

моделі плоского інтерфейсу в теорії кусково-однорідних E -площинних структур.

Ключові слова: хвилеводні неоднорідності, плоский інтерфейс, матриця розсіювання.

Ващенко В. В., Чумаченко В. П.

МАТРИЦА РАССЕЙНИЯ СКАЧКА ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Получена обобщенная матрица рассеяния скачка параметров среды в прямоугольном волноводе при условии, что поле имеет одну вариацию в направлении перпендикулярном плоскости E . Конфигурация рассматривается в качестве модели плоского интерфейса в теории кусочно-однородных E -плоскостных структур.

Ключевые слова: волноводные неоднородности, плоский интерфейс, матрица рассеяния.

УДК 537.86/87

Прокопенко О. В.

Канд. фіз.-мат. наук, доцент Київського національного університету імені Тараса Шевченка

ВЗАЄМНА ФАЗОВА СИНХРОНІЗАЦІЯ ДВОХ НАНОРОЗМІРНИХ МАГНІТНИХ СТРУКТУР З УРАХУВАННЯМ ЗАПІЗНЕННЯ СИГНАЛУ

Розглянуто можливість взаємної фазової синхронізації двох взаємодіючих нанорозмірних магнітних структур (НМС) з урахуванням часового запізнення сигналу. Показано, що залежність ширини смуги синхронізації НМС від відстані між ними має нелінійний, осцилюючий характер. Визначено оптимальне значення відстані між НМС, що може бути використано для створення масивів синхронізованих НМС.

Ключові слова: нанорозмірна магнітна структура, взаємна фазова синхронізація, запізнення сигналу, смуга синхронізації.

ВСТУП

Було теоретично передбачено Слончевським [1–2] та Берже [3], що спін-поляризований електричний струм I , який протікає крізь намагнічений феромагнітний шар, може передавати цьому шару спіновий магнітний момент, що, у свою чергу, призводить до зміни напрямку вектора намагніченості \vec{M} у феромагнітному шарі. Залежно від величини електричного струму I , більшого за деякий критичний (пороговий) струм I_{th} , цей ефект, названий spin-torque effect (дослівно – ефект спінового крутильного моменту), може призводити до появи двох явищ [4–5]: 1) «переключення» феромагнітного шару за рахунок суттєвої зміни напрямку вектора намагніченості; 2) появи у феромагнітному шарі прецесії намагніченості з частотою $\omega/2\pi$, близькою до частоти феромагнітного резонансу (ФМР). Оскільки, як правило, частота ФМР тонких магнітних плівок лежить у мікрохвильовому діапазоні, для таких систем з'являється новий фізичний механізм генерації мікрохвильових сигналів, заснований на ефекті спінового крутильного моменту. Підкреслимо, що цей механізм генерації мікрохвильових сигналів може бути використаний для створення нелінійних активних нанорозмірних магнітних структур (НМС) [1–5].

На сьогоднішній день найбільш поширеними серед НМС є структури двох типів: 1) НМС типу «наностовпчик» (nanopillar) та 2) НМС типу «наноконтакт» (nano-contact). У найпростішому випадку ці структури складаються з трьох шарів (рис. 1). Один з цих шарів є магнітожорстким шаром (шар 1 на рис. 1) – у зовнішньому магнітному полі \vec{H}_{ext} вектор намагніченості \vec{M}_{FXL} в цьому шарі має цілком визначений

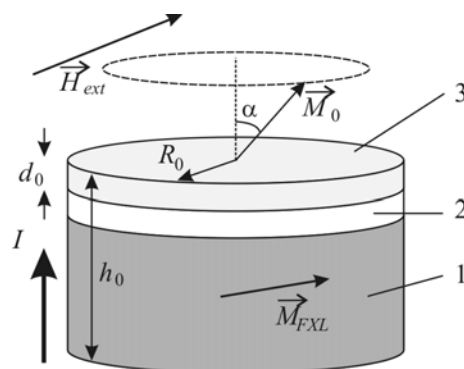


Рис. 1. Схематичне зображення тришарової нанорозмірної магнітної структури (НМС):

