

ELECTRONIC STRUCTURE AND PROPERTIES

PACS numbers: 62.23.St, 75.30.Ds, 75.50.Gg, 75.75.Jn, 75.90.+w

Дипольно-обмінні спінові хвилі в системі одновимірного періодичного ланцюжка еліптичних антиточок

В. В. Данильчук, В. В. Куліш

*Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»,
просп. Перемоги, 37,
03056 Київ, Україна*

У роботі досліджуються спінові хвилі у тонкій плівці з одноосового ферромагнетика, в якому задано одновимірну періодичну систему еліптичних антиточок. Ферромагнетик, з якого складається плівка, має тип «легка вісь». Для такої системи у магнітостатичному наближенні отримано рівняння для магнітного потенціалу з урахуванням магнітної диполь-дипольної взаємодії, обмінної взаємодії та ефектів анізотропії. Знайдено розв'язок зазначеного рівняння та, відповідно, дисперсійне відношення для досліджуваних спінових хвиль. Для випадку витягнутих антиточок з великою напіввіссю, що є набагато більшою за малу, знайдено спектр поперечних хвильових чисел та спектр значень частот.

Ключові слова: спінова хвиля, тонка магнітна плівка, антиточка, дипольно-обмінна теорія.

In the paper, spin waves are investigated in a thin film composed of a uniaxial ferromagnet in which a one-dimensional periodic system of elliptic antidots is present. The ferromagnet has an 'easy axis' type. For such a system, an equation for the magnetic potential is obtained in the magnetostatic approximation with account for the magnetic dipole-dipole interaction, the exchange interaction and the anisotropy effects. The solution of the above-mentioned equation and, respectively, the dispersion relation for the investi-

Corresponding author: Viktoriya Valeriivna Danylchuk
E-mail: vikadanylchuck@gmail.com

*National Technical University of Ukraine 'Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute',
37 Peremohy Ave., UA-03056 Kyiv, Ukraine*

Citation: V. V. Danylchuk and V. V. Kulish, Dipole-Exchange Spin Waves in the System of One-Dimensional Periodic Chain of Elliptic Antidots, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 41, No. 7: 837–849 (2019) (in Ukrainian), DOI: 10.15407/mfint.41.07.0837.

gated spin waves are found. For the case of elongated antidots, so that their bigger semi-axes are much larger than smaller one, the transverse wave-numbers' spectrum and the spectrum of frequencies' values are found.

Key words: spin wave, thin magnetic film, antidot, dipole-exchange theory.

В работе исследуются спиновые волны в тонкой плёнке из одноосевого ферромагнетика, в котором задано одномерную периодическую систему эллиптических антидоток. Ферромагнетик, из которого состоит плёнка, имеет тип «лёгкая ось». Для такой системы в магнитоэлектронном приближении получено уравнение для магнитного потенциала с учётом магнитного диполь-дипольного взаимодействия, обменного взаимодействия и эффектов анизотропии. Найдено решение указанного уравнения и, соответственно, дисперсионное отношение для исследуемых спиновых волн. Для случая вытянутых антидоток с большой полуосью, которая намного больше малой, найдено спектр поперечных волновых чисел и спектр значений частот.

Ключевые слова: спиновая волна, тонкая магнитная плёнка, антидотка, дипольно-обменная теория.

(Отримано 26 листопада 2018 р.; остаточн. варіант — 17 березня 2019 р.)

1. ВСТУП

Одним з актуальних та перспективних напрямів сучасної нанофізики є магнітна динаміка наносистем. Спінкові хвилі у магнітовпорядкованих наносистемах є перспективними для численних технічних застосувань [1, 2], переважно у пристроях обробки [1, 2] та передачі [1–3] даних. Дослідженню таких хвиль присвячені нові напрями фізики твердого тіла — магнітоніка [4] та спінтроніка [5].

В останні два десятиліття фізичні дослідження надвисокочастотних (НВЧ) хвильових явищ в ферромагнітних плівках, а також їх технічні застосування для створення приладів аналогової обробки НВЧ-сигналів привели до становлення нового науково-технічного напрямку — спін-хвильової електроніки. Принцип дії спін-хвильових приладів заснований на явищах збудження, взаємодії, передачі і прийому когерентних надвисокочастотних спинових хвиль, що розповсюджуються в ферромагнітних плівках і шаруватих структурах на їх основі.

