G) на свойства ферромагнитного резонанса. С ростом G наблюдается уменьшение резонансной частоты и асимметрия резонансного пика относительно $\Omega_J = \Omega_F$. Аналитические выражения в этом случае дают $\Omega_{\rm Res} \approx 0.492$ при $\alpha = 0.1$, $G = 0.1$, $k = 0.01$ и $\Omega_F = 0.5$. Однако, при $G = 3\pi$ аналитические результаты приводят к завышенным значениям, это означает необходимость учета членов более высокого порядка при $G \gg 1$. Таким образом, отклонение m_z в резонансе при определенных значениях G, k, и α может быть достаточно сильным и проявляться в экспериментальных условиях.

Другим интересным результатом настоящей статьи является демонстрация переориентации легкой оси наномагнита при увеличении отношения джозефсоновской энергии к магнитной, т.е., своеобразное проявления свойств маятника Капицы в системе "джозефсоновский переход-наномагнит". На рисунке 3a показана динамика компонент магнитного момента $m_y(t)$ и $m_z(t)$ при разных значениях параметра G. Подчеркнем, что в начальный момент времени магнитный момент направлен вдоль легкой оси (ось y). Мы видим, что в зависимости от величины G при его малых значениях временная зависимость компоненты $m_z(t)$ выходит на определенное постоянное значение. С ростом G эта зависимость существенно изменяется, и при $G = 3\pi$, осциллируя, $m_z(t)$ стремиться к единице, т.е., m_y обращается в ноль. Таким образом, происходит переориентация легкой оси наномагнита. В промежуточных состояниях магнитный момент наномагнита ориентирован между ося-

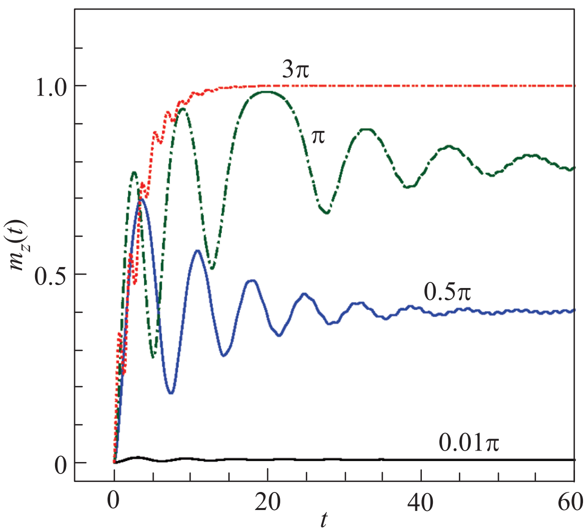

Рис. 3. (Цветной онлайн) Динамика компоненты m_z в зависимости от величины параметра G при $k = 0.05$, $\alpha = 0.1$

ми y и z. Время переориентации уменьшается с ростом G.

Динамика m_z при различных значениях джозефсоновской частоты Ω_J представлена на рис. 4. Мы видим, что при малых Ω_J компонента m_z прецессирует вблизи определенного фиксированного значения, а при больших Ω_J, осциллируя, выходит на единицу.

Известно, что положение устойчивого равновесия маятника изменяется, если его точка подвеса совершает колебания с большой частотой [16] . Отношение джозефсоновской энергии к магнитной (G) соответствует амплитуде переменной силы в задаче о маятнике Капицы, что должно способствовать переориентации легкой оси ферромагнетика. Характер нарастания среднего значения m_z в зависимости от отношения джозефсоновской энергии к магнитной (G) представлен на рис. 5, который также демонстрирует аналогию с маятником Капицы. Аналогичное поведение наблюдается при увеличении параметра связи джозефсоновской и магнитной подсистем k.