1 – магнітожорсткий шар, 2 – немагнітний прошарок товщиною 1×10 нм, 3 – магнітом'який шар товщиною $d_0 \approx 5 + 20$ нм; $R_0 \approx 5 + 500$ нм – радіус НМС, $h_0 \approx 20 + 50$ нм – її товщина

напрямок, а інший шар (шар 3 на рис. 1) є магнітом'яким – у полі \vec{H}_{ext} в цьому шарі існує багатодоменний стан. Середній шар (шар 2 на рис. 1) є тонким немагнітним (зазвичай Cu або MgO) прошарком (типова товщина 1×10 нм), що розділяє магнітом'який та магнітожорсткий шари. При протіканні крізь НМС спін-поляризованого струму I у шарі 3, який знаходиться у зовнішньому магнітному полі \vec{H}_{ext} , відбувається прецесія вектора намагніченості \vec{M}_0 з кутом прецесії α .

Висновки Слончевського – Берже були підтверджені експериментально, як для структур типу «наностовпчик» [6–8], так і для структур типу «нано-контакт» [9–10]. Було встановлено, що протікання крізь НМС постійного струму I , більшого за деякий критичний струм I_{th} , призводить до збудження в НМС автоколивань намагніченості. Частота цих коливань $\omega/2\pi$ залежить від величини струму накачки I та зовнішнього магнітного поля \vec{H}_{ext} і, зазвичай, становить 10×50 ГГц; теоретично вона може бути підвищена приблизно до 200 ГГц [11].

Головними перевагами наногенераторів, що досліджувались, є малі розміри (радіус $R_0 \approx 50 \div 250$ нм, висота $h_0 \approx 20 \div 50$ нм), сумісність технології їх виготовлення з сучасною мікроелектронною технологією, широкі межі перестройки частоти генерації [4–11]. Разом з тим, потужність генерації окремої НМС складає лише $P \approx 1 \div 10$ пВт [4, 6–11], що є недостатнім для переважної більшості практичних застосувань – необхідно, щоб робочий рівень потужності становив не менше ніж $P \sim 1$ мкВт [4–5]. Тому на практиці, для того щоб досягнути більших робочих потужностей, необхідно застосовувати масиви НМС. Відмітимо, що схожа проблема свого часу виникла у надпровідній електроніці при використанні джозефсонівських контактів [12] і була вирішена шляхом їх взаємної синхронізації, що згодом дозволило створити цілу низку мікрохвильових пристроїв на основі масивів синхронізованих джозефсонівських контактів [12–13].

На сьогоднішній день існує спрощена нелінійна теорія взаємної фазової синхронізації двох НМС [5, 14–15], яка не враховує скінченність швидкості поширення сигналу між НМС. Висновки цієї теорії були блискуче підтверджені цілою низкою експериментів [16–17], однак лише для систем, в яких НМС знаходились на близькій відстані одна від одної, коли зсувом фази сигналу при його поширенні в області між НМС можна знехтувати. Для створення масивів синхронізованих НМС, однак, слід враховувати

не тільки зміну амплітуди, але й зміну фази сигналу, що поширюється між НМС.

Метою даної роботи є узагальнення відомої теорії взаємної фазової синхронізації НМС [14–15] для випадку найпростішої системи, що складається з двох взаємодіючих НМС.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

У роботах [5, 14–15] було показано, що динаміка намагніченості в НМС може бути описана аналітичною моделлю

$$\frac{dc}{dt} - i\omega(p)c + \Gamma(p)c = f(t), \quad (1)$$

де $c = c(t)$ – комплексна нормована амплітуда високочастотної складової намагніченості, що прецесує; $p = |c|^2$ – нормована потужність коливань; $\omega(p)$ – циклічна частота неізохронних (залежних від p) коливань намагніченості; $\Gamma(p)$ – загальний ефективний коефіцієнт згасання, який є сумою коефіцієнта звичайного позитивного згасання $\Gamma_+(p)$ та коефіцієнта ефективного негативного згасання $\Gamma_-(p)$ за рахунок протікання крізь НМС спін-поляризованого струму; $f(t)$ – «зовнішня сила», що описує вплив на НМС зовнішніх чинників (сигналу від іншої НМС, зовнішнього електромагнітного сигналу, теплових флуктуацій тощо); $i = \sqrt{-1}$.

