

Г.А. МЕЛКОВ, Д.В. СЛОБОДЯНЮК

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, радіофізичний факультет
(Вул. Володимирська, 64, Київ 01601; e-mail: denslobod@ukr.net)**СИЛЬНО НЕРІВНОВАЖНИЙ СТАН В МАГНІТНИХ
НАНОТОЧКАХ ПРИ ВИСОКИХ РІВНЯХ НАКАЧКИ**

УДК 537.6, 578

Побудовано теоретичну модель, що описує сильно збуджену магнетонну систему магнітної наноточки. В таких системах, незважаючи на дискретність спектра, мають місце параметричні процеси, аналогічні суцільним зразкам, зокрема процеси суцільної нестійкості. Внаслідок нечіткого збігання частот мод, що беруть участь у вказаних процесах поріг останніх дещо зростає і має місце нерезонансна параметрична взаємодія. Показано, що при певних рівнях потужності в системі можуть розвиватися процеси, аналогічні процесам так званої кінетичної нестійкості в суцільних зразках, які призводять до збудження найнижчої по частоті моди наноелемента.

Ключові слова: спінові хвилі, магнітні наноеlementи, пермалой, параметричні процеси, нелінійний феромагнітний резонанс

1. Вступ

Останнім часом значно зріс інтерес до нелінійної динаміки магнітних наноструктур. Такі структури можуть бути використані для створення магнітної пам'яті [1,2] і є достатньо перспективними. Цікавим є питання про поведінку таких систем при великих кутах магнітної прецесії, що означає перехід у сильно нелінійний режим. Поведінка, що при цьому спостерігається, носить суттєво нелінійний характер і потребує створення відповідних теоретичних моделей.

Насамперед у таких системах проявляється так званий фолдовер ефект [3, 4], який є нелінійним процесом найнижчого порядку. Він пов'язаний зі зміною намагніченості внаслідок зростання кута прецесії однорідної намагніченості і призводить до викривлення резонансних кривих у системі аж до появи бістабільності [5]. Теоретичне пояснення цих ефектів вперше було зроблено Сулом [6], який врахував взаємодію однорідної прецесії та спінових хвиль в системі. Наступним кроком було врахування, крім іншого, взаємодії в системі збуджених спінових хвиль не тільки з однорідною прецесією, а й між собою [7], що повністю завершило побудову теорії нелінійного феромагнітного резонансу.

Характерною особливістю магнітних елементів є перебудова їх спектра зі зменшенням їх розмірів. По-перше, внаслідок впливу обмінних ефектів

зі зменшенням товщини елемента до субмікронних розмірів частота дна спектра суттєво зростає порівняно з товстою плівкою. По-друге, для наноточок з лінійними розмірами R зникають всі спін-хвильові збудження з $0 < k < k_{cr} = 1/R$ (див. рис. 1). Залишається лише однорідна мода з $k \approx 0$.

Ще однією особливістю субмікронних наноточок є дискретизація спектра. Замість неперервного набору частот і хвильових векторів як у випадку суцільної плівки, з'являється дискретний набір мод з дискретними частотами та відповідними їм хвильовими числами [8]. Таким чином, для магнітних наноточок варто говорити не про збудження спінових хвиль в них, а про збудження окремих мод. Знаходження частот цих мод є в загальному випадку достатньо складною задачею, оскільки необхідно одночасно враховувати дію розмагнічуючих факторів зразка, крайові та обмінні ефекти. Модель для розрахунку частот мод подана в роботі [8], результатами якої ми і будемо в подальшому користуватися.

На сьогодні експерименти по дослідженню нелінійної динаміки магнітних наноточок проводяться головним чином з пермалоєм. Характерною особливістю цього матеріалу є значна у порівнянні з залізо-ітрієвим гранатом ширина лінії феромагнітного резонансу ΔH , яка становить 50–60 Е. Теоретична ж модель, яка б описала нелінійну динаміку намагніченості в таких системах наразі відсутня, зазвичай використовується підхід мікроманітного моделювання в спеціалізованих пакетах.

