

# ФАЗОВАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ АНСАМБЛЕЙ СПИН-ТРАНСФЕРНЫХ НАНООСЦИЛЛЯТОРОВ

А.Р. Сафин

*Национальный исследовательский университет МЭИ*

arsafin@gmail.com

Поступила 16.08.2012

В работе рассматриваются базовые вопросы сложения мощностей двух спин-трансферных наноосцилляторов (СТНО) вихревого типа, расположенных на близком расстоянии друг от друга за счет магнитодипольного взаимодействия. Получены зависимости, позволяющие с учетом выведенных соотношений рассчитывать долю увеличения мощности за счет взаимодействия двух СТНО.

УДК 537.611.46

## **Введение**

Одним из перспективных направлений развития спиновой электроники [1-4] является исследование наноразмерных генераторов сверхвысокочастотных колебаний, построенных на основе магнитных мультислоев – спин-трансферных наноосцилляторов (СТНО). Эти структуры обладают рядом положительных свойств, среди них: широкий диапазон перестройки генерируемой частоты (от единиц мегагерц до десятков гигагерц), совместимость с технологическим циклом производства современных полупроводниковых

схем, мысле рабочие напряжения, малое время переходного процесса, а также линейная зависимость частоты выходных колебаний от управляющих воздействий.

Несмотря на эти положительные качества, СТНО имеют два недостатка, ограничивающие их использование на данном этапе развития технологий. Первый – низкий уровень выходной мощности единичных генераторов (в лучшем случае до 0,5 мкВт, а для простых до 5 нВт). Второй – невысокий уровень относительной стабильности частоты (порядка  $10^{-2}$ - $10^{-3}$ ). В связи с этим были предложены различные механизмы синхронизации ансамблей СТНО: общим током [5], спиновыми волнами, распространяющимися в общем ферромагнитном слое [6-8], общим полем излучения, возникающим благодаря дипольным силам взаимодействия между намагниченностями ферромагнитных слоев [9-10]. Последний механизм синхронизации относится к наиболее перспективным для СТНО вихревого типа поскольку позволяет достичь высоких показателей по мощности [10]. В известных работах по синхронизации СТНО вихревого типа [9-10] не были представлены конкретные рекомендации по выбору параметров модели, обеспечивающие оптимальные показатели по мощности при идентичных и неидентичных по размерам осцилляторов. Решению этой задачи посвящена данная работа.

### Математическая модель взаимодействующих СТНО

Модельная схема типового СТНО состоит из трех слоев: слоя с фиксированной намагниченностью – поляризатора (*polarizer*), со свободной намагниченностью – сенсора (*sensor*) и промежуточного – спейсера (*spacer*). Возникновение колебаний намагниченности сенсора связано со следующим: при пропускании через образец электрического тока инжектируемые из поляризатора электроны имеют фиксированное направление спинов, а спины электронов, составляющих кристаллическую решетку, не имеют жестко фиксированного направления. Из-за взаимодействия двух типов электронов (кристаллической решетки и тока) происходит колебательный процесс перемагничивания сенсора. Колебания намагниченности наблюдаются в микроволновом диапазоне. Математической моделью вихревого СТНО является уравнение Тиля [4, 10]. Силы, действующие на кор вихря сенсора СТНО, представлены на рис. 1а. Схема взаимодействия двух СТНО представлена на рис. 1б.

