

УДК537.61

Л. С. Похил, В. С. Ткаченко, Ю. И. Гусева

СПИНВОЛНОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР

Предложена схема конструкции интерферометра спиновых волн. Для проектирования и изготовления прибора было записано уравнение Ландау-Лифшица в выбранной системе координат. Выписано дисперсионное соотношение и приведены граничные условия. Теоретически описано поведение бегущей спиновой волны на основе ее s-параметров: коэффициентов отражения и прохождения в изогнутой «петле», полного коэффициента прохождения спиновой волны.

Ключевые слова: интерферометр, спиновые волны, коэффициент прохождения.

Введение. Развитие спинтроники и магноники требует разработки и создания устройств непосредственно в сверхвысокочастотном диапазоне. При разработке спин-волновых приборов к ним предъявляются высокие требования относительно допустимого уровня затухания и искажения передаваемого сигнала.

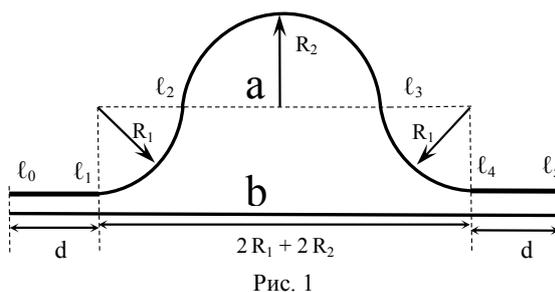
С технической точки зрения весьма перспективными в этом плане являются устройства на спиновых волнах, так как обладают рядом характерных особенностей, заметно отличающих их от других типов волн: нелинейная дисперсия спиновых волн, возможность управления дисперсионными характеристиками с помощью геометрии структуры. В основе работы прибора лежит гипотеза о влиянии геометрии проволоки на распространение в ней спиновых волн, в частности, на спектр, коэффициенты прохождения и отражения, доказанная в работах [1, 2], а так же в работах [3, 4]. Микромагнитное моделирование спектра спиновых волн на основе численных методов с целью изучения указанных выше процессов в различного рода структурах было проведено в работе [5]. Работа [6] показывает перспективность исследования распространения спиновых волн в волноводах и построение интерферометров и других элементов логических устройств спинтроники и магноники. В статье [7] представлено исследование намагниченности и магнитные переходы в сверхмалых и малых поликристаллических магнитных кобальтовых кольцах шириной и толщиной сравнимой с обменной длиной кобальта. В работе [8] предложен численный микромагнитный метод представления устройства магноники как двух-портовой линейной сети, и описываемой в s-параметрах (характеристик прошедшей и отраженной волн). В [9] широко представлено зигзагообразное распространение спиновых волн как следствие изгиба волновода. Показан интерферометрический «нелогический» клапан, основанный на изогнутом волноводе.

Модель интерферометра. Рассмотрим интерферометр спиновых волн (рис. 1), аналогичный представленному в работе [10]. Интерферометр состоит из генератора спиновой волны, волновода и детектора спиновой волны.

Волновод может быть представлен в виде петли с двумя ветвями. Одна ветвь (b) представляет собой однородно намагниченную прямую нанопроволоку и служит в качестве «ссылки». Другая ветвь (a) представляет собой магнитную нанопроволоку с наведенной магнитной анизотропией за счет изгиба и служит в качестве «фазовращателя» спиновой волны. Сигнал, зарегистрированный детектором, является результатом интерференции двух спиновых волн, прошедших через «ссылку» и «фазовращатель».

Для проектирования конструкции и изготовления прибора необходимо теоретически описать поведение бегущей спиновой волны, основываясь на ее s-параметрах: значениях выражений для коэффициентов отражения и прохождения. Прежде всего, необходимо получить выражение для коэффициента прохождения в изогнутой «петле» и полного коэффициента прохождения спиновой волны, включая прямой участок. Предположим, что магнитная нанопроволока сделана из материала, имеющего намагниченность насыщения M_0 . Введем обозначения: g – гиромангнитное отношение, обменная константа $\alpha (= 4\pi l_{ex}^2)$. Нанопроволоку будем считать «бесконечно тонкой», то есть достаточно тонкой, чтобы оправдать пренебрежение любой магнитной неравномерности в поперечном сечении.