© Г.А. МЕЛКОВ, Д.В. СЛОБОДЯНЮК, 2013

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2013. Т. 58, № 2

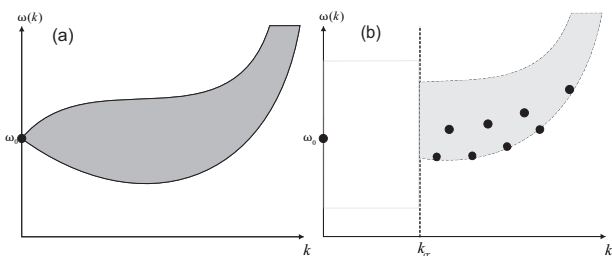


Рис. 1. Модифікація спин-хвильового спектра (схематично): *a* – суцільна плівка; *b* – наноточка (точки відповідають дискретним модам)

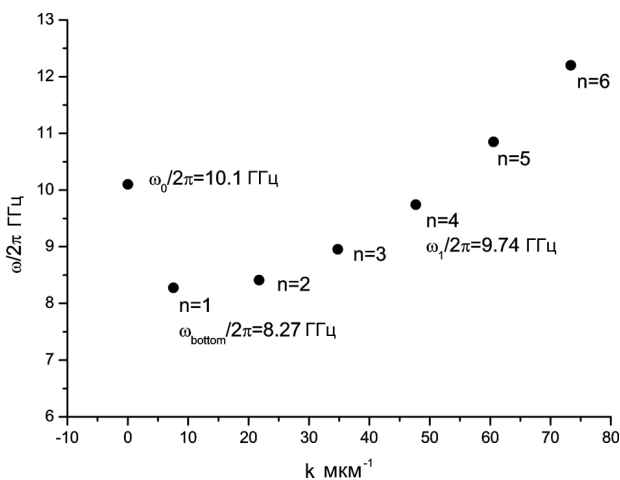


Рис. 2. Теоретично розрахований спектр круглої наноточки $R = 250$ нм. Частоти однорідної ω_0 , неоднорідної ω_1 і найнижчої ω_{bottom} мод вказані окремо

Метою даної роботи є, взявши за основу експериментальні результати з роботи [9], побудувати теоретичну модель, яка б описала нелінійну динаміку намагніченості в пермалоевих наноточках з врахуванням перерахованих особливостей: спектр стає дискретним, частота, що відповідає дну спектра внаслідок обмінних ефектів зростає, зникають довгохвильові збудження, крім однорідного збудження [10].

2. Теоретична модель

2.1. Спін-хвильовий спектр наноточки

Перед тим як перейти безпосередньо до аналізу процесів, що відбуваються у системі, необхідно розрахувати спектр наноточки, з яким проводився експеримент у роботі [9]. У вказаній роботі експерименти проводилися з пермалоевими наноточка-

ми еліптичного перерізу з розмірами 500 нм на 250 нм і товщиною $t = 10$ нм. Частота однорідної моди в таких наноточках може бути розрахована за формулою Кіттеля [11]:

$$\omega_0^2 = \gamma^2 (H_{e0} + (N_x - N_z)M_0)(H_{e0} + (N_y - N_z)M_0), \quad (1)$$

де γ – гіромагнітне відношення, H_{e0} – величина постійного магнітного поля підмагнічування, M_0 – намагніченість насичення, N_x, N_y, N_z – розмагнічуючі фактори. Задача про знаходження розмагнічуючих факторів еліптичного циліндра була розв’язана в роботі [12]. Користуючись результатами вказаної роботи, одержуємо для нашого випадку: $N_x/4\pi = 0,06$, $N_y/4\pi = 0,92$, $N_z/4\pi = 0,02$. Підставляючи величину намагніченості зразка $4\pi M_0 = 9500$ Гс і величину зовнішнього магнітного поля $H_{e0} = 900$ Е, одержуємо для частоти однорідної моди величину $\omega_0/(2\pi) = 10,1$ ГГц, що лише на 4% більше, ніж зафіксоване в експерименті [9] значення $\omega_{0\text{exp}}/(2\pi) = 9,73$ ГГц. Більш складним завданням є розрахунок вищих мод магнітної наноточки. З літератури відомо, що в такій системі можна виділити кілька типів коливань, відповідно до механізмів, які відіграють ключову роль у тому чи іншому випадку [8]. Для нашого випадку обмежимося розглядом лише одного сорту мод, а саме ВА (обернених квазіоб’ємних) мод з роботи [8]. Розрахунки проводилися при тих самих параметрах, що і розрахунки однорідної моди. Результати розрахунків подано на рис. 2.