Задачу про взаємну фазову синхронізацію двох НМС природно розглядати у наближенні слабого зовнішнього сигналу (сигналу від іншої НМС). Тоді, виходячи з (1) та узагальнюючи рівняння для двох слабо зв'язаних НМС [5, 14–15], динаміку такої системи автогенераторів можна описати наступною системою рівнянь:

$$\frac{dc_1}{dt} + i\omega_1(p_1)c_1 + \Gamma_1(p_1)c_1 = \Omega_{12}e^{i\beta_{12}}c_2, \quad (2)$$

$$\frac{dc_2}{dt} + i\omega_2(p_2)c_2 + \Gamma_2(p_2)c_2 = \Omega_{21}e^{i\beta_{21(12)}}c_1, \quad (3)$$

де величини, позначені індексами 1 та 2, відносяться до першої та другої НМС відповідно; Ω_{ij} – амплітуда коефіцієнта зв'язку i -ї НМС з j -ю НМС, а β_{ij} – фаза відповідного коефіцієнта зв'язку (випадок $\beta_{ij} = 0$ було розглянуто у роботах [5, 14–15]).

Рівняння (2)–(3) симетричні – при перестановці індексів 1 та 2 перше рівняння переходить у друге і навпаки. Враховуючи це, далі обмежимося розглядом лише одного з рівнянь, наприклад, рівняння (2), яке перепишемо у такому узагальненому вигляді:

$$\frac{dc_i}{dt} + i\omega_i(p_i)c_i + \Gamma_i(p_i)c_i = \Omega_{ij}e^{i\beta_{ij}}c_j, \quad (4)$$

де індексами i та j позначені величини, що відносяться до різних НМС.

У результаті розв'язання узагальненої системи рівнянь (4) у даній роботі мають бути визначені умови, за яких може відбуватись взаємна фазова синхронізація НМС та розрахована величина смуги фазової синхронізації (максимальний розкид частот $|\omega_1 - \omega_2|$, за якого може відбуватись синхронізація).

РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ

У граничному випадку $\Omega_{ij} \rightarrow 0$ (випадок незв'язаних НМС) розв'язок рівняння (4) може бути представлений у вигляді:

$$c_i(t) = \sqrt{p_{0i}} e^{i\omega_{0i}t + i\varphi_{0i}}, \quad (5)$$

де p_{0i} – потужність коливань у стаціонарному режимі роботи НМС, який реалізується за умови $\Gamma_i(p_{0i}) = 0$; $\omega_{0i} = \omega_i(p_{0i})$ – частота коливань у стаціонарному режимі; φ_{0i} – початкова фаза коливань. Для випадку малих збурень розв'язок рівняння (4), по аналогії з (5), будемо шукати у вигляді

$$c_i(t) = \sqrt{p_i(t)} e^{i\varphi_i(t)} \approx \sqrt{p_{0i}} [1 + \rho_i(t)] e^{i\varphi_{0i}(t)}, \quad (6)$$

де $\rho_i(t) \approx [p_i(t) - p_{0i}] / 2p_{0i}$ – безрозмірна амплітуда флукутації потужності i -го автогенератора, $\varphi_i(t)$ – фаза коливань i -го автогенератора. Аналогічним чином для j -го автогенератора

$$c_j(t) = \sqrt{p_j(t)} e^{i\varphi_j(t)} \approx \sqrt{p_{0j}} [1 + \rho_j(t)] e^{i\varphi_{0j}(t)}. \quad (7)$$

Підставляючи розв'язки (6)–(7) у (4) та представляючи величини $\omega_i(p_i)$, $\Gamma_i(p_i)$ у вигляді

$$\begin{aligned} \omega_i(p_i) &\approx \omega_i(p_{0i}) + 2p_{0i} \frac{d\omega_i(p_{0i})}{dp_i} \rho_i(t), \\ \Gamma_i(p_i) &\approx \Gamma_i(p_{0i}) + 2p_{0i} \frac{d\Gamma_i(p_{0i})}{dp_i} \rho_i(t), \end{aligned} \quad (8)$$

