07

Индуктивная характеристика спинтронного наноосциллятора

© Е.С. Папоян[1], Л.А. Цырульникова[1,2], А.Р. Сафин[1,2]

[1] Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва, Россия
[2] 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, a) с нелинейной зависимостью индуктивности и емкости от азимутального угла прецессии вектора намагниченности (рис. 1, b). Выражение, связывающее дифференциальную индуктивность L колебательного контура и азимутальный угол φ для свободного слоя типа „легкая плоскость“ (ЛП), имеет вид [7]:

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

где γ — гиромагнитное отношение, $B_{e,x}$, $B_{e,y}$ — проекции внешнего магнитного поля на направления x, y, B_a — эффективное поле анизотропии вдоль оси x, φ — 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:

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

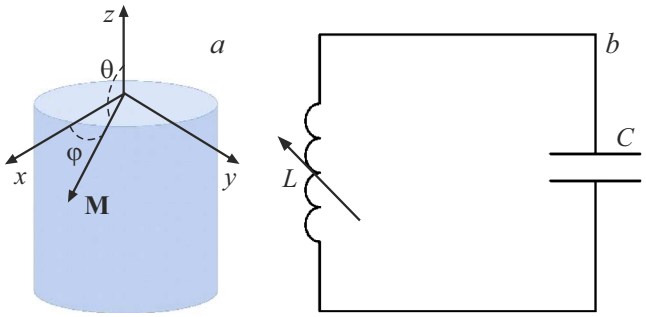


Рис. 1. Спинтронный наноосциллятор (a) и эквивалентная схема (b) его колебательной системы.

Выражения (1), (2) представляют собой периодические нелинейные функции азимутального угла φ. В геометрии ЛП вектор намагниченности прецессирует в плоскости xy, 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 φ и имеет вид [7]:

$$C \approx \frac{1}{\gamma B_d Z_s}, \tag{3}$$

где B_d — поле анизотропии вдоль трудной оси. Емкость эквивалентной схемы СО связана с прецессией вектора намагниченности преимущественно через полярный угол θ, 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 φ 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

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

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

Зависимость $L(\varphi)$ в общем случае (1) представлена на рис. 2, a сплошной линией, а для аппроксимации малосигнальным режимом (4) — штриховой. Как видно, с ростом φ 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 φ, а при увеличении внешнего магнитного поля индуктивный ток уменьшается. Как и ожидалось, аппроксимация малосигнальным режимом совпадает с общим случаем при малых углах φ как для зависимости $L(\varphi)$ (рис. 2, a), так и для $I_L(\varphi)$ (рис. 2, b).

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

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

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

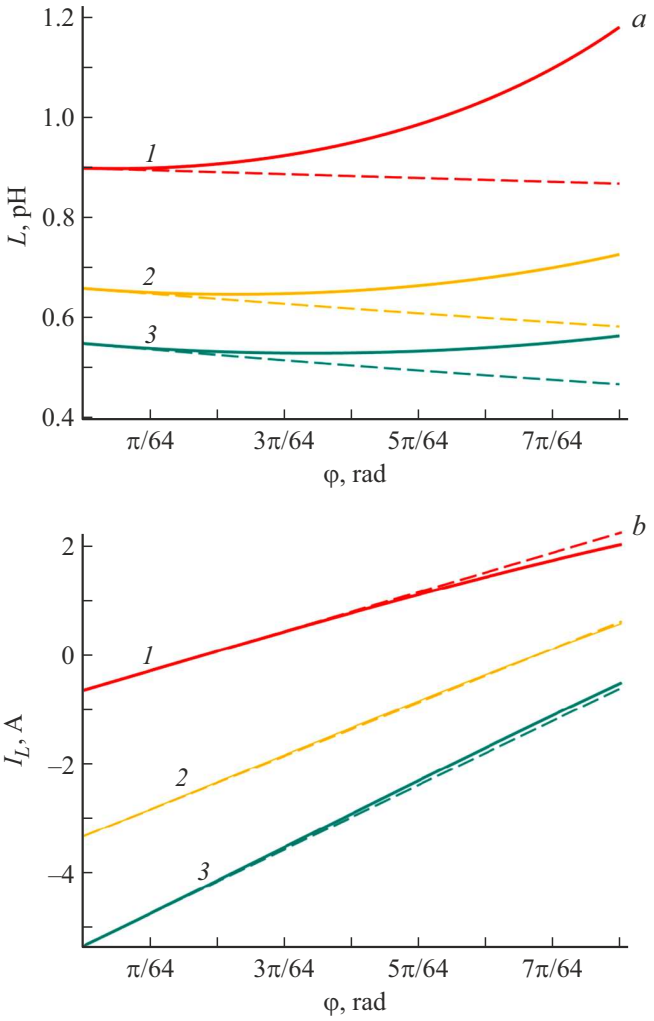


Рис. 2. Зависимости индуктивности катушки (a) и тока через нее (b) от азимутального угла для общего случая (сплошные кривые) и линеаризации (штриховые) при различных значениях внешнего поля. *1* — $B_{e,x} = 0.1$ T, $B_{e,y} = 0.1$ T; *2* — $B_{e,x} = 0.5$ T, $B_{e,y} = 0.5$ T; *3* — $B_{e,x} = 0.8$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

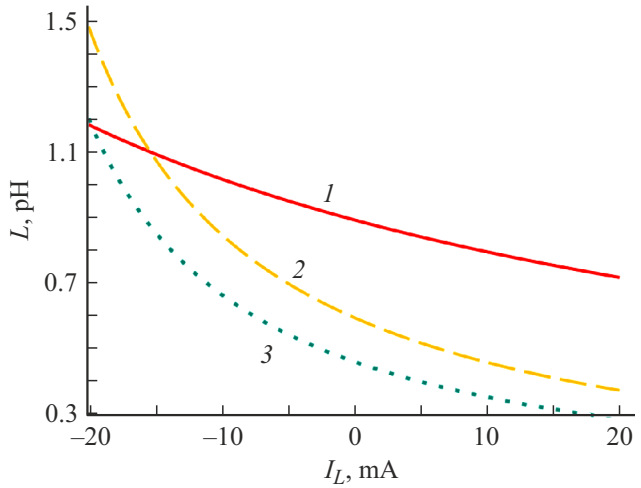


Рис. 3. Зависимость индуктивности катушки от проходящего через нее тока при различных значениях внешнего поля. *1* — $B_{e,x} = 0.1$ T, $B_{e,y} = 0.1$ T; *2* — $B_{e,x} = 0.5$ T, $B_{e,y} = 0.5$ T; *3* — $B_{e,x} = 0.8$ T, $B_{e,y} = 0.8$ T.

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 РНФ (№ 25-79-20053).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] А. 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).].