З наведеного рисунка видно, що в цілому одержані частоти характерних мод системи добре збігаються з зафіксованими в експерименті [9]: частота найнижчої моди в експерименті становила $\omega_{\text{bottom}}^{\text{exp}}/(2\pi) = 8,12$ ГГц, а частота однорідної моди – $\omega_0^{\text{exp}}/(2\pi) = 9,73$ ГГц. Варто зазначити, що неточності в збіганні розрахованих та зафіксованих в експерименті частот пояснюються тим, що модель роботи [8] придатна лише для розрахунку спектрів круглих циліндричних наноточок. Таким чином, замість спектра еліптичних циліндрів, досліджуваних в експерименті, ми розраховували спектр круглих наноточок з $R = 250$ нм.

2.2. Збудження однорідної і неоднорідної мод

У першу чергу в системі може бути збуджена так звана однорідна мода (або точніше сказати

квазіоднорідна, оскільки мова йде про наноточки), якщо геометрія розташування антени і зразка у полі підмагнічування дозволяє процеси так званої перпендикулярної накачки [7, 11]. Зазвичай в експериментах розглядається саме така геометрія системи. З ростом потужності зовнішньої електромагнітної накачки зростає амплітуда однорідної моди. Наступними процесами, що відбуваються в системі, є процеси аналогічні так званій сулівській нестійкості в масивних зразках [7, 11]. Якщо в системі крім однорідної моди частоти ω_0 існує і певна вироджена з нею по частоті неоднорідна мода ω_n , то внаслідок процесів вигляду

$$2\omega_0 = \omega_n + \omega_n \quad (2)$$

відбувається збудження останньої. В масивних зразках такий процес дістав назву сулівської нестійкості другого порядку. Необхідно зазначити, що в наноточках збігання частот однорідної та неоднорідної моди внаслідок дискретності спектра в загальному випадку не буде: тобто жодна з частот мод не буде дорівнювати частоті однорідної моди. У такому випадку вказаний процес все одно має місце, першою буде збуджуватися мода, яка є найближчою по частоті до частоти однорідної моди ω_0 , поріг же при цьому зростає. В цьому випадку варто говорити про нерезонансну параметричну взаємодію:

$$2\omega_0 = \omega_n + \omega_n + 2\Omega, \quad (3)$$

де $\omega_0 - \omega_n = \Omega$ – розстройка частоти між однорідною та неоднорідною модами. Таким чином, при перевищенні зовнішньою накачкою певного рівня в системі виявляються збудженими однорідна ω_0 та неоднорідна ω_n моди. В нашому випадку найближчою по частоті до однорідної моди є мода з $n = 4$, $\omega_4 = 9,74$ ГГц (див. рис. 2). Взаємодія між однорідною та неоднорідною модами проявляється у викривленні резонансних кривих, пояснення цього ефекту дається в рамках так званої теорії нелінійного феромагнітного резонансу [7]. Вихідними рівняннями є такі:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_0 + i \left(\omega_0 - \omega_p + 2T_{00}|a_0|^2 + 2 \sum_k T_{0k}|a_k|^2 \right) \right] \times \\ \times a_0 + i\gamma h_{\text{ext}} + i \left[\sum_k S_{0k} a_k^2 \right] a_0^* = 0,$$

