

07

## Индуктивная характеристика спинтронного наноосциллятора

© Е.С. Папоян<sup>1</sup>, Л.А. Цырульникова<sup>1,2</sup>, А.Р. Сафин<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва, Россия<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

E-mail: mila.tsyrulnikova@gmail.com

Поступило в Редакцию 3 октября 2025 г.

В окончательной редакции 28 октября 2025 г.

Принято к публикации 10 ноября 2025 г.

Представлен анализ индуктивной характеристики спинтронного наноосциллятора с легкой плоскостью намагниченности свободного слоя, основанный на исследовании его малосигнальной эквивалентной схемы колебательной системы. Определена зависимость эффективной индуктивности от силы тока и построены индуктивные характеристики для различных значений внешнего магнитного поля. Показано, что с ростом величины внешнего магнитного поля крутизна индуктивной характеристики спинтронного наноосциллятора увеличивается. Представленные результаты могут быть использованы при проектировании радиотехнических моделей спинтронных генераторов, а также в разработке новой компонентной базы современной радиоэлектроники.

**Ключевые слова:** спинтронный наноосциллятор, прецессия намагниченности, индуктивность, радиоэлектронная модель, малосигнальный режим.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.05.62334.20514

Развитие современной радиоэлектроники характеризуется устойчивой тенденцией к миниатюризации устройств, снижению их энергопотребления и повышению быстродействия [1]. В связи с этим особую актуальность приобретают исследования в области спинтроники, направленные на создание новой энергоэффективной компонентной базы [2–5]. Одним из ключевых элементов спинтроники является наноразмерный спинтронный осциллятор (СО), объединяющий в себе функции генерации СВЧ-колебаний и перестройки по частоте электрическим током и магнитным полем в широком диапазоне. Инженерный анализ, а также разработка радиотехнических моделей СО позволит создавать методики расчета схем с элементами спинтронной компонентной базы [6–9]. Реализация такого подхода обеспечит возможность комплексного проектирования радиоэлектронных устройств на основе спинтроники и будет способствовать их последующему внедрению в промышленность. В [7,8] была получена эквивалентная электрическая схема спинтронного осциллятора в виде нелинейного колебательного контура с потерями и источниками тока и напряжения, характеризующими действие спинового вращающего момента, компенсирующего собственное затухание. Вместе с тем для непосредственного использования эквивалентных схем СО в SPICE-моделировании (SPICE — Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) необходимо, чтобы параметры колебательной системы зависели от напряжений и токов соответствующих элементов (емкости и катушки индуктивности). Целью настоящей работы является получение и анализ зависимости индуктивности колебательного контура СО с легкой плоскостью

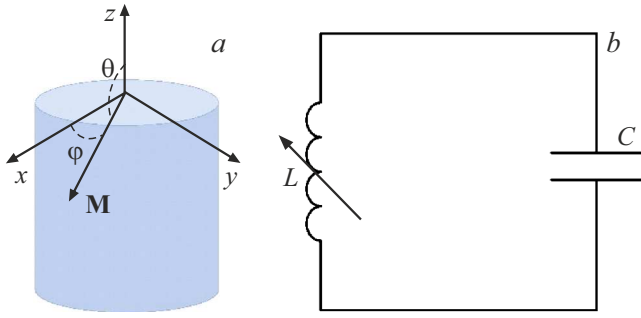
намагниченности свободного слоя от протекающего тока в режиме малого сигнала.

Динамика СО описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта–Слончевского для вектора намагниченности свободного слоя [7,8], траектория которого представляет собой прецессию волчка. Колебательную систему свободного слоя СО можно представить в виде эквивалентного LC-контура (рис. 1, а) с нелинейной зависимостью индуктивности и емкости от азимутального угла прецессии вектора намагниченности (рис. 1, б). Выражение, связывающее дифференциальную индуктивность  $L$  колебательного контура и азимутальный угол  $\varphi$  для свободного слоя типа „легкая плоскость“ (ЛП), имеет вид [7]:

$$L(\varphi) = \frac{Z_s}{\gamma} \frac{1}{B_{e,x} \cos \varphi + B_{e,y} \sin \varphi + B_a \cos 2\varphi}, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $B_{e,x}$ ,  $B_{e,y}$  — проекции внешнего магнитного поля на направления  $x$ ,  $y$ ,  $B_a$  — эффективное поле анизотропии вдоль оси  $x$ ,  $\varphi$  — азимутальный угол направления намагниченности,  $Z_s = \left(\frac{\hbar}{e}\right)^2 \frac{\gamma}{M_s V_s}$  — характерная величина (сопротивление), связанная с преобразованием спиновых единиц в электрические,  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $V_s$  — объем свободного ферромагнитного слоя,  $\hbar$  — приведенная постоянная,  $e$  — элементарный заряд. При этом ток, протекающий через индуктивность, также связан с параметрами прецессии вектора намагниченности следующим образом:

$$I_L(\varphi) \approx \frac{\gamma \hbar}{e Z_s} \left[ B_{e,x} \sin \varphi - B_{e,y} \cos \varphi + \frac{1}{2} B_a \sin 2\varphi \right]. \quad (2)$$



**Рис. 1.** Спинтронный наноосциллятор (а) и эквивалентная схема (b) его колебательной системы.

Выражения (1), (2) представляют собой периодические нелинейные функции азимутального угла  $\varphi$ . В геометрии ЛП вектор намагниченности прецессирует в плоскости  $xu$ , а полярный угол  $\theta = \pi/2$ , и равновесный вектор намагниченности (основное состояние) направлен по оси  $x$ . Выражение для емкости эквивалентного колебательного контура СО (рис. 1) в геометрии ЛП практически не зависит от угла  $\varphi$  и имеет вид [7]:

$$C \approx \frac{1}{\gamma B_d Z_s}, \quad (3)$$

где  $B_d$  — поле анизотропии вдоль трудной оси. Емкость эквивалентной схемы СО связана с прецессией вектора намагниченности преимущественно через полярный угол  $\theta$ , поэтому в случае ЛП емкость можно рассматривать как константу, а нелинейные свойства СО проявляются индуктивностью  $L(\varphi)$ , что напоминает свойства джозефсоновского перехода [10].

Рассмотрим малосигнальную модель колебательной характеристики СО, в которой азимутальный угол  $\varphi$  меняется вблизи нуля, что описывает большой спектр различных задач, в частности собственные колебания намагниченности СО вблизи положения равновесия в задаче детектирования микроволновых колебаний, нелинейный ферромагнитный резонанс и т.д. В этом приближении тригонометрические функции в (1), (2) могут быть разложены в ряд Тейлора вблизи  $\varphi \approx 0$ . В этом случае (1) и (2) принимают вид

$$L(\varphi) = \frac{Z_s}{\gamma} \frac{1}{B_{e,x} + B_{e,y}\varphi + B_a}, \quad (4)$$

$$I_L(\varphi) \approx \frac{\gamma \hbar}{e Z_s} \left[ B_{e,x}\varphi - B_{e,y} + B_a\varphi \right]. \quad (5)$$

