

ЗАХВАТ ЧАСТОТЫ В СИСТЕМЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ ПЕРЕХОД – НАНОМАГНИТ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ПЕРИОДИЧЕСКОГО СИГНАЛА

К. В. Куликов^{а, б}, С. В. Лобановская^б, Ю. М. Шукринов^{а, б, в}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

^в Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

Исследовано воздействие внешнего периодического сигнала на динамику системы джозефсоновский переход – наноманит в режиме заданного напряжения. Продемонстрирован непрямой захват частоты осцилляций магнитной подсистемы внешним периодическим воздействием. Области захвата проявляются на зависимости максимальной амплитуды магнитной прецессии от напряжения в виде провалов. Полученные результаты открывают уникальные перспективы для контроля и управления магнитным моментом в гибридных сверхпроводящих системах, а также широкие возможности для практических приложений.

We have studied the effect of an external periodic signal on the resonant properties of the Josephson junction – nanomagnet system in the mode of a given voltage. The indirect locking of the oscillation frequency of the magnetic subsystem by an external signal in the nanomagnet–JJ system is demonstrated. The locking areas are manifested by the dependence of the maximum amplitude of the magnetic precession on the voltage in the form of dips. The obtained results open up unique prospects for monitoring and controlling the magnetic moment in hybrid superconducting systems, as well as wide opportunities for practical applications.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интенсивно развивается новое направление в науке — сверхпроводниковая спинтроника, сочетающая сверхпроводимость и магнетизм и демонстрирующая интересные нелинейные и хаотические свойства [1–5]. Особое внимание для практических приложений привлекают системы джозефсоновский переход – наноманит [6, 7]. Важным достижением в области магнетизма стала возможность изготовления магнитов нанометрового размера [8]. Эти так называемые наноманиты обладают магнитными свойствами, отличными от обычных материалов, и могут обеспечить более совершенную замену жестких дисков и чипов компьютерной памяти. В последнее время молекулярные наноманиты также изучались как потенциальные кандидаты для реализации кубитов [9]. Ожидается, что такая реализация сыграет решающую роль в квантовой обработке информации и спинтронике с использованием

молекулярных магнитов [10]. Динамика намагниченности молекулярных наноманитов может быть описана уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [11].

Исследование взаимодействия наноманита с джозефсоновским переходом (ДП) является перспективным методом получения информации о динамике намагниченности [12]. В такой системе реализуется чисто электромагнитная связь между джозефсоновской фазой и намагниченностью. В этом случае магнитное поле наноманита изменяет сверхпроводящий ток, протекающий через переход, тогда как магнитное поле, генерируемое в джозефсоновском переходе, действует на магнитный момент наноманита. В результате учета такой связи предсказывается несколько особенностей. В частности, переворот спина может быть обеспечен определенным изменением внешнего напряжения во времени [12]. Сверхпроводящий ток джозефсоновского перехода (JJ), связанного с внешним наноманитом, приводимым в действие зависящим от времени магнитным полем, как без, так и при наличии внешнего переменного тока, исследовался в работе [13]. Авторы показали наличие ступенек типа Шапиро на ВАХ ДП при смещении напряжения для постоянного или периодически переменного магнитного поля и исследовали влияние вращения магнитного поля и наличия внешнего переменного тока на эти ступеньки. Кроме того, спиновая волна может быть возбуждена микроволновым магнитным полем при ферромагнитном резонансе (ФМР), когда все элементарные спины прецессируют точно в фазе [14]. В работе [15] авторы представили маятник Капицы как механический аналог системы ДП–наноманит и продемонстрировали переориентацию легкой оси магнитного момента наноманита. При этом отношение джозефсоновской к магнитной энергии G соответствует амплитуде переменной силы маятника Капицы, джозефсоновская частота Ω_J соответствует частоте колебаний точки подвеса, а компоненты усредненного магнитного момента задают стабильное положение маятника. Аналитическое описание особенностей маятника Капицы в такой системе приведено в работе [7].

В работе [4] показан не прямой захват прецессии магнитного момента внешним периодическим воздействием в φ_0 -переходе при изменении тока смещения. В связи с этим возникает вопрос о возможности захвата частоты прецессии в системе наноманита, связанного с ДП.