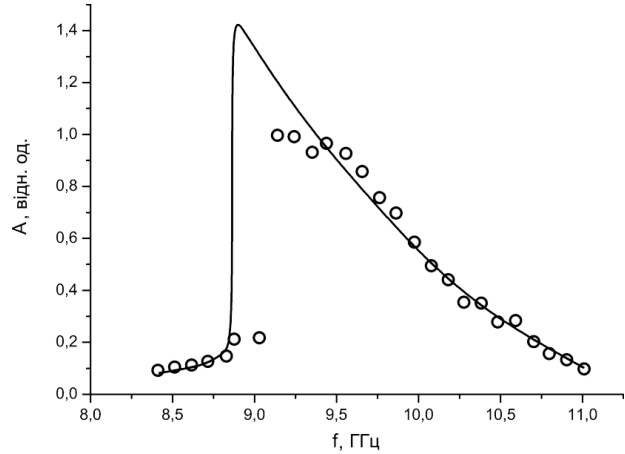


Рис. 3. Резонансна крива системи у нелінійному режимі. Суцільна лінія – розрахунок за теорією нелінійного резонансу, точки – експериментальні дані роботи [9]: $S = 2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $h_{\text{ext}}/h_{\text{thr}} = 4,3$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_k + i \left(\omega_k - \omega_p + 2T_{0k}|a_0|^2 + 2 \sum_{k'} T_{kk'}|a_{k'}|^2 \right) \right] \times \\ \times a_k + i \left[S_{0k} a_0^2 + \sum_{k'} S_{kk'} a_{k'} a_{-k'} \right] a_{-k}^* = 0. \quad (4)$$

Тут a_0 , a_k ($n = 4$) – амплітуди однорідної і неоднорідної мод, $T_{kk'}$, $S_{kk'}$ – параметри нелінійності, h – амплітуда зовнішнього магнітного поля. Використовуючи рівняння (4) нами було розраховано резонансну криву системи, тобто залежність амплітуди однорідної моди a_0 від розстройки частоти зовнішнього змінного магнітного поля і порівняно її з зафіксованою в експерименті [9]. Результати порівняння подано на рис. 3. Бачимо гарну відповідність між теоретично-розрахованою та експериментально виміряною резонансними кривими. Амплітуда змінного магнітного поля нормована на поріг збудження неоднорідної моди h_{thr} .

2.3. Поведінка системи в сильно нелінійному режимі

Таким чином, при перевищенні певного рівня потужності зовнішньої електромагнітної накачки в системі виявляється збудженими однорідна мода частоти ω_0 і неоднорідна мода частоти ω_4 . За подальшого збільшення потужності накачки в системі проявляються нелінійності вищих порядків. Амплітуда неоднорідної моди частоти ω_4 стає настільки великою, що вона сама слугує накачкою

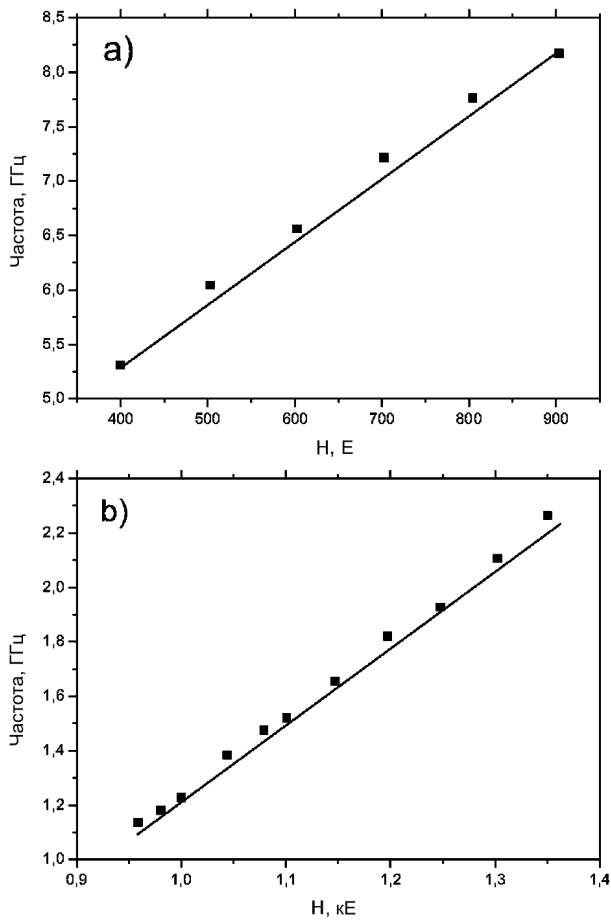


Рис. 4. Експериментальні результати з робіт [9] (а) і [13] (b) і відповідні їм дані теоретичних розрахунків з цих робіт. Точки – експериментальні дані відповідних робіт, суцільні лінії відповідають теоретично розрахованим у цих роботах частотам найнижчої моди наноточки для випадку роботи [9] (а) або дну спін-хвильового спектра тонкої плівки для роботи [13] (b)