Математической моделью этой схемы является система связанных уравнений Тиля [10], записываемых относительно центра кора вихря  $\vec{R}_{1,2}$  в виде

$$\begin{cases} G_1(\vec{e}_z, \dot{\vec{R}}_1) - k_1(\vec{R}_1)\vec{R}_1 - D_1\dot{\vec{R}}_1 - \chi_1(\vec{R}_1, \vec{e}_z) - \vec{F}_{\text{int}1}(\vec{R}_1, \vec{R}_2) = 0, \\ G_2(\vec{e}_z, \dot{\vec{R}}_2) - k_2(\vec{R}_2)\vec{R}_2 - D_2\dot{\vec{R}}_2 - \chi_2(\vec{R}_2, \vec{e}_z) - \vec{F}_{\text{int}2}(\vec{R}_1, \vec{R}_2) = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $G_{1,2} = -2\pi p_{1,2} \frac{\mu_0 M_{S1,2} h_{1,2}}{\gamma_{1,2}}$  – гиротропная константа, где  $p_{1,2} = \pm 1$  – полярность

вихря,  $M_{S1,2}$  – намагниченности насыщения сенсоров,  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $h_{1,2}$  – толщины сенсоров,  $\gamma_{1,2}$  – гиромагнитные отношения сенсоров,  $\vec{e}_z$  – единичный орт,

перпендикулярный плоскости вращения вихря;  $k_{1,2}(\vec{R}_{1,2}) = \omega_{01,2} G_{1,2} \left( 1 + a \frac{|\vec{R}_{1,2}|^2}{R_{01,2}^2} \right)$  – нели-

нейные потери СТНО, где  $\omega_{01,2} = \frac{20}{9} \gamma_{1,2} M_{S1,2} h_{1,2} / R_{01,2}$ ,  $R_{01,2}$  – радиусы нанодисков,

$D_{1,2} = \alpha_{1,2} \eta_{1,2} G_{1,2}$ ,  $\alpha_{1,2}$  – параметр затухания,  $\eta_{1,2} = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{R_{01,2}}{2l_{01,2}} \right) + 3/8$ ,  $l_{01,2}$  – обменная дли-

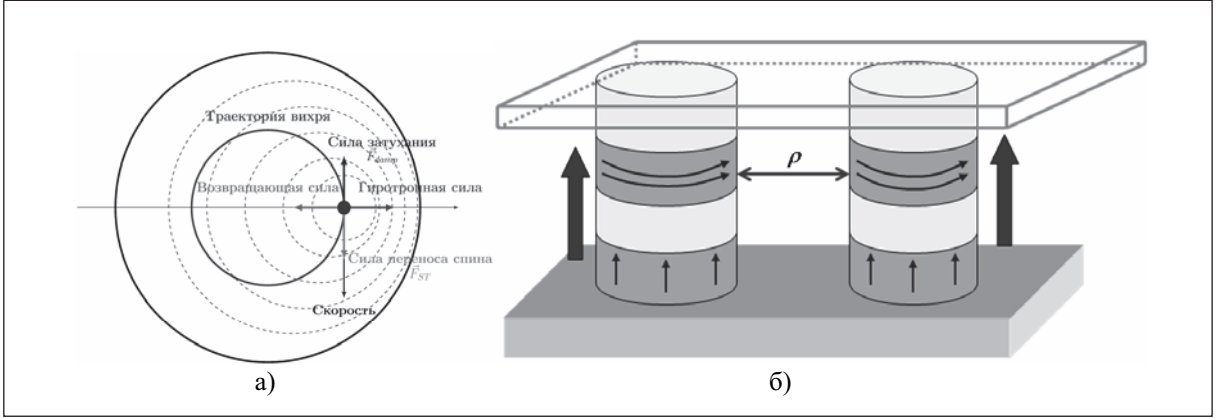


Рис. 1. Силы, действующие на магнитный кор вихря в свободном слое СТНО (а), схема двух взаимодействующих СТНО (б).

на,  $\chi_{1,2} = \pi\gamma_{1,2}a_{1,2}M_{s1,2}h_{1,2}$  - коэффициент, характеризующий влияние внешнего тока,  $a_{1,2} = PJ / M_s h$ ,  $P$  – нормированная полярность вихря [10],  $J$  – плотность входного тока. Более подробный разбор физики процессов в СТНО представлен в [4]. Сила взаимодействия между вихрями  $\vec{F}_{int1}(\vec{R}_1, \vec{R}_2) = \mu(\vec{R}_1 \cdot \vec{R}_2)$ , где  $(\circ \cdot \circ)$  – скалярное произведение между векторами,  $\mu = -\frac{\zeta^2 V_D^2}{2D_{12}^3}$  – параметр связи, между вихрями  $\zeta \approx 5,6 \cdot 10^{-4} \text{Тл} / \text{нм}$ ,  $D_{1,2} = R_{01} + R_{02} + D$ , где  $D$  – расстояние между СТНО и  $V_D$  – константа дипольного взаимодействия.