Детально рассмотрим область изгиба. Для описания изогнутой части нанопроволоки, введем естественные оси координат. Орт нормали нанопроволоки \vec{p} направлен к центру кривизны траектории, орт $\vec{\phi}$ – по касательной к нанопроволоке, орт перпендикулярный векторам касательной и главной нормали (бинормаль)



определим как векторное произведение $\vec{z} = [\vec{\phi} \times \vec{\rho}]$. Кроме координат ρ, φ, z используем дополнительную координату длины нанопровода l (рис. 2).

Представим спиновые волны как колебания плотности магнитного момента подрешёток $\partial \vec{M}(\vec{r}, t)$ – функции координаты \vec{r} и времени t , распространяющиеся в магнитоупорядоченном кристалле. Запишем уравнение Ландау-Лифшица, определяющее изменение плотности магнитного момента со временем [11]

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -g \left[\vec{M} \times (\vec{h}_m + \beta(\vec{M}\vec{\phi})\vec{\phi} + \alpha\Delta\vec{M}) \right], \quad (1)$$

где \vec{h}_m – размагничивающее магнитоэстатическое слагаемое, соответствующее магнито-дипольному полю, которое можно выразить через размагничивающие коэффициенты. Напряженность \vec{h}_m собственного (размагничивающего) поля намагниченного образца выразим через его намагниченность \vec{M} и размагничивающий фактор \hat{N} как $\vec{h}_m = -\hat{N}\vec{M} = -N_z m_z \vec{z} - N_\rho m_\rho \vec{\rho}$, где N_z, N_ρ – не нулевые диагональные компоненты размагничивающего тензора \hat{N} , $N_z + N_\rho = 4\pi$. Запишем энергию магнитной анизотропии как $\beta(\vec{M}\vec{\phi})\vec{\phi}$, где β – постоянная объемной одноосной анизотропии, $\vec{\phi}$ – орт легкого намагничивания, $\alpha\Delta\vec{M}$ – эффективное обменное поле.

Рассмотрим малые отклонения намагниченности от основного состояния $\vec{m}(\vec{r}, t)$, предполагая, что основное состояние соответствует постоянной части намагниченности $M_0\vec{\phi}$, направленной вдоль проволоки. Для этого представим распределение намагниченности в виде

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = M_0\vec{\phi} + \vec{m}(\vec{r}, t), \quad [\vec{M}(\vec{r}, t)]^2 = M_0^2, \quad |\vec{m}| \ll M_0. \quad (2)$$

Мы используем и обозначим. Линеаризуя уравнение Ландау-Лифшица можно получить

Представим переменную часть намагниченности в виде Фурье-компонент $\vec{m}_j(\vec{r}, t) = \vec{m}_j \exp\{i\omega t\}$ и обозначим $\mu = m_x + im_y$. Линеаризуем уравнение Ландау-Лифшица, что согласуется с работой с [3]

$$\frac{d^2 \mu_j(l)}{dl^2} + k_j^2(l) \mu_j(l) = 0, \quad j = 1 \dots 5. \quad (3)$$

Дисперсионное соотношение согласно [4] запишем в виде

$$k_j^2 = \frac{1}{\alpha} \left[\alpha_j - \beta - 2\pi + \sqrt{\Omega^2 + \alpha_j^2} \right], \quad (4)$$

где $\alpha_j = \alpha / (2\rho_j^2)$, $\Omega = \omega / gM_0$.