іншим модам у системі. Зокрема, процеси вигляду

$$\omega_0 + \omega_0 = \omega_n + \omega_m \tag{5}$$

приводять до перерозподілу енергії в системі і збудженню вищих мод з частотами ω_n та ω_m . Тут знов необхідно зазначити, що процес вигляду (5) має свій аналог у суцільних зразках і дістав назву кінетичної нестійкості [13]. Ключовою особливістю процесів кінетичної нестійкості є те, що мода, яка збуджується в результаті процесів (5), відповідає моді з найнижчим параметром дисипації в системі. Внаслідок частотної залежності затухання згідно

з Гільбертом такою модою є найнижча мода спін-хвильового спектра. В нашому випадку їй відповідає мода ω_{bottom} (з $n = 1$) (див. рис. 2).

Однак пряме використання результатів роботи [13] в нашому випадку неможливе. По-перше, цитована робота присвячена дослідженню магнітної динаміки в плівках ЗІГ, які суттєво відрізняються від магнітних наноточок, які мають дискретний спектр. По-друге, в роботі [13] кінетична нестійкість досліджувалася в геометрії так званої паралельної накачки [11], яка не відповідає нашому випадку. Тому розширення існуючої теорії кінетичної нестійкості має врахувати дискретність мод системи (особливості наноточок) та суттєво інший механізм збудження неоднорідної моди: збудження відбувається не безпосередньо зовнішнім електромагнітним полем, а через однорідну моду – як зазначалося вище.

Переконливим аргументом на користь процесів кінетичної нестійкості є порівняння результатів дослідження частоти збудженої моди в роботі [9] з результатами роботи [13], зображене на рис. 4. В обох випадках мало місце збудження найнижчої моди системи.

Як бачимо, в роботі [9] частота моди, що збуджувалася, відповідає дну спін-хвильового спектра (рис. 4,а). На рис. 4,б показано залежність зафіксованої в експерименті [13] частоти електромагнітного випромінювання зі зразка від магнітного поля. Точки відповідають експерименту, суцільна лінія – теоретично розрахована залежність частоти дна спін-хвильового спектра з вказаних робіт. Таким чином, незважаючи на різний характер матеріалів, з якими проводилися експерименти в обох роботах, можна з упевненістю казати, що у обох випадках має місце процес кінетичної нестійкості зі збудженням найнижчої моди системи.

Нарешті, ще однією важливою відмінністю між процесами в наноточках та плівках є те, що в плівках збуджувалася певна група спінових хвиль, в той час як у наноточках, як було показано раніше, має місце збудження окремих мод.

Для теоретичного опису збудженої магнітної системи наноточки ми будемо користуватися аналогом рівнянь так званої S-теорії [7], розширивши межі її застосування для випадку наноточок. Головною особливістю такої системи, як вже зазначалося вище, є відсутність плоских спінових хвиль

і наявність спектра з дискретним набором коливань з відповідними їм частотами і хвильовими векторами.

Будемо розглядати еволюцію трьох мод у системі: однорідної частоти ω_0 , що збуджується зовнішнім магнітним полем, її амплітуда a_0 , неоднорідної a_1 на частоті ω_4 , та моди, що збуджується при великих рівнях потужності внаслідок процесів (5) і відповідає дну спектра a_1 з частотою ω_{bottom} (див. рис. 2).