Итоговая система уравнений относительно амплитуд вращения вихрей  $R_{1,2} = |\vec{R}_{1,2}|$  и разности фаз  $\psi = \varphi_2 - \varphi_1$  имеет вид (с учетом того, что

$\Delta\Omega = \left( \frac{D_1 \chi_1}{D_1^2 + G_1^2} - \frac{D_2 \chi_2}{D_2^2 + G_2^2} \right) - \left( \frac{k_2 G_2}{D_2^2 + G_2^2} - \frac{k_1 G_1}{D_1^2 + G_1^2} \right)$  – частотная расстройка между СТНО):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\dot{R}_1}{R_1} = \frac{-k_1 D_1}{D_1^2 + G_1^2} + \frac{\chi_1 G_1}{D_1^2 + G_1^2} + \frac{\mu D_1}{D_1^2 + G_1^2} \frac{R_2}{R_1} \cos \psi - \frac{\mu G_1}{D_1^2 + G_1^2} \frac{R_2}{R_1} \sin \psi, \\ \frac{\dot{R}_2}{R_2} = \frac{-k_2 D_2}{D_2^2 + G_2^2} + \frac{\chi_2 G_2}{D_2^2 + G_2^2} + \frac{\mu D_2}{D_2^2 + G_2^2} \frac{R_1}{R_2} \cos \psi + \frac{\mu G_2}{D_2^2 + G_2^2} \frac{R_1}{R_2} \sin \psi, \\ \dot{\psi} = \Delta\Omega - \mu \left( \frac{D_2}{D_2^2 + G_2^2} \frac{R_1}{R_2} + \frac{D_1}{D_1^2 + G_1^2} \frac{R_2}{R_1} \right) \sin \psi + \mu \left( \frac{G_2}{D_2^2 + G_2^2} \frac{R_1}{R_2} - \frac{G_1}{D_1^2 + G_1^2} \frac{R_2}{R_1} \right) \cos \psi. \end{array} \right. \quad (2)$$

Перейдем к теоретическому анализу и моделированию системы (2) с целью нахождения зависимости выигрыша по мощности.

### Анализ математической модели связанных СТНО

Рассмотрим случай полной фазовой синхронизации, когда  $\psi = 0$  и полной идентичности параметров (одинаковый протекающий ток и одинаковые размеры осцилляторов). В этом случае из первого уравнения системы (2) находим стационарное значение амплитуды  $\bar{R}_1 = \bar{R}_2 = \bar{R}$  в виде

$$\bar{R}(\zeta) = \frac{R_0}{\sqrt{a}} \sqrt{\zeta + \tilde{\mu} - 1}, \quad (3)$$