Запишем радиусы кривизны для разных частей нанопроволоки

$$\rho_j = \begin{cases} \rho_1 \rightarrow \infty & l_0 < l < l_1, \\ \rho_2 = R_1 & l_1 < l < l_2, \\ \rho_3 = R_2 & l_2 < l < l_3, \\ \rho_4 = R_1 & l_3 < l < l_4, \\ \rho_5 \rightarrow \infty & l_4 < l < l_5. \end{cases} \quad (5)$$

Намагниченность каждой части нанопроволоки в соответствии с [2] имеет вид

$$\mu_j(l) = \mu_j^+ e^{+ik_j l} + \mu_j^- e^{-ik_j l}. \quad (6)$$

Рассчитаем коэффициенты отражения r и прохождения t для спиновых волн, распространяющихся в данной структуре с учетом граничных условий

$$\mu_j \Big|_{z_j} = \mu_{j+1} \Big|_{z_j}, \quad \frac{\partial \mu_j}{\partial z} \Big|_{z_j} = \frac{\partial \mu_{j+1}}{\partial z} \Big|_{z_j}, \quad j = 1 \dots 5. \quad (7)$$

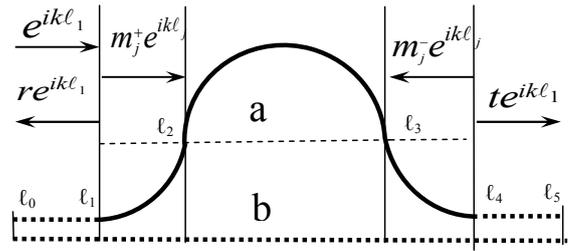


Рис. 2 Амплитуды прошедших и отраженных спиновых волн

Предполагаем, что амплитуда падающей волны равна 1, амплитуда отраженной волны равна r , после прохождения через данную часть нанопроволоки амплитуды волны будет равна t . Рассмотрим одну петлю интерферометра. В этом случае можно пренебречь прямыми участками изогнутой ветви $\ell_0 - \ell_1, \ell_4 - \ell_5$. Граничные условия для этого случая имеют вид

$$\mu_j \Big|_{z_j} = \mu_{j+1} \Big|_{z_j}, \quad \frac{\partial \mu_j}{\partial z} \Big|_{z_j} = \frac{\partial \mu_{j+1}}{\partial z} \Big|_{z_j}, \quad j = 2 \dots 4. \quad (8)$$

По-прежнему считаем, что амплитуда падающей волны равна 1, амплитуда отраженной волны равна r , после прохождения через данную часть нанопроволоки амплитуды волны будет равна t . Запишем систему уравнений для определения коэффициентов отражения r и прохождения t .

$$\begin{aligned} e^{+ik_1\ell_1} + re^{-ik_1\ell_1} &= \mu_2^+ e^{+ik_2\ell_1} + \mu_2^- e^{-ik_2\ell_1}, \\ ik_1 e^{+ik_1\ell_1} - ik_1 r e^{-ik_1\ell_1} &= ik_2 \mu_2^+ e^{+ik_2\ell_1} - ik_2 \mu_2^- e^{-ik_2\ell_1}, \\ \mu_2^+ e^{+ik_2\ell_2} + \mu_2^- e^{-ik_2\ell_2} &= \mu_3^+ e^{+ik_3\ell_2} + \mu_3^- e^{-ik_3\ell_2}, \\ ik_2 \mu_2^+ e^{+ik_2\ell_2} - ik_2 \mu_2^- e^{-ik_2\ell_2} &= ik_3 \mu_3^+ e^{+ik_3\ell_2} - ik_3 \mu_3^- e^{-ik_3\ell_2}, \\ \mu_3^+ e^{+ik_3\ell_3} + \mu_3^- e^{-ik_3\ell_3} &= \mu_4^+ e^{+ik_2\ell_3} + \mu_4^- e^{-ik_2\ell_3}, \\ ik_3 \mu_3^+ e^{+ik_3\ell_3} - ik_3 \mu_3^- e^{-ik_3\ell_3} &= ik_2 \mu_4^+ e^{+ik_2\ell_3} - ik_2 \mu_4^- e^{-ik_2\ell_3}, \\ \mu_4^+ e^{+ik_2\ell_4} + \mu_4^- e^{-ik_2\ell_4} &= t e^{+ik_1\ell_4}, \\ ik_2 \mu_4^+ e^{+ik_2\ell_4} - ik_2 \mu_4^- e^{-ik_2\ell_4} &= ik_1 t e^{+ik_1\ell_4}. \end{aligned} \quad (9)$$