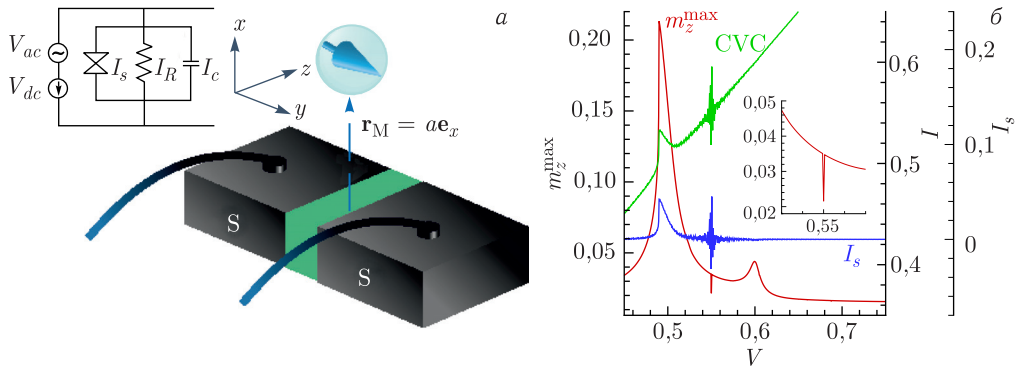
В настоящей работе нами исследована вольт-амперная характеристика системы ДП–наноманит для случая с заданным напряжением (voltage biased JJ), рассчитаны максимальная амплитуда колебаний m_z^{\max} и среднее значение сверхпроводящего тока I_s в зависимости от напряжения V .

МОДЕЛЬ

Нами рассмотрен смещенный напряжением джозефсоновский переход длиной l , связанный с наноманитом с магнитным моментом $\mathbf{M} = (M_x, M_y, M_z)$, находящимся на расстоянии $\mathbf{r}_M = a\mathbf{e}_x$ от центра перехода, как показано на рис. *a*.

Динамика магнитного момента наноманита и ВАХ ДП могут быть описаны системой уравнений Ландау–Лифшица–Гилберта–Джозефсона (ЛЛГД) [12, 13, 15] с эффективным полем

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{dE}{d\mathbf{M}} = -\frac{dE_M}{d\mathbf{M}} + \frac{d}{d\mathbf{M}} I \int d\mathbf{r} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \tau), \quad (1)$$



а) Принципиальная схема рассматриваемой системы и ее геометрия; б) проявление захвата джозефсоновских осцилляций и магнитной прецессии внешним переменным сигналом на $m_z^{\max}(V)$, ВАХ и $I_s(V)$ для системы наномангит – джозефсоновский переход. Параметры моделирования: $\omega_F = 0,5$, $G = 0,01$, $k = 0,53$, $\alpha = 0,01$, $\omega_R = 0,55$ и $A = 0,5$. На вставке показана область захвата (проявление ступеньки Шапиро) на $m_z^{\max}(V)$

где $\mathbf{A} = (\mu_0/4\pi)(\mathbf{M} \times \mathbf{r}/r^3)$ — векторный потенциал, созданный в точке r от наномангита и предполагающий, что последний меньше всех остальных размеров задачи. Последний член — это магнитное поле H_J , создаваемое джозефсоновским переходом [15].

Тогда энергия анизотропии наномангита определяется выражением

$$E_M = \frac{-Kv}{2} \left(\frac{M_y}{M_s} \right)^2, \quad (2)$$

где K — константа анизотропии; v — объем наномангита; M_y — намагниченность в направлении y (легкая ось); M_s — намагниченность насыщения.

Приложенное к джозефсоновскому переходу постоянное и переменное напряжение создает магнитное поле, действующее на наномангит. Компоненты полного эффективного поля можно получить, используя закон Био–Савара для расчета магнитного поля, действующего на наномангит, генерируемый джозефсоновским переходом. В безразмерных величинах они представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned} h_x &= 0, & h_y &= m_y, \\ h_z &= \epsilon \left[\sin \left(Vt - km_z + \frac{A}{\omega_R} \sin(\omega_R t) \right) + V + A \cos(\omega_R t) - km_z \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где V — смещение постоянного напряжения, нормированное на $V_c = \hbar\omega_c/2e$; $A = V_{ac}/V_c$ — амплитуда внешнего возбуждения; ω_R — частота внешнего возбуждения нормирована на ω_c . Заметим также, что в нашей нормировке смещение постоянного напряжения V равно джозефсоновской частоте ω_J . Мы используем уравнение ЛЛГД с эффективным полем (3) для численного расчета динамики проекций магнитного момента на оси координат при начальных условиях $m_x = 0$, $m_y = 1$ и $m_z = 0$.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Вольт-амперная характеристика джозефсоновского перехода в режиме заданного напряжения при частоте внешнего излучения $\omega_R = 0,55$ представлена на рис. б. Мы видим проявление ферромагнитного резонанса (возбуждение собственных колебаний наноманита) при $V = \omega_F = 0,5$. При этом происходит нарастание сверхпроводящего тока I_s в переходе при подходе к резонансу. Отметим нелинейный характер нарастания тока, связанный с малостью отношения джозефсоновской энергии к магнитной $G = 0,01$, параметра связи $k = 0,53$ и параметра гильбертовского затухания $\alpha = 0,01$.