отримуємо комплексне рівняння для величин $\rho_{i,j}(t)$, $\varphi_{i,j}(t)$, яке може бути записане як система двох рівнянь (враховуються лише величини першого порядку мализни $\sim \Omega_{ij}$ або $\rho_{i,j}(t)$):

$$\frac{d\rho_i}{dt} + 2G_i p_{0i} \rho_i = \operatorname{Re} \left\{ \Omega_{ij} \frac{\sqrt{p_{0j}}}{\sqrt{p_{0i}}} e^{-i\varphi_i} e^{i\varphi_j} e^{i\beta_{ij}} \right\}, \quad (9)$$

$$\frac{d\varphi_i}{dt} - \omega_{0i} - 2N_i p_{0i} \rho_i = \operatorname{Im} \left\{ -\Omega_{ij} \frac{\sqrt{p_{0j}}}{\sqrt{p_{0i}}} e^{-i\varphi_i} e^{i\varphi_j} e^{i\beta_{ij}} \right\}, \quad (10)$$

де $N_i = \frac{d\omega_i(p_{0i})}{dp_i}$, $G_i = \frac{d\Gamma_i(p_{0i})}{dp_i}$. Введемо коефіцієнт згасання флукутацій потужності $\Gamma_{0i} = 2G_i p_{0i}$ та безрозмірний нелінійний зсув частоти $\nu_i = N_i / G_i$, тоді система рівнянь (9)–(10) набуде вигляду

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \Gamma_{0i} \rho_i = \Omega_{ij} \frac{\sqrt{p_{0j}}}{\sqrt{p_{0i}}} \cos(\beta_{ij} + \varphi_j - \varphi_i), \quad (11)$$

$$\frac{d\varphi_i}{dt} - \omega_{0i} - \nu_i \Gamma_{0i} \rho_i = -\Omega_{ij} \frac{\sqrt{p_{0j}}}{\sqrt{p_{0i}}} \sin(\beta_{ij} + \varphi_j - \varphi_i). \quad (12)$$

Отримана модель (11)–(12) є моделлю «потужність – фаза» для взаємодіючих автогенераторів. Коректність цієї моделі визначається умовою $|\rho_{i,j}(t)| \ll 1$.

Модель «потужність – фаза» може бути додатково спрощена, якщо ввести ефективну фазу

$$\Phi_{i,j}(t) = \varphi_{i,j}(t) + \nu_{i,j} \rho_{i,j}(t). \quad (13)$$

Виходячи з (11)–(13), ефективна фаза $\Phi_i \equiv \Phi_i(t)$ задовольняє рівнянню

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_i}{dt} - \omega_{0i} &= \\ &= \Omega_{ij} \frac{\sqrt{p_{0j}}}{\sqrt{p_{0i}}} [v_i \cos(\beta_{ij} + \varphi_j - \varphi_i) - \sin(\beta_{ij} + \varphi_j - \varphi_i)]. \end{aligned} \quad (14)$$

Якщо тепер знехтувати відмінністю між звичайними фазами $\varphi_{i,j}(t)$ та ефективними фазами $\Phi_{i,j}(t)$, одержимо так звану «фазову» модель:

$$\frac{d\Phi_i}{dt} - \omega_{0i} = F_{ij}(\Phi_j - \Phi_i), \quad (15)$$

де

$$\begin{aligned} F_{ij}(\Phi_j - \Phi_i) &= \\ &= \Omega_{ij} \frac{\sqrt{p_{0j}}}{\sqrt{p_{0i}}} [v_i \cos(\beta_{ij} + \Phi_j - \Phi_i) - \sin(\beta_{ij} + \Phi_j - \Phi_i)]. \end{aligned}$$

Для НМС вперше вона була представлена у роботі [18]. Ця модель є коректною за умови $|v_{i,j}| |\rho_{i,j}| \ll 1$.

Введемо нові величини $\Phi_{\pm}(t) = \Phi_i(t) \pm \Phi_j(t)$, тоді виходячи з (15), одержимо:

$$\frac{d\Phi_{\pm}}{dt} = \omega_{\pm} + F_{\pm}(\Phi_{\pm}), \quad \frac{d\Phi_{-}}{dt} = \omega_{-} + F_{-}(\Phi_{-}), \quad (16)$$

де $\omega_{\pm} = \omega_{0i} \pm \omega_{0j}$, $F_{\pm}(\Phi_{\pm}) = F_{ij}(\Phi_{\pm}) \pm F_{ji}(\Phi_{\pm})$.