Значения коэффициента отражения r и прохождения t в «петле» соответственно равны

$$r = \Delta^{-1} \left[2i(k_1^2 - k_2^2) \left((k_2 + k_3)^2 \sin \pi(k_2 R_1 + k_3 R_2) - (k_2 + k_3)^2 \sin \pi(k_2 R_1 - k_3 R_2) \right) + 4i(k_1^2 + k_2^2)(k_2^2 - k_3^2) \sin(\pi k_3 R_2) \right], \quad (10)$$

$$t = -16k_1 k_2^2 k_3 \Delta^{-1} e^{-i\pi k_1(R_1 + R_2)}. \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta &= (k_2 - k_3)^2 \left(e^{-i\pi(k_2 R_1 - k_3 R_2)} (k_2 + k_1)^2 - e^{i\pi(k_2 R_1 - k_3 R_2)} (k_1 - k_2)^2 \right) + \\ &+ (k_2 + k_3)^2 \left(-e^{-i\pi(k_2 R_1 + k_3 R_2)} (k_2 + k_1)^2 + e^{i\pi(k_2 R_1 + k_3 R_2)} (k_1 - k_2)^2 \right) + \\ &+ 4i(k_1^2 - k_2^2) (k_2^2 - k_3^2) \sin(\pi k_3 R_2). \end{aligned}$$

Полный коэффициент прохождения T , включая прямой участок, запишем в виде

$$T = (t + 1)/2, \quad (12)$$

$$T = \frac{1}{2} - 8k_1 k_2^2 k_3 \Delta^{-1} e^{-i\pi k_1(R_1 + R_2)}. \quad (13)$$

На рис. 3 изображены графики изменения коэффициента прохождения T от частоты Ω .

Выводы. Предлагаемый подход дает возможность проанализировать поведение бегущей спиновой волны, основываясь на ее s-параметрах: полученных значениях для коэффициентов отражения r и прохождения t в изогнутой «петле», полного коэффициента прохождения T , включая прямой участок. Зависимость коэффициента прохождения T от частоты Ω показывает, что наиболее подходящими для проектирования интерферометра являются следующие соотношения для радиусов: $R_1 = 10 \cdot \ell_{ex}$, $R_2 = 50 \cdot \ell_{ex}$ и $R_1 = 10 \cdot \ell_{ex}$, $R_2 = 60 \cdot \ell_{ex}$, где $\ell_{ex} = 5,69 \cdot 10^{-9}$ м (рис. 3).

