

УДК 621.318.1:537.611.4

Рабочие характеристики микроволнового вихревого наногенератора

П.А. Стремоухов, А.Р. Сафин, Н.Н. Удалов

Сведения об авторах

Стремоухов Павел Андреевич — студент кафедры формирования и обработки радиосигналов НИУ «МЭИ»

Сафин Ансар Ризаевич — кандидат технических наук, доцент кафедры формирования и обработки радиосигналов НИУ «МЭИ», e-mail: arsafin@gmail.com

Удалов Николай Николаевич — доктор технических наук, профессор кафедры формирования и обработки радиосигналов НИУ «МЭИ»

Значительный интерес представляют магнитные вихри, образующиеся в магнитных наноструктурах при протекании через них спин-поляризованного тока в результате эффекта переноса спина («spin-transfer torque»). На основе вихревой динамики намагниченности в магнитных наноструктурах могут быть реализованы принципиально новые миниатюрные генераторы микроволнового диапазона, широко перестраиваемые по частоте, — «спин-трансферные наноосцилляторы» (СТНО). В отличие от однородных вихревые СТНО обладают существенными преимуществами: меньшей шириной спектральной линии (около 1 МГц на частотах до 1 ГГц), большей выходной мощностью (около 1 мкВт), отсутствием внешнего магнитного поля. Для практического использования таких генераторов необходимо уменьшить ширину спектральной линии СТНО. Одним из методов уменьшения ширины спектральной линии генерируемых вихревым СТНО колебаний является использование внешней синхронизации гармоническим высокочастотным током или магнитным полем.

На основе уравнения Тилля для кора (центра) вихря были выведены укороченные уравнения для медленно меняющихся амплитуды и разности фаз вихревого СТНО при синхронизации его внешним гармоническим источником. Благодаря резистивной эквивалентной схеме получены рабочие характеристики СТНО и найдены оптимальные значения параметров, удовлетворяющие максимуму выходной мощности на нагрузке. Исходя из представленной модели определен диапазон перестройки СТНО по частоте.

Ключевые слова: вихревой спин-трансферный наноосциллятор, вихревая динамика, оптимизация мощности.

The performance characteristics of a microwave vortex nanogenerator

P.A. Stremoukhov, A.R. Safin, N.N. Udalov

Information about authors

Stremoukhov Pavel A. — student of formation and processing of radio signals dept., MPEI

Safin Ansar R. — Ph.D. (Techn.), assistant professor of formation and processing of radio signals dept., MPEI, e-mail: arsafin@gmail.com

Udalov Nikolay N. — Dr.Sci. (Techn.), professor of formation and processing of radio signals dept., MPEI

Magnetic vortices induced in magnetic nanostructures by a spin-polarized current that flows through them as a result of the spin transfer effect (a so-called “spin-transfer torque”) are of significant interest for certain applications. In particular, fundamentally new compact microwave range generators with a widely adjusted frequency called spin-transfer nanooscillators (STNOs) can be implemented on the basis of vortex magnetization dynamics in magnetic nanostructures. In contrast to homogeneous STNOs, vortex STNOs have significant advantages: a smaller spectral line width (about 1 MHz at frequencies of up to 1 GHz), larger output power (about 1 μW), and the absence of an external magnetic field. However, for such generators could be used for practical applications, it is necessary to reduce the STNO spectral line width. One of possible ways in which the spectral line width of oscillations generated by a vortex STNO can be reduced consists in using its external synchronization by a harmonic high-frequency current or magnetic field.

Reduced equations for slowly varying amplitude and phase of a vortex STNO synchronized from an external harmonic source are derived based on Thiel's equation for a vortex core. The STNO resistive equivalent circuit was constructed, from which the STNO performance

characteristics were obtained, and its optimal parameters were found at which the maximum output power on the load is achieved. The STNO frequency adjustment range has been determined using the developed model.

Key words: spin-transfer vortex nanooscillator, vortex dynamics, power optimization.