Властивості наносистем, зокрема спін-хвильові, суттєво залежать від їх розмірів та форми. Отже, спінкові хвилі вивчаються у магнітних наносистемах різних конфігурацій — тонких ферромагнітних плівках [6, 7], мікронно-розмірних магнітних квантових точках [8], нанодротах [9, 10], наносферах [11], нанооболонках [12] та більш складних наносистемах — окремо. Об'єктами, що представляють інтерес з точки зору досліджень спинових хвиль, є, зокрема,

магнітні точки [13, 14] та їх системи, а також магнітні антиточки (отвори або вкраплення немагнітного матеріалу у плівках з магнітних матеріалів) [15, 16] та їх системи. Дослідження магнітних точок та їх систем активно ведуться протягом останніх років. При цьому системи магнітних антиточок залишаються малодослідженими, а спінові хвилі в таких системах практично не досліджуються. Проте, системи феромагнітних антиточок є перспективними для застосування у техніці, що робить їх дослідження актуальним.

Особливий інтерес для дослідження магнітних властивостей представляють, зокрема, магнітні матеріали, періодично структуровані на нанорозмірному масштабі в одному, двох чи трьох вимірах — так звані магнітні кристали [17]. Вони є багатообіцяючими об'єктами для вирішення завдань мініатюризації електронних елементів, зменшення їх енергоспоживання, а також становлять інтерес у зв'язку з ідеєю використання в них спінових хвиль як носіїв інформації.

У роботі теоретично досліджуються спінові хвилі у феромагнітній плівці з одновимірною періодичною системою еліптичних антиточок. Для опису таких хвиль використовується магнітостатичне наближення з урахуванням магнітної диполь-дипольної взаємодії, обмінної взаємодії та ефектів анізотропії. В результаті знайдено дисперсійне відношення для таких хвиль, а також спектр значень частот спінових хвиль для випадку, коли антиточки є витягнутими (так що велика напіввісь антиточки є набагато більшою за малу).

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглянемо феромагнітну плівку товщиною D з одноосьового феромагнетика, що має тип «легка вісь». Нехай у такій плівці присутня періодична система однакових еліптичних антиточок. Будемо вважати, що феромагнетик, з якого складається плівка, характеризується наступними параметрами: константа обмінної енергії α , константа одноосьової анізотропії β (вважається постійною). Гіромагнітне відношення феромагнетика γ вважаємо фіксованим і відомим. Будемо також вважати, що плівка є досить тонкою, а зовнішнє магнітне поле досить сильним для того, щоб внутрішнє магнітне поле та рівноважну намагніченість можна було вважати наближено однорідними всередині плівки. Спрямуємо вісь Oz вздовж осі легкого намагнічування (а отже, і вздовж рівноважної намагніченості M_0), тобто ортогонально до площини плівки. Будемо вважати, що зовнішнє магнітне поле $H_0^{(e)}$, в якому знаходиться плівка, є однорідним та спрямоване уздовж осі Oz (див. рис. 1).

Розглянемо спінову хвилю, що розповсюджується в описаній вище плівці. Врахуємо у рівнянні Ландау–Ліфшиця як магнітну

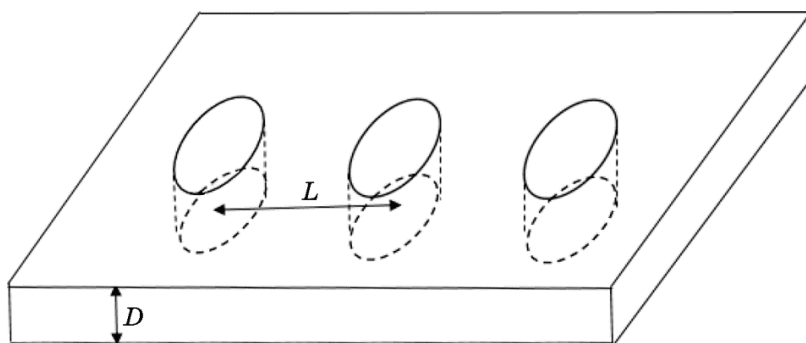


Рис. 1. Плівка з системою еліптичних антидоток.

Fig. 1. The film with the system of elliptical antidots.