Мы видим на вольт-амперной характеристике джозефсоновского перехода при $\omega_R = 0,55$ проявление захвата с частотой внешнего излучения джозефсоновских осцилляций (ступеньку Шапиро). Соответствующая структура возникает на зависимости $I_s(V)$.

На рис. б также представлены результаты расчета максимальной амплитуды колебаний m_z^{\max} в зависимости от напряжения V . В области ступеньки Шапиро на зависимости на $m_z^{\max}(V)$ наблюдается провал. На вставке к рис. б видно, что провал очень резкий и наблюдается только для одного значения напряжения. При этом прецессия происходит с фиксированной частотой, равной ω_R , и фиксированной амплитудой.

Нами исследовано влияние внешнего электромагнитного излучения на ферромагнитный резонанс при условии, что его частота равна частоте резонанса. Как и ожидалось, мы наблюдаем характерный сдвиг максимума ферромагнитного резонанса по частоте, который при $A = 1$ реализуется при $V = \omega_J = 0,49$. Подробные результаты исследования будут представлены в отдельной работе.

В качестве выводов отметим, что нами рассчитана вольт-амперная характеристика системы ДП–наноманит в режиме заданного напряжения, исследованы максимальная амплитуда колебаний магнитного момента наноманита m_z^{\max} и среднее значение сверхпроводящего тока I_s в зависимости от напряжения V . Продемонстрирован непрямой захват осцилляций магнитной подсистемы внешним периодическим сигналом. Найдено, что области захвата проявляются в виде провалов на зависимости максимальной амплитуды магнитной прецессии от напряжения.

Исследование выполнено в рамках научно-исследовательской работы государственного университета «Дубна» при финансовой поддержке грантом Российского научного фонда (проект 22-71-10022).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shukrinov Yu. M. // Phys. Usp. 2022. V. 65. P. 317.
2. Shukrinov Yu. M., Rahmonov I. R., Janalizadeh A., Kolahchi M. R. // Phys. Rev. B. 2021. V. 104. P. 224511.
3. Janalizadeh A., Rahmonov I. R., Abdelmoneim S. A., Shukrinov Yu. M., Kolahchi M. R., Beilstein J. // Nanotechnology. 2022. V. 13. P. 1155.
4. Abdelmoneim S. A., Shukrinov Yu. M., Kulikov K. V., ElSamman H., Nashaat M. // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. P. 014505.
5. Botha A. E., Shukrinov Yu. M., Tekic J. // Chaos Soliton. Fract. 2022. V. 156. P. 111865.
6. Nashaat M., Sameh M., Botha A. E., Kulikov K. V., Shukrinov Yu. M. // Chaos. 2022. V. 32. P. 093142.

7. Kulikov K. V., Anghel D. V., Preda A. T., Nashaat M., Sameh M., Shukrinov Yu. M. // Phys. Rev. B. 2022. V. 105. P. 094421.
8. Meier G., Kleiber M., Grundler D., Heitmann D., Wiesendanger R. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. P. 2168.
9. Ardavan A., Rival O., Morton J.J.L., Blundell S.J., Tyryshkin A.M., Timco G.A., Winnepenny R.E.P. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 057201.
10. Bogani L., Wernsdorfer W. // Nat. Mater. 2008. V. 7. P. 179.
11. Hikino S., Mori M., Takahashi S., Maekawa S. // Supercond. Sci. Technol. 2011. V. 24. P. 024008.
12. Cai Liufei, Chudnovsky E. M. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 104429.
13. Ghosh R., Maiti M., Shukrinov Yu. M., Sengupta K. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. P. 174517.
14. Lifshitz E. M., Pitaevskii L. P. Course of Theoretical Physics. Theory of the Condensed State. V. 9. Oxford: Butterworth Heinemann, 1991;
Hillebrands B., Ounadjela K. Spin Dynamics of Confined Magnetic Structures II. Berlin: Springer-Verlag, 2003. P. 1–26.
15. Shukrinov Yu. M., Nashaat M., Rahmonov I. R., Kulikov K. V. // JETP Lett. 2019. V. 110, No. 3. P. 160–165.

Получено 31 января 2023 г.