Введение

В современной радиотехнике существуют три важные тенденции, такие как: уплотнение частотного спектра, используемого в средствах связи, растущее количество стандартов беспроводной связи в различных устройствах, и появление носимой электроники. Можно заключить, что на сегодняшний день существует серьезная потребность в разработке и производстве дешевых, портативных, интегрируемых в чип, перестраиваемых по частоте источников колебаний. С развитием спинтроники появилась возможность решать подобные задачи. На сегодняшний день спинтрансферные наноосцилляторы (СТНО) превосходят по вышеописанным характеристикам широко используемые генераторы, управляемые напряжением (ГУН).

Исследования в области генерации сверхвысоко-частотных колебаний наноразмерными структурами с магнитными мультислоями начались с теоретических работ Дж. Слончевского и Л. Берже [1, 2]. Было показано, что в простейших структурах, состоящих из двух магнитных и одного немагнитного слоя, при достаточно высоких плотностях тока (около $10^7 \dots 10^8$ А/см²), может наблюдаться эффект переноса спинового момента (spin transfer torque effect) от одного слоя к другому, что и приводит к прецессии намагниченности в СВЧ-диапазоне (см. подробнее обзор [3]).

Вихревые СТНО, основанные на таких магнитных структурах, обладают рядом положительных качеств: широкий диапазон перестройки несущей частоты, интегрируемость с технологическим циклом производства КМОП-микросхем, малые рабочие напряжения, малое время переходного процесса (порядка десятков наносекунд), практически линейная зависимость частоты выходных колебаний от входного управляющего тока.

Несмотря на большое число положительных качеств и перспектив использования вихревых СТНО, у них имеется недостаток, ограничивающий их использование на данном этапе развития технологий, и связанный с низким уровнем выходной мощности единичных генераторов (в самом лучшем случае до 0,5 мкВт, а для более простых вариантов реализации до 1—5 нВт), при высоком уровне нестабильности частоты (порядка 10^{-2} — 10^{-3}). В связи с этим исследователями были предложены различные механизмы синхронизации ансамблей вихревых СТНО: общим током [4], спиновыми волнами [5], распространяющимися в общем магнитном слое, общим полем излучения [6] и за счет дипольных сил взаимодействия.

Несмотря на большое количество работ по СТНО, в литературе не исследованы технические вопросы свя-

занные с подбором максимальной выходной мощности единичного генератора и выборе параметров материала, нагрузки, рабочего тока на диапазон перестройки по частоте. Особенно актуальными для единичного генератора являются задачи расчета оптимальных режимов для последующего сложения мощностей ансамблей СТНО. В настоящей работе будет рассмотрена задача получения максимальной мощности колебаний на нагрузке единичного СТНО, а также влияние питающего тока на диапазон перестройки по частоте.

Математическая модель

Модельная схема вихревого СТНО с подключенным источником тока I_0 и сопротивлением нагрузки R_L представлена на рис. 1, а. Разделительная индуктивность L_0 и емкость C_0 являются идеальными и представляют собой на высокой частоте обрыв и короткое замыкание, соответственно. СТНО состоит из трех слоев: с фиксированной намагниченностью \mathbf{m}_{fix} , со свободной намагниченностью \mathbf{m}_{free} и промежуточного немагнитного спейсера. Принцип генерирования СВЧ-сигнала такой структурой основан на следующем. На практике слоев может быть больше, однако в результате все они будут эквиваленты трем базовым слоям, описанным выше. На слой с фиксированной намагниченностью поступает входной ток от источника I_0 , электроны которого в этом слое поляризуются по спину (к образцу приложено внешнее подмагничивающее поле). Спин-поляризованные электроны туннелируются через промежуточный слой в слой со свободной намагниченностью. Далее, за счет взаимодействия электронов кристаллической решетки и спин-поляризованных электронов при превышении величиной входного тока некоторого уровня I_{th} происходит установление вихревой микроволновой прецессии намагниченности в этом слое.