диполь-дипольну, так і обмінну взаємодію (вважаємо, що плівка є тонкою, а відстані між антидотками можуть бути як малими, коли суттєвими є магнітна диполь-дипольна і обмінна взаємодії, так і досить великими, коли обмінною взаємодією можна знехтувати). Крім того, оскільки розглядається одноосьовий ферромагнетик, ми маємо залишити також доданок, що враховує анізотропію. Дисипацією та, відповідно, згасанням спінових хвиль у плівці, нехтуємо, опускаючи релаксаційний доданок у рівнянні Ландау–Ліфшиця. Намагніченість \mathbf{m} та магнітне поле \mathbf{h} спінової хвилі вважаємо малими збуреннями загальної намагніченості \mathbf{M} та внутрішнього магнітного поля $\mathbf{H}_0^{(i)}$ плівки відповідно. Тоді виконуються такі умови: $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{M}_0|$, $|\mathbf{h}| \ll |\mathbf{H}_0^{(i)}|$.

Задача даної роботи полягає у знаходженні дисперсійного відношення, спектру значень площинної компоненти хвильового вектору та спектру значень частот для таких спінових хвиль.

3. РІВНЯННЯ ДЛЯ МАГНІТНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ТА ДИСПЕРСІЙНЕ ВІДНОШЕННЯ

Для знаходження дисперсійного відношення використаємо лінеаризоване рівняння Ландау–Ліфшиця для легкоосьового ферромагнетика (див. [18]). Оскільки в роботі розглядаються не просторово однорідні спінові коливання, а неоднорідні хвилі, до цього рівняння необхідно додати ще одне співвідношення, що пов'язує намагніченість та магнітний потенціал хвилі. Для цього застосуємо магнітостатичне наближення (див. [18]) та оберемо в якості такого рівняння одне з рівнянь Максвелла.

Таким чином, початкова система рівнянь набуде наступного ви-

гляду:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma \left(M_0 \mathbf{n} \times \left(\mathbf{h} + \alpha \sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2 \mathbf{m}}{\partial x_i^2} - \left(\beta - \frac{H_0^{(i)}}{M_0^2} \right) \mathbf{m} \right) \right), \\ \Delta \Phi - 4\pi \operatorname{div} \mathbf{m} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Оскільки довільне спінове збудження можна розкласти по періодичних спінових хвилях, підставимо \mathbf{m} та \mathbf{h} у періодичній за часом формі:

$$\begin{aligned} \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{m}_0(\mathbf{r}) \exp(i\omega t), \\ \mathbf{h}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{h}_0(\mathbf{r}) \exp(i\omega t). \end{aligned}$$

Введемо також амплітуду Φ_0 магнітного потенціалу Φ , так що

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_0 &= -\nabla \Phi_0, \\ \Phi &= \Phi_0 \exp(i\omega t). \end{aligned}$$

Рівняння Максвелла $\Delta \Phi - 4\pi \operatorname{div} \mathbf{m} = 0$, відповідно, переписеться

$$\Delta \Phi_0 - 4\pi \operatorname{div} \mathbf{m}_0 = 0.$$

Після підстановки $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{h}(\mathbf{r}, t)$ в перше рівняння системи (1), отримаємо

$$\begin{cases} i\omega \mathbf{m}_0 = \gamma \left(M_0 \mathbf{n} \times \left(\mathbf{h}_0 + \alpha \Delta \mathbf{m}_0 - \left(\beta - \frac{H_0^{(i)}}{M_0^2} \right) \mathbf{m}_0 \right) \right), \\ \Delta \Phi_0 - 4\pi \operatorname{div} \mathbf{m}_0 = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Для отримання рівняння для амплітуди магнітного потенціалу Φ_0 , виключимо амплітуду збурення густини магнітного моменту \mathbf{m} з отриманої системи рівнянь. Для цього перепишемо спочатку перше рівняння системи у вигляді

$$i\omega \mathbf{m}_0 = \gamma \left(M_0 \mathbf{e}_z \times \left(\mathbf{h}_0 + \alpha \Delta \mathbf{m}_0 - \left(\beta - \frac{H_0^{(i)}}{M_0^2} \right) \mathbf{m}_0 \right) \right), \quad (3)$$

домножимо векторно перше рівняння системи (2) зліва на орт \mathbf{e}_z та візьмемо дивергенцію від обох частин рівняння. Оскільки намагніченість насичення $\mathbf{M}_0 \parallel Oz$, а зміною довжини вектора намагніченості в обраній моделі нехтується, можна вважати $m_{0z} = 0$.