Тепер ми можемо записати вихідну систему рівнянь для еволюції амплітуд мод a_i взявши за основу рівняння (4) з урахуванням дії зовнішньої електромагнітної накачки та кінетичних процесів у системі. Система матиме такий вигляд:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_0 + 2i \sum_i T_i |a_i|^2 \right] \times \\ & \times a_0 + i\gamma h_{\text{ext}} + iS_0 a_4^2 a_0^* = 0, \\ & \left[\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_4 - i\Omega + 2i \sum_i T_i |a_i|^2 \right] \times \\ & \times a_4 + i(S_0 a_0^2 + S_{11} a_4^2 + S_{12} a_1^2) a_4^* = 0, \\ & \left[\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_1 + 2i \sum_i T_i |a_i|^2 \right] \times \\ & \times a_1 + i(S_{11} a_4^2 + S_{12} a_1^2) a_1^* = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Тут T, S – параметри нелінійності, h_{ext} – амплітуда зовнішнього електромагнітного поля.

3. Обговорення результатів

Система рівнянь (6) розв'язувалась числовими методами для таких параметрів моделі: параметр затухання хвиль $\Gamma_{0,4}/2\pi = 60$ МГц, $\Gamma_1/2\pi = 50$ МГц (мода, що відповідає дну спектра має найменший параметр затухання), параметр нелінійності $S = 2 \cdot 10^{-12}$ см³·с⁻¹ [7], $T = -1,43S$. Тривалість накачки $\tau_p = 100$ нс [9]. Початкові умови були вибрані такі:

$$a_0(0) = a_1(0) = a_2(0) = \sqrt{\frac{2\gamma\hbar}{M_0}} n_{t0}, \quad (7)$$

причому $n_{t0} = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³. На рис. 5 наведено амплітуди однорідної моди залежно від потужності накачки.

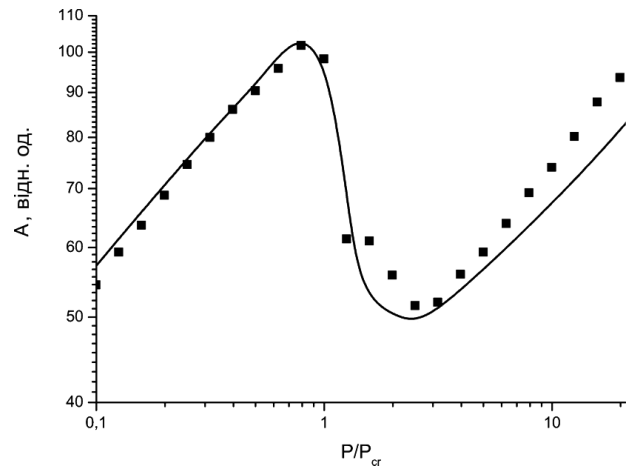


Рис. 5. Залежність амплітуди однорідної моди від потужності накачки P/P_{cr} в нелінійному режимі; суцільна лінія – розрахунок за системою рівнянь (6), точки – експериментальні дані роботи з [9]

З наведених графіків видно, що в момент збудження моди, яка відповідає дну спектра, внаслідок процесів (5) амплітуда однорідної моди стрибкоподібно зменшується.

Перейдемо тепер до питання про зсув частоти найнижчої моди залежно від потужності накачки. При великих рівнях зовнішньої електромагнітної накачки необхідно враховувати зміну намагніченості системи. Таким чином, частота найнижчої моди при зростанні потужності накачки буде зменшуватися внаслідок зменшення намагніченості. Водночас частота збудженої однорідної моди жорстко прив'язана до частоти зовнішнього збуджуючого поля і залишається сталою.

Варто зазначити, що теоретично передбачене відношення порогів вказаних нелінійностей відносно спостережуваних в експерименті є приблизно на 20% меншим. Це пояснюється неточними значеннями частот мод розрахованого спектра, а також невідомими точно параметрами дисипації різних мод нанoeлементу.