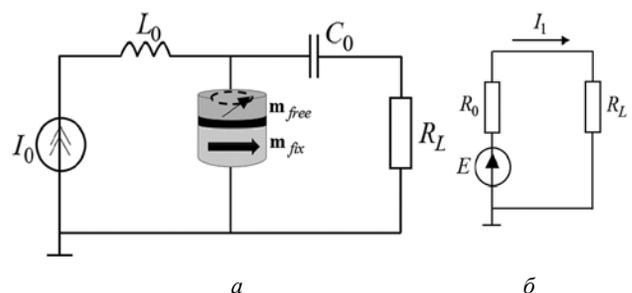


Рис. 1. Электрическая схема подключения СТНО к нагрузке R_L и источнику питающего тока I_0 через разделительные индуктивность L_0 и емкость C_0 (а), и эквивалентная схема подключения СТНО к нагрузке по первой гармонике в виде эквивалентного генератора с ЭДС E и внутренним сопротивлением R_0 (б)

Для анализа процессов в слое со свободной намагниченностью, удобно использовать уравнение Тиля, которое с достаточной точностью описывает динамику вихря, его вывод из уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта достаточно подробно приведен в [7], [8]. Уравнение Тиля для конца (кора) вихря \mathbf{X} , вращающегося в плоскости образца, имеет следующий вид:

$$G \left[\mathbf{e}_z \times \frac{d\mathbf{X}}{dt} \right] - D \cdot \frac{d\mathbf{X}}{dt} + k(\mathbf{X})\mathbf{X} - \chi[\mathbf{X} \times \mathbf{e}_z] = 0,$$

где $G = (-2\pi p L M_s) / \gamma$ — гироконстанта, p — поляризация ядра вихря, L — толщина свободного магнитного слоя, M_s — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение; $D = \alpha \eta |G|$ — константа затухания, α — параметр, зависящий от материалов образца, $\eta = 0,5 \ln(R_D/l)$, R_D — радиус СТНО, l — длина обменного взаимодействия; $k(\mathbf{X}) = k_0(1 + a\mathbf{X}^2)$ — нелинейная функция \mathbf{X} , a — константа (см. [8]), $k_0 = \omega' G$, ω' — частота гиротропной моды вихря [8]; $\chi = I_0 \chi_0$ — нормированный (безразмерный) ток через образец, I_0 — ток источника, $\chi_0 = \frac{|G| \gamma \hbar P}{4 |e| L M_s \pi R_D^2}$ — нормировочный коэффициент для тока; \mathbf{X} — мгновенная координата центра вихря.

В работе [8] была получена модель вихревого СТНО в виде укороченных уравнений для радиуса вихря R и его фазы φ в следующем виде:

$$\begin{cases} \frac{dR}{dt} = -\frac{\chi G - k_0 D}{G^2 + D^2} R + \frac{ak_0 D}{G^2 + D^2} R^3; \\ \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\chi D + k_0 G}{G^2 + D^2} + \frac{ak_0 G}{G^2 + D^2} R^2. \end{cases} \quad (1)$$

В стационарном режиме радиус $R = R_0$ и частота $\omega_0 = d\varphi/dt|_{t \rightarrow \infty}$ вихря находятся из (1) приравниванием $dR_0/dt = 0$. Имеем

$$\chi G - k_0 D - ak_0 D R_0^2 = 0. \quad (2)$$

Решая (2) относительно R_0 и вводя замену $\zeta = \chi G / k_0 D$ получим выражение для стационарной амплитуды:

$$R_0 = \sqrt{\frac{\chi G - k_0 D}{ak_0 D}} = \sqrt{\frac{\zeta - 1}{a}}. \quad (3)$$

После подстановки (3) во второе уравнение системы (1) получим выражение для стационарной частоты в виде:

$$\omega_0 = \frac{d\varphi}{dt} \Big|_{R=R_0} = \frac{\chi}{D}.$$

Отсюда следует, что частота установившихся колебаний СТНО прямо пропорциональна по величине входному току $\chi \sim I_0$.