Взаємна фазова синхронізація двох слабко зв'язаних НМС буде відбуватись за умови $\Phi_{-} = \text{const}$. Тоді з другого рівняння (16) відразу ж можна одержати величину смуги фазової синхронізації:

$$|\omega_i(p_i) - \omega_j(p_j)| = |F_{-}(\Phi_{-})|. \quad (17)$$

З іншого боку, перше рівняння (16) буде визначати частоту генерації НМС у режимі фазової синхронізації.

Частота генерації та ширина смуги фазової синхронізації залежать від величини фази коефіцієнта зв'язку β_{ij} . Відмітимо, що оскільки основним механізмом зв'язку НМС є зв'язок за рахунок взаємодії

намагніченості НМС зі спіновими хвилями, породженими прецесією намагніченості в іншій НМС [19], величину β_{ij} зручно представити у вигляді [18]:

$$\beta_{ij} = \omega_j(p_j)\tau_{ij} = a \frac{\omega_j(p_j)}{u_j}, \quad (18)$$

де $\omega_j(p_j)$ – циклічна частота спінової хвилі, що генерується j -ю НМС; t_{ij} – час поширення цієї спінової хвилі між i -ю та j -ю НМС; u_j – швидкість поширення спінової хвилі; a – відстань між НМС. Опис запізнення сигналу зв'язку між НМС за допомогою фазового зсуву (17) коректний за умови $\Omega_{ij}\tau_{ij} \ll 1$ (ця умова виконується у більшості практичних випадків) [18].

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Отримані вище результати можуть бути представлені у простому та зручному вигляді, якщо припустити, що усі параметри НМС, окрім їх власних частот ω_{0i} , ω_{0j} , є рівними. Це припущення дозволяє не тільки спростити інтерпретацію отриманих залежностей, але й природним чином відповідає випадку виготовлення масивів майже однакових НМС в умовах єдиного технологічного процесу. З урахуванням зроблених припущень з виразів (17)–(18) випливає, що величина смуги фазової синхронізації для майже ідентичних НМС визначається виразом:

$$\begin{aligned} & |\omega_i(p_i) - \omega_j(p_j)| < \Delta\omega = \\ & = 2\Omega\sqrt{1+v^2}|\cos(\beta - \arctan v)|. \end{aligned} \quad (19)$$

З (19) випливає, що існує оптимальний фазовий зсув $\beta_{\text{opt}} = \arctan v$, а отже, згідно (18), існує оп-

тимальна відстань між НМС $a_{\text{opt}} = (u_i + u_j) \times \arctan(v)/(\omega_i + \omega_j)$, при якій взаємна фазова синхронізація НМС відбувається найбільш ефективно. Оскільки для НМС нелінійний зсув частоти $v \sim 1/\alpha_G \sim 100$ (де α_G – параметр згасання Гільберта), взаємна синхронізація НМС відбувається суттєво відмінним чином, ніж взаємна фазова синхронізація традиційних автогенераторів, для яких $v \ll 1$ (рис. 2). Так, при $v > 50$, вже можна вважати, що $\beta_{\text{opt}} \approx n\pi$, де $n = 1, 2, 3, \dots$. Більш детально це питання проаналізовано в роботі [20].

Другим висновком, який можна зробити виходячи з (19), є висновок про те, що ширина смуги фазової синхронізації НМС суттєво зростає (приблизно у v разів) порівняно з аналогічною величиною для традиційних коливальних систем. Це означає, що системи з багатьма НМС можуть використовуватись при значно більшому розкиді параметрів (зокрема, власних частот), ніж традиційні автогенератори.

Результати проведеного аналізу ілюструються залежностями, показаними на рис. 2.