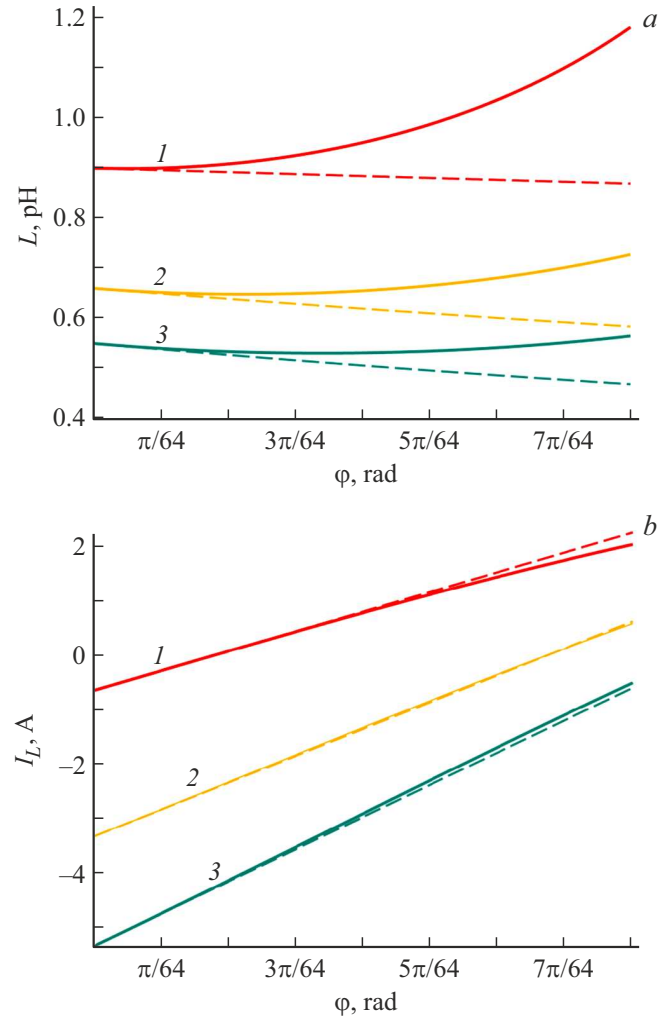
Зависимость  $L(\varphi)$  в общем случае (1) представлена на рис. 2, а сплошной линией, а для аппроксимации малосигнальным режимом (4) — штриховой. Как видно, с ростом  $\varphi$  индуктивность в общем случае растет, а при увеличении внешнего магнитного поля индуктивность уменьшается, как и крутизна характеристики. Зависимость  $I_L$  представлена на рис. 2, b как в общем случае (2)

(сплошная линия), так и в случае аппроксимации малосигнальным режимом (5) (штриховая линия). Видно, что ток через индуктивность увеличивается с ростом  $\varphi$ , а при увеличении внешнего магнитного поля индуктивный ток уменьшается. Как и ожидалось, аппроксимация малосигнальным режимом совпадает с общим случаем при малых углах  $\varphi$  как для зависимости  $L(\varphi)$  (рис. 2, а), так и для  $I_L(\varphi)$  (рис. 2, b).

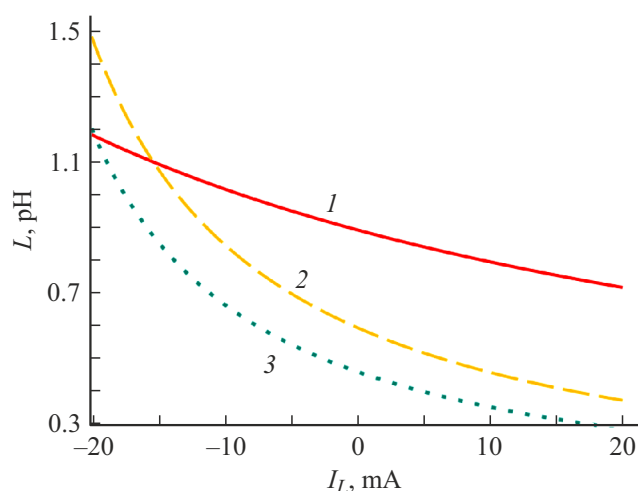
Таким образом, выражение для индуктивности в линейном по  $\varphi$  приближении (в режиме малого сигнала) может быть представлено как функция протекающего через нее тока в виде

$$L(I_L) = \frac{Z_s}{\gamma} \frac{1}{B_{e,x} + B_{e,y} \left[ I_L + \frac{\gamma \hbar}{e Z_s} B_{e,y} / \frac{\gamma \hbar}{e Z_s} (B_{e,x} + B_a) \right] + B_a}. \quad (6)$$

Как видно из (6), зависимость  $L(I_L)$  носит характер гиперболы и уменьшается при увеличении тока через



**Рис. 2.** Зависимости индуктивности катушки (а) и тока через нее (b) от азимутального угла для общего случая (сплошные кривые) и линейаризации (штриховые) при различных значениях внешнего поля. 1 —  $B_{e,x} = 0.1$  Т,  $B_{e,y} = 0.1$  Т; 2 —  $B_{e,x} = 0.5$  Т,  $B_{e,y} = 0.5$  Т; 3 —  $B_{e,x} = 0.8$  Т,  $B_{e,y} = 0.8$  Т.