Покажем возможность переворота магнитного момента под воздействием импульса внешнего тока. Уравнение, связывающее импульс тока с разностью фаз, имеет вид

$$\frac{d\varphi}{dt} = I_{\text{pulse}} - \sin(\varphi - km_z) + k\frac{dm_z}{dt}; \qquad (4)$$

где импульс внешнего тока I_{pulse} определяется выражением

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

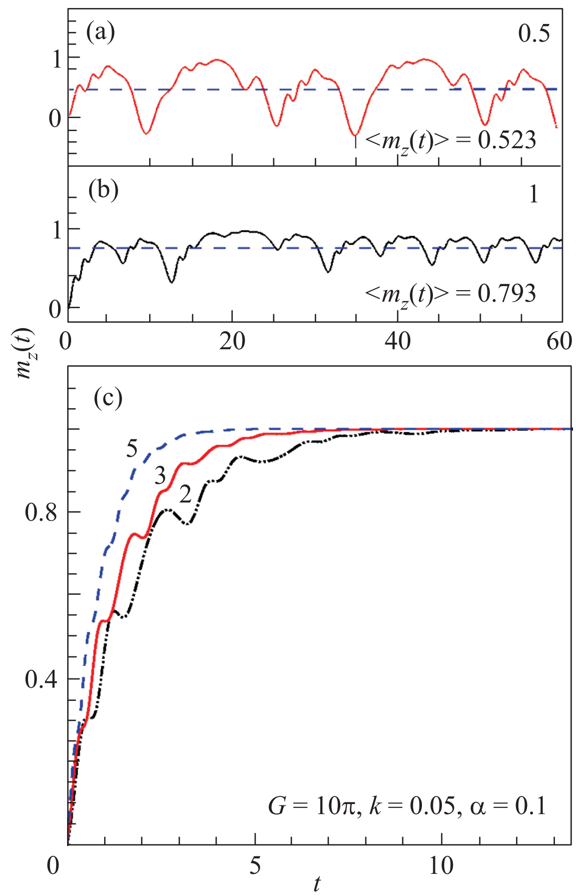

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Динамика компоненты m_z при $\Omega_J = 0.5$. Пунктирная линия указывает среднее значение m_z. (b) – То же при $\Omega_J = 1$. (c) – То же при $\Omega_J = 2$, 3 и 5

где A_s – амплитуда импульса тока, Δt – его длительность. Уравнение (4) численно решается совместно с системой уравнений (1) с учетом эффективного поля (2). Отметим, что в (1) и (2) Vt заменяется на φ, а V заменяется на $d\varphi/dt$. Результаты расчета представлены на рис. 6. В отличии от работы [11] (рис. 3), где переворот осуществлялся посредством специфического изменения напряжения (линейно уменьшающегося) во времени, в случае использования импульса тока длительность переворота оказывается на два порядка короче по величине, что является существенным преимуществом. Отметим, что параметры расчета в обоих случаях были одинаковыми.

До сих пор мы рассматривали влияние джозефсоновских осциляций на динамику магнитного момента наномагнита. Опишем теперь кратко обратный эффект, т.е., влияние динамики магнитного момента на вольт-амперную характеристику джозефсоновского перехода [17]. Расчет вольт-амперной характеристики (ВАХ) проводится для перехода с заданным

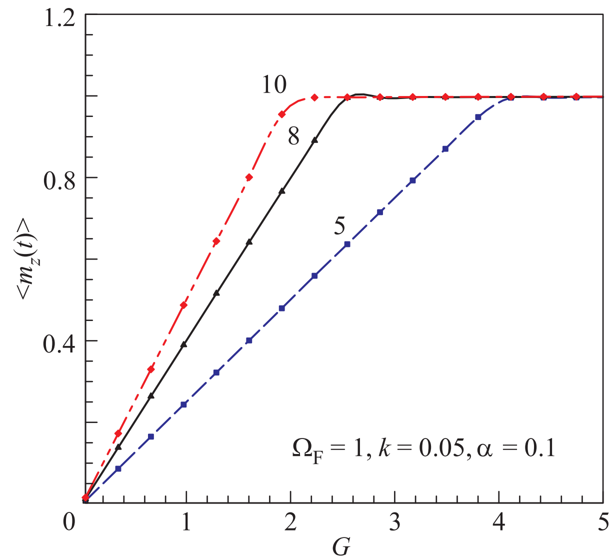

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость среднего значения m_z от отношения джозефсоновской энергии к магнитной (G). Числа указывают значение джозефсоновской частоты