ВИСНОВКИ

Розроблено теоретичну модель взаємної фазової синхронізації двох слабко зв'язаних НМС і проведено її аналіз. Встановлено, що:

1) існує оптимальне значення фазового зсуву сигналу зв'язку $\beta_{\text{opt}} = \arctan v$ та оптимальне значення відстані між НМС $a_{\text{opt}} = u\beta_{\text{opt}}/\omega$, де $v \gg 1$ – нелінійний зсув частоти НМС, ω та u – циклічна частота та швидкість спінових хвиль, що генеруються НМС;

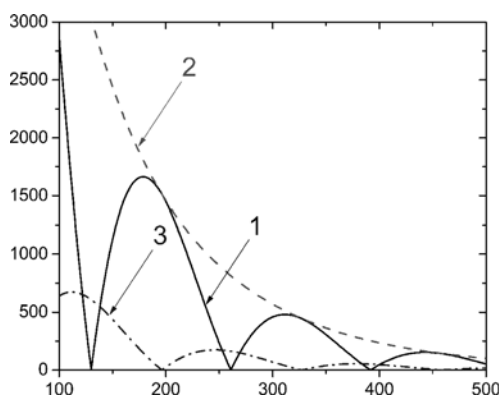


Рис. 2. Залежність частотної смуги вимушеної фазової синхронізації двох НМС від відстані a між ними (1), залежність коефіцієнта зв'язку від відстані a (2), залежність збільшеної в 10 разів частотної смуги вимушеної фазової синхронізації двох НМС за відсутності нелінійного зсуву частоти ($v = 0$) від відстані a (3)

Параметри НМС: структура нормально намагнічена ($H_{\text{ext}} = 15$ кЕ), намагніченість насичення $4\pi M_0 = 8$ кЕ, радіус НМС $R_0 = 50$ нм, коефіцієнт згасання Гільберта $\alpha_G = 0,01$, надкритичність $\zeta = I/I_{\text{th}} = 1,5$.

2) залежність смуги фазової синхронізації двох НМС суттєво залежить від нелінійного зсуву частоти і визначається множителем $\sqrt{1+v^2} \gg 1$, що призводить до значного розширення цієї смуги по відношенню до аналогічної величини для традиційних коливальних систем;

3) взаємна фазова синхронізація НМС відбувається суттєво відмінним чином, ніж взаємна фазова синхронізація традиційних автогенераторів, для яких $v \ll 1$. Так, для традиційних автогенераторів $\beta_{\text{opt}} \approx n\pi/2$, у той час як для системи з двох НМС $\beta_{\text{opt}} \approx n\pi$.

Автор вдячний проф. Славіну А. М. та д-ру Тиберкевичу В. С. за корисні поради і зауваження при обговоренні результатів, що увійшли в публікацію.