Переписуючи також друге рівняння системи (2) у наступному ви-

гляді

$$\operatorname{div} \mathbf{m} = \frac{\Delta \Phi_0}{4\pi},$$

отримуємо

$$\begin{aligned} & -\frac{i\omega}{\gamma M_0} \operatorname{div}(\mathbf{e}_z \times \mathbf{m}_0) = \\ & = -\mathbf{e}_z \nabla \Phi_0 + \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial z^2} + \frac{1}{4\pi} \left(\alpha \Delta - \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} \right) \right) \Phi_0. \end{aligned} \quad (4)$$

Для виключення збурення намагніченості \mathbf{m} також з лівої частини рівняння застосуємо до обох частин оператор $\alpha \Delta - \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} \right)$. Після ряду перетворень отримуємо

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega^2}{\gamma^2 M_0^2} - \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} \right) - \alpha \Delta \right) \left(\left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} \right) + 4\pi - \alpha \Delta \right) \Delta \Phi_0 + \\ & + 4\pi \left(\frac{H_0^{(i)}}{M_0} + \beta - \alpha \Delta \right) \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial z^2} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Як можна бачити, ми отримали рівняння, аналогічне до відомого рівняння для спінових хвиль у циліндричному нанодроті. Взагалі, дане рівняння буде вірним для будь-якої системи з одноосьового феромагнетика, якщо рівноважна намагніченість спрямована уздовж осі легкого намагнічування.

Знайдемо спочатку розв'язок отриманого рівняння для магнітного потенціалу для магнітної плівки з однією антиточкою. Розв'язок для системи антиточок будемо шукати у вигляді суперпозиції спінових хвиль на окремих антиточках.

Зробимо припущення, що симетрія розв'язку рівняння співпадає з симетрією системи (так що систему антиточок можна розглядати як ефективний спін-хвильовий резонатор у напрямі осі Ox , що співпадає з трансляційною віссю ланцюжка антиточок). Введемо радіус-вектор \mathbf{r}_\perp у ортогональній до \mathbf{M}_0 площині, яку ми будемо вважати площиною xOy . Як можна бачити, рівняння (5) задовольняється, зокрема, якщо

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial z^2} &= k_\parallel^2 \Phi_0, \\ \Delta \Phi_0 &= k^2 \Phi_0. \end{aligned} \quad (6)$$

Застосуємо у площині xOy еліптичні координати (u, v) з параметром α , вводячи таким чином для всієї задачі координати еліптичного циліндру (u, v, z) з розмірним параметром d . Розв'язком площинного рівняння Пуассона в еліптичних координатах є комбінація функцій Мать'є першого та другого роду, так що потенціал Φ_0 запишеться у вигляді

$$\Phi_0 = \exp(ik_{\parallel}z) \sum_j (C_1^j \text{ce}_m(u, \alpha) + C_2^j \text{se}_m(u, \alpha)) \times \\ \times (\cos C_3^j \text{ce}_m(v, \alpha) + \sin C_3^j \text{se}_m(v, \alpha)). \quad (7)$$

Підставляючи у рівняння (5) магнітний потенціал вигляду (7) та вводячи загальне хвильове число $k^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2$, після ряду перетворень отримуємо шукане дисперсійне відношення у вигляді

$$\omega = \gamma M_0 \sqrt{\alpha^2 k^4 + 2\alpha \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} + 2\pi \right) k^2 +} \\ + \frac{\left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} \right) \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} + 4\pi \right)}{4\pi k_{\parallel}^2 \left(\alpha + \frac{\beta + H_0^{(i)}/M_0}{k^2} \right)}. \quad (8)$$