Нагрузочная характеристика

Рассмотрим оптимальные режимы работы СТНО с помощью нагрузочных характеристик. Для этого воспользуемся резистивной моделью [4], согласно которой СТНО представляется в виде последовательного соединения постоянного R_0 и меняющегося во времени ΔR , причем

$$\Delta R(t) = \Delta R_0 (\mathbf{m}_{free}(t) \mathbf{m}_{fix}).$$

В автоколебательном режиме $\Delta R(t)$ является периодической функцией времени, которую можно разложить в ряд Фурье:

$$\begin{aligned} \Delta R(t) = & \Delta R_0 \underbrace{(\mathbf{m}_{free}(t) \mathbf{m}_{fix})_0}_{\text{пост. составл.}} + \\ & + \Delta R_0 \underbrace{(\mathbf{m}_{free}(t) \mathbf{m}_{fix})_1}_{\text{амп. перв. гарм.}} \cos(\omega t) + \\ & + \Delta R_0 \underbrace{(\mathbf{m}_{free}(t) \mathbf{m}_{fix})_2}_{\text{амп. втор. гарм.}} \cos(2\omega t) + \dots \end{aligned}$$

Поскольку экспериментально [3] установлено, что уровень высших гармоник по отношению к первой незначителен, а постоянная составляющая не будет существенно изменять режим генератора $\Delta R_0 \ll R_0$, то далее анализ будем проводить в одногармоническом приближении и пользоваться укороченными уравнениями, полученными выше. На практике для согласования нагрузки с СТНО и дополнительной фильтрации высших гармоник и шумовых сигналов может быть использована цепь связи в виде отрезка длинной линии. В одногармоническом приближении схему на рис. 1, а можно заменить схемой генератора с ЭДС переменного сигнала с амплитудой $E = \Delta R_0 I_0 (\mathbf{m}_{free}(t) \mathbf{m}_{fix})_1$, частотой ω и внутренним сопротивлением R_0 , как изображено на рис. 1, б.

Величина $\mathbf{m}_{free}(t)$ находится в общем случае из решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта. В одногармоническом приближении при поляризации фиксированного слоя в плоскости образца [8] $(\mathbf{m}_{free}(t) \mathbf{m}_{fix})_1 = R(t)/R_D$, что имеет смысл нормированного к радиусу образца радиуса вихря, которое находится из укороченного уравнения (1). Таким образом, величину $E = \Delta R_0 I_0 R/R_D$ можно трактовать как медленно меняющуюся амплитуду напряжения СТНО.

Принципиальная электрическая схема подключения СТНО к нагрузке представлена на рис. 2. Здесь входной ток I_0 подается на СТНО через цепь связи, $R = R_0 + \Delta R$ — полное сопротивление СТНО, состоящее из постоянного сопротивления R_0 и меняющегося в зависимости от входного тока ΔR ; R_L — сопротивление нагрузки; I — ток через СТНО.

Выражение для мощности P_L по первой гармонике на нагрузке в общем случае выглядит так:

$$P_L = R_L I_L^2 / 2, \quad (4)$$

где первая гармоника тока I_L находится, исходя из схемы рис. 1, б:

$$I_L = E / R_0 + R_L. \quad (5)$$

Учитывая (3)—(5) окончательно получим

$$P_L = \frac{R_L}{2} \frac{\Delta R_0^2 I_0^2 (\zeta(I_0) - 1)}{(R_0 + R_L)^2} \frac{1}{aR_D^2}.$$

Из общего курса радиотехнических цепей и сигналов [11] известно, что оптимальное сопротивление нагрузки R_L^{opt} , при котором достигается максимальная мощность, равно внутреннему сопротивлению генератора, т.е. в данном случае R_0 . Это следует из поиска экстремума функции $P_L(R_L)$.

На рисунке 2 представлено семейство нагрузочных характеристик вихревого СТНО для разных значений тока I_0 , на котором отмечены характерные значения оптимальных сопротивлений нагрузки и типовых значений физических параметров.