4. Висновки

Таким чином, у роботі розглянуто процеси, що відбуваються у магнітній системі магнітної наноточки за великих рівнів зовнішньої електромагнітної накачки. Вказана система демонструє ключові особливості, притаманні масивним зразкам. Зовнішнє змінне високочастотне магнітне поле в першу чер-

гу збуджує однорідну моду системи. Аналогом сульвівської нестійкості є нерезонансні процеси вигляду (2), що приводять до збудження неоднорідної моди, частота якої може не збігатися з однорідною, що приводить до зростання порога вказаного процесу. При зростанні потужності накачки, а отже і амплітуди неоднорідної моди, може збудитися нижча мода через процеси вигляду (5), які є аналогом процесів кінетичної нестійкості у масивних зразках [13].

Результати теоретичного розрахунку були порівняні з відомими експериментальними даними по дослідженню нелінійної високочастотної динаміки магнітних наноточок. Було одержано гарну відповідність між теорією та експериментом. Одержані результати можуть бути важливі для аналізу магнітної динаміки субмікронних наноточок та приладів на їх основі.

Робота була виконана при підтримці державного фонду фундаментальних досліджень України, проект № УУЗ4/008.

1. J.L. Simonds, Phys. Today **48**, No. 4, 26 (1995).
2. *Magnetic Nanostructures*, edited by H.S. Nalwa (American Scientific Publishers, Los Angeles, 2002).
3. M. Weiss, Phys. Rev. Lett. **1**, 239 (1958).
4. Y.K. Fetisov, C.E. Patton, and V.T. Synogach, IEEE Trans. Mag. **35**, 4511 (1999).
5. A. Prabhakar and D.D. Stansil, J. Appl. Phys. **85**, 4859 (1999).
6. H. Suhl, J. Phys. Chem. Solids **1**, 209 (1957).
7. В.С. Львов, *Нелінійні спинові волни* (Наука, Москва, 1994).
8. R. Zivieri and R.L. Stamps, Phys. Rev. B **73**, 144422 (2006).
9. V.E. Demidov, H. Ulrichs, S.O. Demokritov, and S. Urazhdin, Phys. Rev. B **83**, 020404 (2011).
10. Y. Kobljanskyj, G. Melkov, K. Guslienko, V. Novosad, S.D. Bader, M. Kostylev, and A. Slavin, Sci. Rep. **2**, 478 (2012).
11. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, *Магнітні коливання і волни* (Наука, Москва, 1987).

12. M. Beleggia, M. De Graef, Y.T. Millev, D.A. Goode, and G. Rowlands, J. Phys. D **38**, 3333 (2005).
13. А.В. Лаврененко, В.С. Львов, Г.А. Мелков, В.Б. Черепанов, ЖЭТФ **81**, 1022 (1981).

Одержано 02.10.12

Г.А. Мелков, Д.В. Слободянюк

СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ В МАГНИТНЫХ НАНОТОЧКАХ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ НАКАЧКИ

Резюме

Исследовано поведение магнитных наноточек при высоких уровнях внешней электромагнитной накачки. Показано, что последовательно возбуждается однородная мода наноточки, затем имеет место нерезонансное параметрическое возбуждение однородной моды, аналогом которого в массивных образцах является так называемая суловская неустойчивость второго порядка. Наконец, при превышении внешней накачкой некоторого порогового уровня происходит возбуждение наименьшей по частоте моды спектра наноточки по аналогии с процессами кинетической неустойчивости в массивных образцах. Проведено сравнение результатов теоретического расчета с имеющимися в литературе экспериментальными данными по исследованию высокочастотной динамики магнитных наноточек на основе пермаллоя. Получено хорошее согласие теории с экспериментом.

G.A. Melkov, D.V. Slobodianiuk

A STRONGLY NONEQUILIBRIUM STATE IN MAGNETIC NANODOTS AT HIGH PUMPING LEVELS

Summary

A theoretical model describing a strongly excited magnon system in a magnetic nanodot has been developed. In this system, despite the discreteness of its spectrum, the parametric processes similar to those occurring in massive specimens take place, in particular, the processes of Suhl instability. Owing to a slight mismatch between the frequencies of modes that are engaged in the indicated processes, the threshold of the latter becomes somewhat higher and a non-resonant parametric interaction takes place. It is shown that, at certain power levels in the system, the processes similar to those of the so-called kinetic instability observed in massive specimens can emerge to excite the lowest-frequency mode of a nanoelement.