Зауважимо, що у отримане дисперсійне відношення входить значення рівноважне внутрішнє магнітне поле у плівці $\mathbf{H}_0^{(i)}$. Знаходження внутрішнього магнітного поля представляє собою окрему задачу; проте, в досліджуваній моделі плівка вважається досить тонкою, а зовнішнє магнітне поле досить сильним для того, щоб внутрішнє магнітне поле можна було вважати наближено однорідним. Отже, в досліджуваному випадку внутрішнє магнітне поле співпадає з внутрішнім магнітним полем суцільної феромагнітної плівки:

$$\mathbf{H}_0^{(i)} = \mathbf{H}_0^{(e)} - 4\pi \mathbf{M}_0.$$

4. СПЕКТР ЗНАЧЕНЬ ХВИЛЬОВИХ ЧИСЕЛ ТА СПЕКТР ЗНАЧЕНЬ ЧАСТОТ

Як можна бачити, хвильовий вектор спінової хвилі має дві компоненти — повздовжню (відповідає поширенню хвилі у напрямі осі легкого намагнічування) та поперечну (відповідає поширенню хвилі у ортогональному до осі напрямі). Отже, для опису спінової хвилі дисперсійне відношення потрібно доповнити спектром принаймні

однієї цих компонент. Зауважимо спочатку, що початкова система рівнянь (1), взагалі, має бути доповнена граничними умовами для намагніченості та магнітного поля. У використаному в роботі магнітостатичному наближенні стандартні граничні умови для магнітного поля зводяться до наступних умов для магнітного потенціалу (див., наприклад, [19])

$$\begin{cases} \Phi_0|_1 = \Phi_0|_2, \\ (\nabla\Phi_0)_{1\tau} = (\nabla\Phi_0)_{2\tau}, \\ \left(\frac{\partial\Phi_0}{\partial n}\right)_1 - \left(\frac{\partial\Phi_0}{\partial n}\right)_2 = 4\pi m_{0n}, \end{cases} \quad (9)$$

тут середовище 1 — досліджуваний феромагнетик, 2 — зовнішнє середовище, n означає нормальну, τ — тангенціальну до поверхні розподілу компоненту вектора. Зауважимо, що граничні умови мають бути накладені як на поверхні плівки, так і на границі антиточки.

При накладанні граничних умов на поверхні плівки зауважимо, що згідно використаному припущенню плівка досить тонка і зовнішнє магнітне поле досить велике, для того, щоб внутрішнє магнітне поле всередині плівки було близьким до однорідного. Тоді з граничних умов витікає наступне відоме співвідношення між компонентами хвильового вектора (див., наприклад, [20]):

$$\operatorname{tg} \frac{k_{\parallel} D}{2} = \frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}}. \quad (10)$$

Накладання граничних умов на поверхні антиточки не накладе додаткових умов на компоненти хвильового вектору. Справді, з кількості констант у знайденому розв'язку можна бачити, що накладання однієї умови після знаходження магнітного потенціалу всередині антиточки (вираз для якого містить принаймні амплітудну константу) додасть зв'язок, який можна звести до умов на константи розв'язку або зв'язку між ними та компонентами хвильового вектора.

Для знаходження спектру однієї з компонент хвильового числа — та, відповідно, спектру частот спінової хвилі — розглянемо випадок, коли антиточки витягнуті, так що можна вважати u не дуже великим (велика напіввісь антиточок набагато більша за малу), але при цьому $\theta \gg 1$, що відповідає випадку коротких (порівняно з відстанню між антиточками) хвиль.

Для знаходження спектру k_{\perp} скористаємось асимптотикою фун-

кцій Мат'є при великих значеннях $|\alpha|$.

Підставивши асимптотику у рівняння для Φ_0 і зробивши деякі математичні перетворення, отримуємо:

$$\begin{aligned} \Phi_0 = & \left(C_1 \tilde{C}_m \cos \left[2\alpha^{1/2} u - (2m+1) \frac{u}{2} \right] + \right. \\ & \left. + C_2 \tilde{S}_m \sin \left[2\alpha^{1/2} u - (2m+1) \frac{u}{2} \right] \right) \times \\ & \times [\cos C_3 ce_m(v, \alpha) + \sin C_2 se_m(v, \alpha)] \exp(ik_{\parallel} z), \end{aligned} \quad (11)$$

де

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{k_{\perp}^2 d^2}{16}, \\ u &= \frac{2x}{D \sin v}, \\ k_{\parallel} &= \frac{\pi N}{L}. \end{aligned}$$

Оскільки умова періодичності накладається на значення потенціалу уздовж осі x (систему можна вважати спіно-хвильовим резонатором уздовж осі x), що відповідає $\sin v = \pm 1$, то при накладанні цієї умови u можна замінити на $\frac{2x}{d}$.