**Рис. 3.** Зависимость индуктивности катушки от проходящего через нее тока при различных значениях внешнего поля. 1 —  $B_{e,x} = 0.1$  Т,  $B_{e,y} = 0.1$  Т; 2 —  $B_{e,x} = 0.5$  Т,  $B_{e,y} = 0.5$  Т; 3 —  $B_{e,x} = 0.8$  Т,  $B_{e,y} = 0.8$  Т.

индуктивность  $L$ . Из рис. 3 видно, что с увеличением тока уменьшается индуктивность катушки, что соответствует росту частоты собственных колебаний СО при увеличении силы тока через нее. При этом с ростом величины постоянного магнитного поля крутизна индуктивной характеристики увеличивается, и необходимая величина индуктивности катушки достигается за счет меньшей величины протекающего тока.

Таким образом, исследована модель эквивалентного колебательного контура спинтронного осциллятора. Получены выражения для индуктивности и тока через нее в зависимости от азимутального угла прецессии вектора намагниченности в малосигнальном приближении в геометрии типа „легкая плоскость“. Построены индуктивные характеристики для различных значений внешнего магнитного поля. Показано, что с ростом величины внешнего магнитного поля крутизна индуктивной характеристики спинтронного осциллятора увеличивается. Проведенное исследование открывает возможность для схемотехнического SPICE-исследования спинтронных осцилляторов в режиме малого сигнала. Такое исследование позволит разрабатывать радиоэлектронные устройства, включающие в себя спинтронные элементы в виде интегральных блоков, для их последующего анализа.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РФФ (№ 25-79-20053).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] A. Ферт, УФН, **178** (12), 1336 (2008). DOI: 10.3367/UFNr.0178.200812f.1336 [A. Fert, Phys. Usp., **51** (12), 1336 (2008). <https://ufn.ru/en/articles/2008/12/n/>].
- [2] M. Zahedinejad, H. Mazraati, H. Fulara, J. Yue, S. Jiang, A.A. Awad, J. Åkerman, Appl. Phys. Lett., **112** (13), 132404 (2018). DOI: 10.1063/1.5022049
- [3] T. Chen, R.K. Dumas, A. Eklund, P.K. Muduli, A. Houshang, A.A. Awad, P. Dürrenfeld, B.G. Malm, A. Rusu, J. Åkerman, Proc. IEEE, **104** (10), 1919 (2016). DOI: 10.1109/JPROC.2016.2554518
- [4] O. Haas, B. Dufay, S. Saez, C. Dolabdjian, IEEE Sens. J., **20** (23), 14289 (2020). DOI: 10.1109/JSEN.2020.3008555
- [5] А.А. Митрофанов, А.Р. Сафин, Н.Н. Удалов, Письма в ЖТФ, **40** (13), 66 (2014). <https://journals.ioffe.ru/articles/32247> [A.A. Mitrofanov, A.R. Safin, N.N. Udalov, Tech. Phys. Lett., **40** (7), 571 (2014). DOI: 10.1134/S1063785014070074].
- [6] A. Kumar, A. Litvinenko, N. Behera, A.A. Awad, R. Khymyn, J. Åkerman, in *Nanomagnets as dynamical systems: physics and applications*, ed. by S. Bandyopadhyay, A. Barman (Springer, Cham, 2024), p. 143–182. DOI: 10.1007/978-3-031-73191-4\_5
- [7] S. Louis, H. Bradley, V. Tyberkevych, *Equivalent electric model of a macrospin*, arXiv:2503.20811 [cond-mat.mes-hall] (2025). DOI: 10.48550/arXiv.2503.20811
- [8] S. Louis, H. Bradley, A. Litvinenko, V. Tyberkevych, IEEE Magn. Lett., **16**, 4500305 (2025). DOI: 10.1109/LMAG.2025.3577475
- [9] F. Vanderveken, V.S. Tiberkevich, G. Talmelli, B. Sorée, Sci. Rep., **12**, 3796 (2022). DOI: 10.1038/s41598-022-07625-2
- [10] А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона: физика и применения* (Мир, М., 1984). [A. Barone, G. Paternó, *Physics and applications of the Josephson effect* (Wiley, N.Y., 1982).].