Робота була підтримана грантом М/175-2007 Міністерства освіти і науки України.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Slonczewski J. C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers / J. C. Slonczewski // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1996. – Vol. 159. – L1–L7.
2. *Slonczewski J. C.* Excitation of spin waves by an electric current / J. C. Slonczewski // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1999. – Vol. 195. – L261–L268.
3. *Berger L.* Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current / L. Berger // *Physical Review B*. – 1996. – Vol. 54. – P. 9353–9358.
4. *Ralph D. C.* Spin Transfer Torques / D. C. Ralph, M. D. Stiles // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2008. – Vol. 320. – P. 1190–1216.
5. *Slavin A.* Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current / A. Slavin, V. Tiberkevich // *IEEE Transaction on Magnetics*. – 2009. – Vol. 45, № 4. – P. 1875–1918.
6. *Kiselev S. I.* Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current / S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, D. C. Ralph // *Nature*. – 2003. – Vol. 425. – P. 380–383.
7. *Kiselev S. I.* Current-induced nanomagnet dynamics for magnetic fields perpendicular to the sample plane / S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, M. Rinkoski, C. Perez, R. A. Buhrman, D. C. Ralph // *Physical Review Letters*. – 2004. – Vol. 93, № 3. – P. 036601 (4 p.).
8. *Krivorotov I. N.* Time-Resolved Measurements of Nanomagnet Dynamics Driven by Spin-Transfer Torques / I. N. Krivorotov, N. C. Emley, J. C. Sankey, S. I. Kiselev, D. C. Ralph, R. A. Buhrman // *Science*. – 2005. – Vol. 307. – P. 228–231.
9. *Rippard W. H.* Direct current induced dynamics in $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ point contacts / W. H. Rippard, M. R. Puffall, S. Kaka, S. E. Russek, T. J. Silva // *Physical Review Letters*. – 2004. – Vol. 92, № 2. – P. 027201 (4 p.).
10. *Rippard W. H.* Current-drive microwave dynamics in magnetic point contacts as a function of applied field angle / W. H. Rippard, M. R. Puffall, S. Kaka, T. J. Silva, S. E. Russek // *Physical Review B*. – 2004. – Vol. 70. – P. 100406(R) (4 p.).
11. *Hoeffler M. A.* Theory of magnetodynamics induced by spin torque in perpendicularly magnetized thin films / M. A. Hoeffler, M. J. Ablowitz, B. Ilan, M. R. Puffall, T. J. Silva // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 95. – P. 267206 (4 p.).
12. *Лихарев К. К.* Введение в динамику джозефсоновских переходов / К. К. Лихарев. – М.: Наука, 1985. – 320 с.
13. *Ivanyuta O. M.* Microwave detection using Josephson junction arrays integrated in a resonator / O. M. Ivanyuta, Y. I. Kishenko, O. V. Prokopenko, V. M. Raksha, A. M. Klushin // *Physica Status Solidi*. – 2005. – Vol. 2, № 5. – P. 1688–1691.
14. *Slavin A. N.* Nonlinear self-phase-locking effect in an array of current-driven magnetic nanocontacts / A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich // *Physical Review B*. – 2005. – Vol. 72. – P. 092407 (4 p.).
15. *Мелков Г.* Умови надвисокочастотної синхронізації для магнітних наноконтактів, розташованих у шарі магнітвпорядкованої речовини / Г. Мелков, О. Прокопенко // *Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Серія: радіофізика та електроніка*. – 2007. – № 10. – С. 43–45.
16. *Kaka S.* Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators / S. Kaka, M. R. Puffall, W. H. Rippard, T. J. Silva, S. E. Russek, J. A. Katine // *Nature*. – 2005. – Vol. 437. – P. 389–392.
17. *Mancoff F. B.* Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices / F. B. Mancoff, N. D. Rizzo, B. N. Engel, S. Tehrani // *Nature*. – 2005. – Vol. 437. – P. 393–395.
18. *Prokopenko O.* Mutual phase-locking of two spin-torque oscillators: Influence of time delay of a coupling signal / O. Prokopenko, V. Tyberkevych, A. Slavin // *Proceedings of the Europe International Magnetics Conference (Intermag 2008, May 4–8, 2008)*. – Madrid (Spain). – DP-06. – P. 682–683.
19. *Slavin A. N.* Theory of mutual phase-locking of spin torque nano-oscillators / A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich // *Physical Review B*. – 2006. – Vol. 74. – P. 104401 (4 p.).
20. *Прокопенко А. В.* Влияние запаздывания сигнала на динамику намагниченности двух связанных магнитных наноконтактов / Прокопенко А. В., Верба Р. В. // *Сборник научных трудов ИРЭ НАН Украины «Радиофизика и электроника»*. – 2010. – Том 15, № 3. – С. 78–82.

Надійшла 22.03.2010

Прокопенко А. В.

ВЗАИМНАЯ ФАЗОВАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ДВУХ НАНОРАЗМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР С УЧЕТОМ ЗАПАЗДЫВАНИЯ СИГНАЛА

Рассмотрена возможность взаимной фазовой синхронизации двух взаимодействующих наноразмерных магнитных структур (НМС) с учетом временного запаздывания сигнала. Показано, что зависимость ширины полосы синхронизации НМС от расстояния между ними имеет нелинейный, осциллирующий характер. Определено оптимальное значение расстояния между НМС, что может быть использовано для создания массивов синхронизированных НМС.

Ключевые слова: наноразмерная магнитная структура, взаимная фазовая синхронизация, запаздывание сигнала, полоса синхронизации.

Prokopenko O. V.

MUTUAL PHASE-LOCKING OF TWO NANO-SIZE MAGNETIC STRUCTURES CONSIDERING AN INFLUENCE OF SIGNAL DELAY

Possibility of mutual phase-locking of two interacting nano-size magnetic structures (NMS) is considered taking into account time delay. The dependence of NMS phase-locking bandwidth on the distance between them is shown to have a nonlinear, oscillatory nature. An optimal distance between NMS is determined; the obtained results can be used for creation of phase-locked NMS arrays.

Key words: nano-size magnetic structure, mutual phase-locking, signal delay, phase-locking band.