Зробивши відповідні підстановки в рівнянні (11), отримуємо

$$\begin{aligned} \Phi_0 = & [C_1 \tilde{C}_m \cos(k_{\perp} x - (2m+1)4x) + \\ & + C_2 \tilde{S}_m \sin(k_{\perp} x - (2m+1)4x)] \exp\left(\frac{i\pi N z}{L}\right). \end{aligned} \quad (12)$$

Підставляючи умову періодичності, отримуємо для площинної компоненти хвильового вектору

$$k_{\perp} = \frac{2\pi N}{L}.$$

Відповідно, згідно (10) складова k_{\parallel} задається в неявному вигляді наступним виразом:

$$k_{\parallel} \operatorname{tg} \frac{k_{\parallel} D}{2} = \frac{2\pi N}{L},$$

а спектр значень частот спінової хвилі задається наступною систе-

мою рівнянь:

$$\left\{ \begin{aligned} \omega &= \gamma M_0 \sqrt{\alpha^2 \left(\left(\frac{2\pi N}{L} \right)^2 + k_{\parallel}^2 \right)^2 + 2\alpha \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} + 2\pi \right) \left(\left(\frac{2\pi N}{L} \right)^2 + k_{\parallel}^2 \right) +} \\ &+ \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} \right) \left(\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0} + 4\pi \right) - 4\pi k_{\parallel}^2 \left(\alpha + \frac{\beta + \frac{H_0^{(i)}}{M_0}}{\left(\frac{2\pi N}{L} \right)^2 + k_{\parallel}^2} \right), \quad (13) \\ &k_{\parallel} \operatorname{tg} \frac{k_{\parallel} D}{2} = \frac{2\pi N}{L}. \end{aligned} \right.$$

Як можна бачити, використання умови періодичності спінової хвилі, справді, призводить до появи дискретності спектру значень частот досліджуваної спінової хвилі. Дискретність такого спектру є суттєвою взагалі для наносистем, оскільки довжина спінової хвилі обмежена міжатомною відстанню, проте, періодичність накладає більш сильну умову дискретності.

5. АНАЛІЗ ОТРИМАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

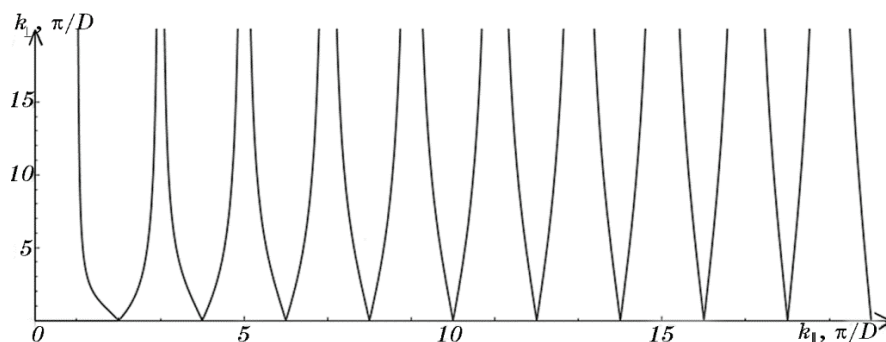
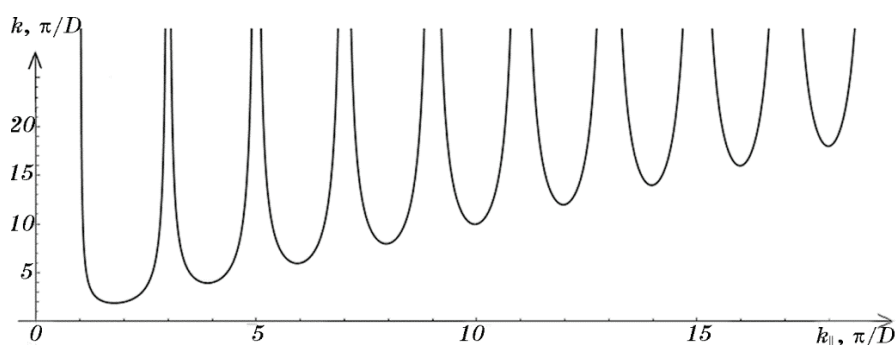
Отриманий закон дисперсії (8), як можна бачити, є квадратичним зі зміщенням від початку координат по обох компонентах хвильового вектору.