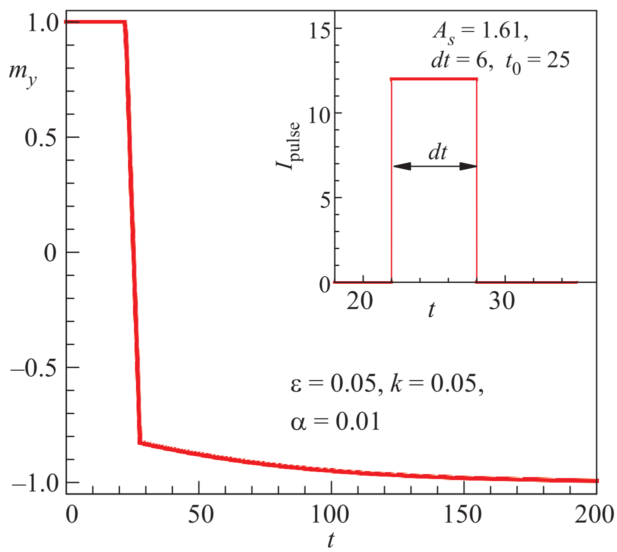

Рис. 6. (Цветной онлайн) Демонстрация переворота m_y импульсом базового тока. На вставке показана форма импульса

током. В этом случае в рамках RCSJ-модели система уравнений имеет следующий вид

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{\beta_c}\left[I - \sin[\varphi - km_z] + V - k\frac{dm_z}{dt}\right], \qquad (6)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = V, \qquad (7)$$

где φ – разность фаз в джозефсоновском переходе, β_c – параметр МакКамбера. Кроме этого, для расчета ВАХ в системе уравнений (1) и в выражение для эффективного поля (2) необходимо произвести замену Vt на φ.

На рисунке 7 представлены вольт-амперная характеристика ДП с наномагнитом и без него (ВАХ

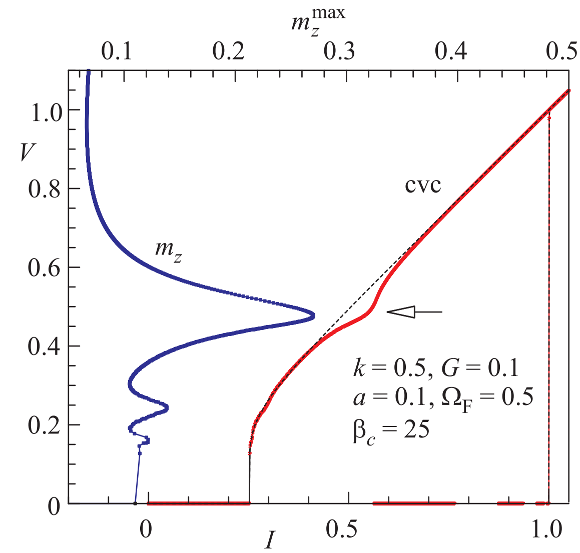

Рис. 7. (Цветной онлайн) Вольт-амперная характеристика ДП с наномагнитом (сплошная линия, cvc) и без него (пунктирная линия) вместе с зависимостью максимальной амплитуды m_z от напряжения

SIS-перехода) вместе с зависимостью максимальной компоненты m_z от напряжения. Использованные параметры расчета приведены на данном рисунке. ВАХ ДП с наномагнитом демонстрирует особенность, указанную стрелкой, которая отсутствует на ВАХ ДП без наномагнита. Мы видим, что положение этой особенности по напряжению соответствует положению резонансного пика m_z. Таким образом, прецессия наномагнита проявляется на ВАХ ДП, что может служить методом контроля его динамики.

Приведем обоснование выбранных значений параметров. Представленные на рис. 2а результаты соответствуют значениям $G = 0.3$ и $k = 0.01$, которые могут быть достигнуты для джозефсоновского перехода с энергией $4.9 \cdot 10^{-20}$ Дж, и наномагнита радиусом 20 нм и толщиной 6 нм с константой анизотропии 20 кДж/м^3 и намагниченностью насыщения 1420 кА/м, расположенного на расстоянии 300 нм. Близкие значения параметров были использованы в работах [20–23]. Величины $G = 3\pi$, $k = 0.05$, при которых происходит переориентации легкой оси наномагнита (рис.3), и $G = 0.05$, $k = 0.05$, при которых происходит переворот компоненты m_y наномагнита (рис.6), получаются для джозефсоновских переходов с энергиями $3.3 \cdot 10^{-21}$ Дж и $1.45 \cdot 10^{-18}$ Дж, соответственно, с наномагнитом, расположенным на расстоянии 65 нм. Приведенные оценки указывают на возможность экспериментальной реализации полученных результатов. Отметим, что обоснование используемых нами значений параметров и их соответствие экспериментальным условиям обсуждалось также в работах [4, 11].