Регулировочные характеристики

Найдем верхнюю границу изменения тока I_{max} . Для этого учтем, что максимальное значение радиуса вихря приближенно равно радиусу образца $R_0 = R_D$. Откуда получим, что

$$I_{max} = \frac{k_0 D}{\chi_0 G} [aR_D^2 + 1].$$

Минимальное значение тока I_0 равно I_{th} . Минимальное значение частоты генерации при этом оказывается равным частоте гиротропной моды $\omega_{min} = \omega(I_{th}) = \omega'$. Макси-

мальная частота генерации $\omega_{max} = \omega(I_{max}) = \omega' [aR_D^2 + 1]$. Абсолютный и относительный диапазоны перестройки по частоте равны, соответственно

$$\Delta\omega = \omega_{max} - \omega_{min} = \omega' aR_D^2;$$

$$\delta\omega = \Delta\omega / \omega_{min} = aR_D^2.$$

Относительный диапазон перестройки по частоте полностью определяется величиной нелинейности системы a , которая в свою очередь определяется свойствами образца и радиусом контакта R_D . Соответствующие зависимости $f(I_0) = \omega(I_0)/2\pi$ и $E(I_0)$ представлены на рис. 3, а, б.

Заключение

В работе получены укороченные уравнения для медленно меняющихся амплитуды и фазы вихревого СТНО. Аналитически получена зависимость мощности выходных колебаний по первой гармонике от различных параметров системы (сопротивления нагрузки, толщины и размеров образца и т.д.). Получены оценки для диапазона перестройки частоты колебаний СТНО и диапазон изменения рабочих токов. Полученные характеристики качественно совпадают с результатами экспериментов, проведенных в [9] и необходимы для дальнейшего исследования ансамблей СТНО.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента для молодых кандидатов наук № МК-7026.2016.8.

Литература

1. Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magnetism and Magnetic Materials. 1996. V. 159. L. 1—7.

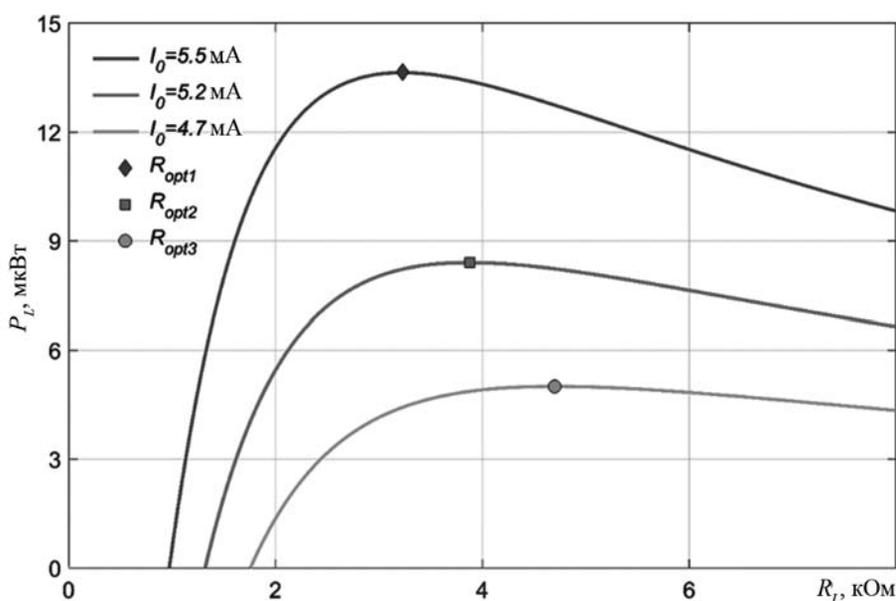


Рис. 2. Семейство нагрузочных характеристик вихревого СТНО для трех значений тока через образец $I_0 = 4,7; 5,2; 5,5$ мА. Обозначены оптимальные сопротивления нагрузки R_{opt1-3} , соответствующие максимуму выходной мощности по 1 гармонике