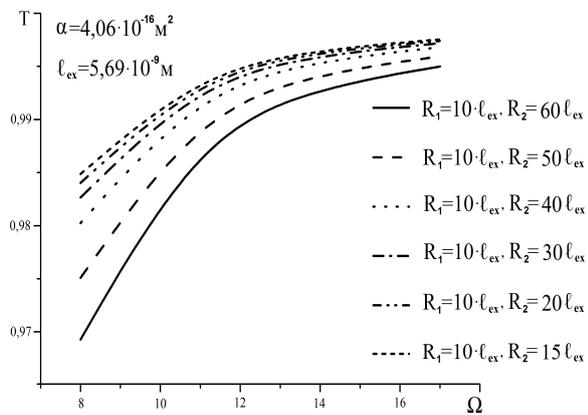


Рис. 3

СПИСОК ЛІТЕРАТУРЫ

1. Кругляк В. В. Распространение спиновых волн в тонком цилиндрическом магнетном кристалле / В. В. Кругляк, А. Н. Кучко, В. Ю. Горобец // Металлофизика и новейшие технологии. – 2004. – Т. 26, № 5. – С. 579–589.
2. Tkachenko V. S. Spectrum and reflection of spin waves in magnonic crystals with different interface profiles / V. S. Tkachenko, V. V. Kruglyak, A. N. Kuchko // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 81, No 2. – P. 425–433.
3. Ткаченко В. С. Влияние наведенной изгибом анизотропии на спектр спиновых волн в искривленной магнитной нанопроволоке / В. С. Ткаченко, А. Н. Кучко, В. В. Кругляк // Физика низких температур. – 2013. – Т. 39, № 2. – С. 214–218.
4. Propagation and scattering of spin waves in curved magnonic waveguides / V. S. Tkachenko, A. N. Kuchko, M. Dvornik, V. V. Kruglyak // Appl. Phys. Lett. – 2012. – Vol. 101. – P. 152402–152407.
5. Кучко А. Н. Микромагнитное моделирование спектра спиновых волн магнитной нанопроволоки / А. Н. Кучко, В. В. Кругляк, Н. А. Дворник // Вісн. Донец. ун-ту. Сер. А: Природничі науки. – 2007. – № 2. – С. 119–121.
6. Scattering of spin waves in curved magnonic waveguides / A. Francis, C. Davies, M. Dvornik et al. // The research leading to these results has received funding from the EC's FP7/2007 – 2013 (GA 228673, MAGNONICS and GA 247556, NoWaPhen) and EPSRC.
7. Singh D. K. Magnetic transitions in ultra-small nanoscopic magnetic rings: Theory and experiments / D. K. Singh, R. Krotkov, M. T. Tuominen // Physical Review B. – 2009. – Vol. 79. – P. 184409–184418.
8. Dvornik M. Micromagnetic method of s-parameter characterization of magnonic devices / M. Dvornik, A. N. Kuchko, V. V. Kruglyak // Journal of Applied Physics. – 2011. – Vol. 109. – P. 07d350 (3).
9. How do spin waves pass through a bend? / X. Xing, Y. Yu1, S. Li, X. Huang // Scientific Reports. – 2013. – Vol. 3 (2958). – P. 02958–02964.
10. Spin wave interferometer employing a local nonuniformity of the effective magnetic field / S. V. Vasiliev, V. V. Kruglyak, M. L. Sokolovskii, A. N. Kuchko // Journal of Applied Physics. – 2007. – Vol. 101. – P. 113919–113923.
11. Ахизер А. И. Спиновые волны / А. И. Ахизер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский. – М.: Наука, 1967. – 368 с.

Поступила в редакцію 18.11.2013 г.

РЕЗЮМЕ

Запропонована схема конструкції інтерферометра спінових хвиль. Для проектування конструкції та виготовлення приладу було записано рівняння Ландау-Ліфшиця у вибраній системі координат. Виписано дисперсійне співвідношення та приведені граничні умови. Теоретично описано поведінку спінової хвилі, що біжить, на основі її s-параметрів: коефіцієнтів відбиття і проходження в вигнутій «петлі», повного коефіцієнта проходження спінової хвилі.

Ключові слова: інтерферометр, спінові хвилі, коефіцієнт проходження.

SUMMARY

The publication proposed a scheme of spin-wave interferometer. The Landau-Lifshitz equation was written in the selected coordinate system for elaboration and production of the device. Dispersion relation is written out and given boundary conditions. Here we describe theoretically the behavior of the running spin wave based on its s-parameters: the reflection and transmission coefficients in a curved «loop», complete transmission coefficient of spin wave.

Keywords: interferometer, spin wave, transmission coefficient.