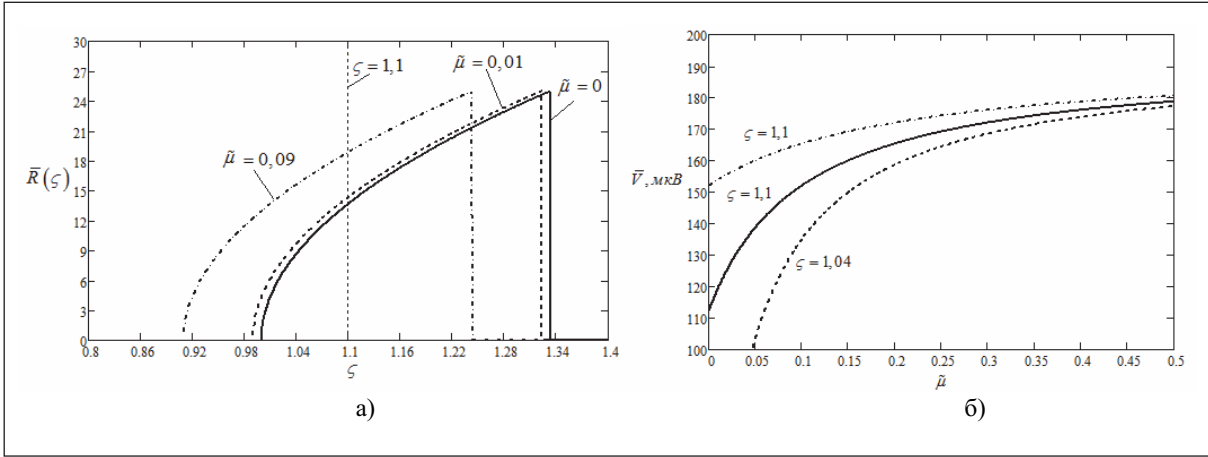


Рис. 2. Зависимость стационарного значения радиуса вихря от величины нормированного тока (а), зависимость стационарной амплитуды выходного напряжения одного из СТНО от параметра связи при разных величинах приложенного тока  $V_0 = 192$  мкВ,  $R_0 = 25$  нм,  $a = 1/3$ .

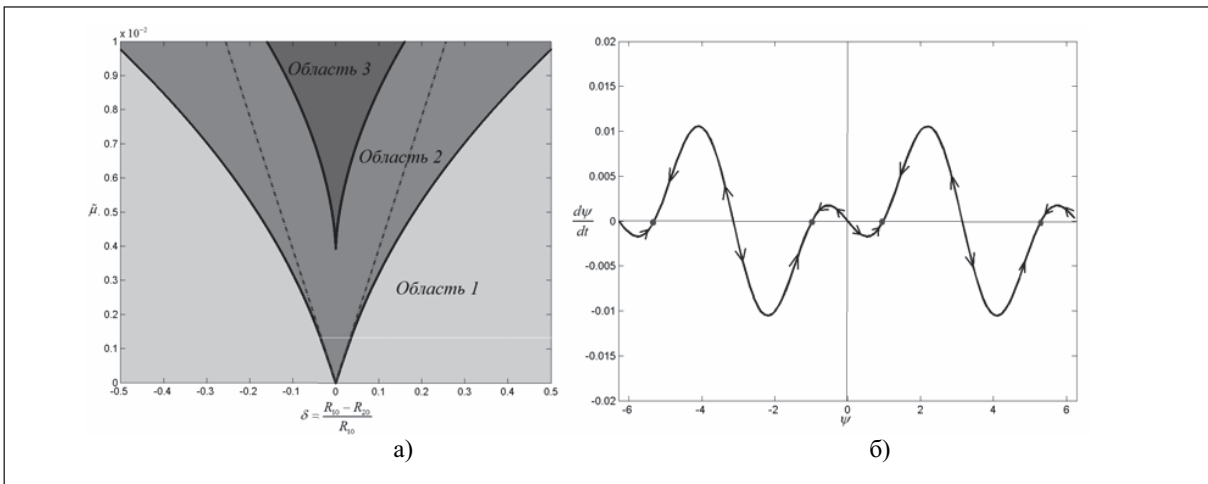


Рис. 3. Зона синхронизма двух связанных СТНО на плоскости, состоящая из трех областей (а): биений (область 1), фазовой стабильности (область 2) и бистабильности (область 3), а также фазовый портрет уравнения (4) в области 3.