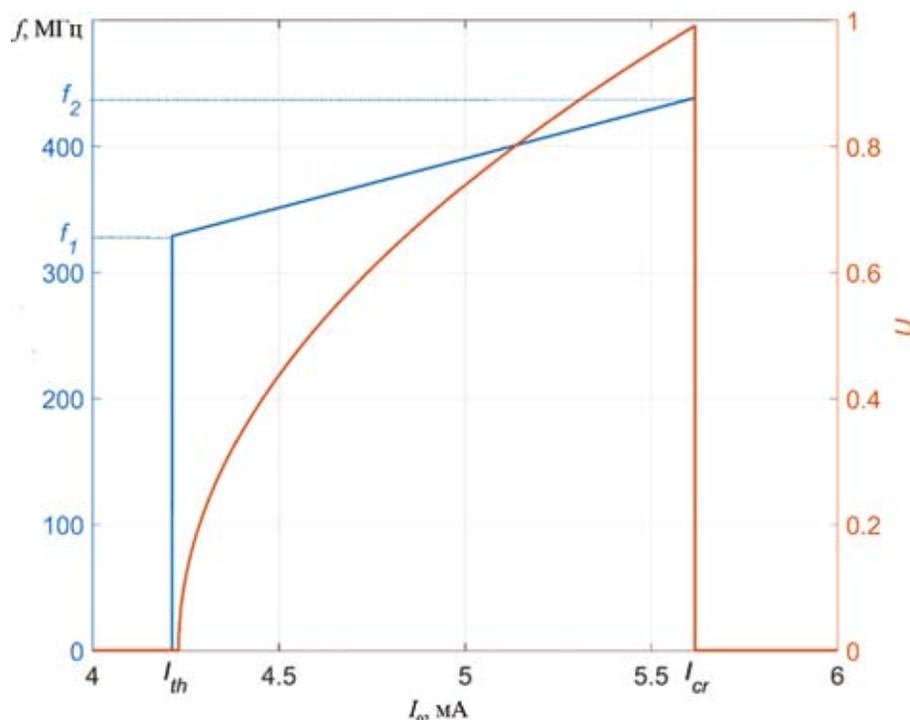


Рис. 3. Регулировочные характеристики СТНО: зависимости частоты выходных колебаний и амплитуды кора вихря от протекающего через образец тока I_0

2. **Berger L.** Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 54. N 13. P. 9353—9358.

3. **Slavin A., Tiberkevich V.** Nonlinear Auto-Oscillator Theory of Microwave Generation by Spin-Polarized Current // *IEEE Trans. Mag.* 2009. V. 45. P. 1875—1918.

4. **Grollier J., Cros V., Fert A.** // Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 73. P. 060409(R).

5. **Safin A.R., Udalov N.N., Kapranov M.V.** Mutual Phase Locking of Very Nonidentical Spin Torque Nanooscillators via Spin Wave Interaction // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2014. V. 67. P. 20601.

6. **Belanovsky A.D. et al.** Numerical and Analytical Investigation of the Synchronization of Dipolarly Coupled Vortex Spin-Torque Nano-Oscillators // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. P. 122405.

7. **Junyeon K., Sug-Bong C.** // Simple Harmonic Oscillation of Ferromagnetic Vortex Core // *J. Magnetism.* 2007. V. 12 (3). P. 113—117.

8. **Gaididei Y., Kravchuk V., Sheka D.** Magnetic Vortex Dynamics Induced by an Electrical Current // *Intern. J. Quantum Chem.* 2009. V. 110. P. 83—97.

9. **Баскаков С.И.** Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Высшая школа. 2000.

10. **Khvalkovskiy A.V., Grollier J., Dussaux A., Zvezdin K.A., Cros V.** // Vortex oscillations induced by spin-polarized current in a magnetic nanopillar: Analytical versus micromagnetic calculations // *Phys. Rev. B.* 2009. V. 80. P. 140401(R).

Статья поступила в редакцию 01.06.2016