В заключение отметим, что нами исследована динамика наномагнита, связанного с джозефсоновским переходом, которая обладает целым рядом интересных особенностей. Прецессия магнитного момента, обусловленная сверхпроводящим током, приводит к ферромагнитному резонансу. Нами продемонстрирована переориентация легкой оси наномагнита при увеличении частоты джозефсоновских колебаний, отношения джозефсоновской энергии к магнитной, а также величины параметра связи джозефсоновского тока с магнитным моментом.

Вместе с тем остается ряд неисследованных свойств данной системы. В частности, периодическое воздействие на нелинейную систему может приводить к возникновению хаотических состояний [18]. Хаос в ДП под действием внешнего электромагнитного излучения, которое моделируется добавкой к базовому току члена $A \sin \omega t$ (ω – частота, а A – амплитуда излучения), рассматривался подробно в работе [19]. Мы полагаем, что в исследуемой нами системе прецессия магнитного момента под действием сверхпроводящих осцилляций в ДП также может приводить к возникновению хаотических состояний. Исследования в этом направлении до настоящего времени не проводились, но, несомненно, являются важными для практических применений данных систем.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научных проектов 18-02-00318, 18-32-00950 и 18-52-45011. Численные расчеты в данной работе выполнены за счет гранта РНФ в рамках проекта 18-71-10095.

1. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, Nature Materials **16**, 156 (2017).
2. J. Linder and W. A. Jason Robinson, Nat. Phys. **11**, 307 (2015).
3. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. Sengupta, and A. Buzdin, Appl. Phys. Lett. **110**, 182407 (2017).
4. L. Cai, D. A. Garanin, and E. M. Chudnovsky, Phys. Rev. B **87**, 024418 (2013).
5. A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **101**, 107005 (2008).
6. F. Konschelle and A. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **102**, 017001 (2009).
7. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
8. A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and E. Ilichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
9. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
10. S. Mai, E. Kandelaki, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **84**, 144519 (2011).
11. L. Cai and E. M. Chudnovsky, Phys. Rev. B **82**, 104429 (2010).
12. P. K. Atanasova, S. A. Panayotova, E. V. Zemlyanaya, Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, Lecture Notes in Computer Science **11189**, 301 (2019).
13. К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, Наука, М. (1985).
14. L. D. Landau and E. Lifshitz, Phys. Z. Sowjetunion **8**, 153 (1935).
15. T. L. Gilbert, IEEE Transactions on Magnetics **40**, 3443 (2004).
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, Т. I. Механика, 4–е изд., Наука, М. (1988).
17. R. Ghosh, M. Maiti, Y. M. Shukrinov, and K. Sengupta, Phys. Rev. B **96**, 174517 (2017).
18. Yu. M. Shukrinov, A. E. Botha, S. Yu. Medvedeva, M. R. Kolahchi, and A. Irie, Chaos **24**, 033115 (2014).
19. R. L. Kautz and R. Monaco, J. Appl. Phys. **57**, 875 (1985).
20. P. Mangin and R. Kahn, *Superconductivity: an introduction*, Co-publishing by Springer International Publishing AG, Cham, Switzerland and Grenoble Sciences, Grenoble Cedex 9, France (2017).
21. R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, and M. E. Welland, New J. Phys. **1(1)**, 16 (1999).
22. L. F. Yin, D. H. Wei, N. Lei, L. H. Zhou, C. S. Tian, G. S. Dong, X. F. Jin, L. P. Guo, Q. J. Jia, and R. Q. Wu, Magnetocrystalline Anisotropy in Permalloy Revisited – PRL **97**, 067203 (2006).
23. K. H. J. Buschow, *Concise Encyclopedia of Magnetic and Superconducting Materials*, Elsevier Science, Amsterdam, Netherlands (2005).
24. Yu. M. Shukrinov, A. Mazanik, I. R. Rahmonov, A. E. Botha, and A. Buzdin, Europhys. Lett. **122**, 37001 (2018).