где  $\xi = \chi / \chi_{кр}$  – нормированный ток и  $\chi_{кр} = \omega_0 D$  – критическое значение тока, при превышении которого в несвязанном случае реализуется условие самовозбуждения осцилляторов,  $\tilde{\mu} = \mu / (\omega_0 G)$ . Зависимость стационарного значения радиуса вихря (3) от величины приложенного тока при разных значениях параметра связи показана на рис.2а. Отсюда следует, что для рабочего значения тока  $\xi = 1,1$  при увеличении связи между СТНО (приближении) происходит рост стационарного значения амплитуды вихря, однако перестройку по току можно производить до меньшего значения тока  $\xi \approx 1,24$  в отличие от несвязанного случая  $\xi \approx 1,33$ . Как известно [11] комплексная амплитуда выходного напряжения СТНО в стационарном режиме находится так:

$$\bar{V} = V_0 \left( 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{R_0}{2 \cdot \bar{R}} \right)^2 \right), \tag{3}$$

Зависимость стационарной амплитуды выходного напряжения одного из СТНО от параметра связи при различных значениях тока представлена на рис. 2б.

Из нее следует, что использование связи между СТНО при невысоком значении тока и параметра связи, позволяет увеличить амплитуду выходного напряжения, а следовательно, и выходную мощность на нагрузке.

Для различных размеров СТНО, используя 3 уравнение системы (2) были рассчитаны границы зоны синхронизма (рис. 3а) на плоскости управляющих параметров – величина связи, относительная разность диаметров. Проведенный теоретико-колебательный анализ показал, что в синхронном режиме возможны режимы как фазовой стабильности, так и бистабильности. Соответствующий фазовый портрет представлен на рис. 3б.

### Заключение

Проведенный анализ позволяет рассчитывать (соотношения (3)) долю увеличения мощности за счет магнетодипольной связи между двумя вихревыми СТНО в полосе синхронизма.

### Литература

1. *Аплеснин С.С.* Основы спинтроники // Лань, С.-П., 2010, 288 стр.
2. *Чеченин Н.Г.* Магнитные наноструктуры и их применение // Грант Виктория ТК, М., 2006, 166 стр.
3. *Ферт А.* Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // УФН, 2008, 178(12), 1336-1348.
4. *Gaididei Y., Kravchuk V., Sheka D.* Magnetic vortex dynamics induced by an electrical current // Int.Journal of Quantum Chemistry, 2010, 110, 83-97.
5. *Grollier J., Cros V., Fert A.* Synchronization of spin-transfer oscillators driven by spin polarized microwave currents // Phys.Rev.B, 2006, 73, 060409.
6. *Rezende S., De Aguiar F, Rodrigez-Suarez R., Azevedo A.* Mode locking of spin waves excited by direct currents in microwave nano-oscillators // Phys.Rev.Lett, 2007, 98, 087202.
7. *Slavin A., Tiberkevich V.* Theory of mutual phase locking of spin-torque nanosized oscillators // Phys.Rev.B, 2006, 74,104401.
8. *Slavin A., Tiberkevich V.* Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current // IEEE Trans., 2009, 45 (4), 1875-1918.
9. *Zvezdin K, Safin A et al.* Magnetostatic mechanism of phase locking of spin-transfer nano-oscillators // Book of Abstracts, Moscow International Symposium on Magnetism (MISM), 2011, 705-706.
10. *Belanovsky A. et al.* Phase locking dynamics of dipolarly coupled vortex-based spin transfer oscillators // Phys.Rev.B, 2012, 85, 100409.
11. *Kim Joo-Von, Devolder T.* Theory of the power spectrum of spin-torque nanocontact vortex oscillators // arXiv:1007.3859v1, 2010.

# PHASE LOCKING OF THE ENSEMBLES OF SPIN-TORQUE NANOOSCILLATORS

A.R. Saphin

*National Research University "Moscow Power Engineering Institute"*

arsafin@gmail.com

Received 16.08.2012

The basic questions of power increasing of two spin-transfer vortex nanoo-scillators placed on the short distance and interacted throw magneto-dipolar forces are considered. The dependences, which give possibility to calculate the power increasing of two interacted oscillators, are presented.