Проаналізуємо отримане співвідношення між компонентами хвильового вектору. Очевидно, значення як повздовжньої так і поперечної компоненти обмежені міжатомною відстанню магнетика, яка для ряду типових феромагнетиків складає величину порядку 5 ангстрем. Для аналізу візьмемо товщину плівку близькою до 10 нм. Переписавши (10) у вигляді

$$k_{\parallel} \operatorname{tg} \frac{k_{\parallel} D}{2} = k_{\perp}, \quad k_{\parallel} \leq \frac{2\pi}{a^0},$$

де D — товщина плівки, a^0 — міжатомна відстань, побудуємо графік залежності $k_{\perp}(k_{\parallel})$ (див. рис. 2) та $k(k_{\parallel})$ (див. рис. 3) в одиницях π/D . Для наведених значень D та a^0 зазначеному обмеженню відповідає $k_{\perp} \leq 20 \frac{\pi}{D}$, $k_{\parallel} \leq 20 \frac{\pi}{D}$.

Як можна бачити з графіку, зазначене обмеження на компоненти хвильового вектору призводить до появи дозволених та заборонених зон у спектрі значень компоненти k_{\parallel} .

Рис. 2. Залежність k_{\perp} від k_{\parallel} в одиницях π/D .Fig. 2. Dependence k_{\perp} from k_{\parallel} in units π/D .Рис. 3. Залежність k від k_{\parallel} в одиницях π/D .Fig. 3. Dependence k from k_{\parallel} in units π/D .

Зробимо оцінку величини частоти досліджуваної спінової хвилі, вважаючи, що довжина спінової хвилі обмежена, з одного боку, міжатомною відстанню (складає величину порядку 0,5 нм для типових феромагнетиків), з іншого боку, відстанню між антиточками (порядку 10^1 – 10^2 нм для типових наносистем такого типу). Для типових досліджуваних феромагнетик наносистем можна покласти $\beta = 1$, $\alpha = 10^{-12}$ см⁻², $\gamma = 10^7$ Гц/Гс, $M_0 = 10^3$ Гс. Тоді розрахована відповідно до (14) частота спінової хвилі має порядок 10^{10} – 10^{12} Гц на всьому інтервалі хвильових чисел, що відповідає типовим частотам спінових хвиль.

6. ВИСНОВКИ

Таким чином, в роботі досліджено дипольно-обмінні спінові хвилі в феромагнітній плівці з одновимірним періодичним ланцюжком

еліптичних антиточок. Феромагнетик, з якого складається плівка, має тип «легка вісь», причому вісь легкого намагнічування спрямовано ортогонально до площини плівки. Знайдено рівняння для магнітного потенціалу таких хвиль у магнітостатичному наближенні з урахуванням магнітної диполь-дипольної взаємодії, обмінної взаємодії та ефектів анізотропії. Зазначене рівняння розв'язане і, відповідно, знайдено дисперсійне відношення досліджуваних спінових хвиль. Отримане дисперсійне відношення є квадратичним зі зміщенням від початку координат.

Встановлено, що в рамках використаної моделі в спектрі значень поздовжнього хвильового числа (відповідає поширенню спінової хвилі у напрямі осі легкого намагнічування) наявні заборонені та дозволені зони. Для випадку, коли антиточки є витягнутими, тобто велика піввісь еліпса антиточки є набагато більшою за малу піввісь, знайдено спектр значень поперечних хвильових чисел та спектр значень частот. Отриманий спектр значень частот є суттєво дискретним.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. S. Neusser and D. Grundler, *Adv. Mater.*, **21**, No. 28: 2927 (2009).
2. C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, *Nat. Mater.*, No. 6: 813 (2007).
3. T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.*, No. 92: 022505 (2008).
4. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43**: 264001 (2010).
5. S. D. Bader and S. S. P. Parkin, *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.*, **1**: 71 (2010).
6. R. P. van Staple, F. J. A. M. Greidanus, and J. W. Smits, *J. Appl. Phys.*, **57**: 1282 (1985).
7. M. Bauer, O. Buttner, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, V. Grimalsky, Yu. Rapoport, and A. N. Slavin, *Phys. Rev. Lett.*, **81**: 3769 (1998).
8. F. G. Aliev, J. F. Sierra, A. A. Awad, G. N. Kakazei, D. S. Han, S.-K. Kim, V. Metlushko, B. Hic, and K. Y. Gulienko, *Phys. Rev. B*, **79**: 174433 (2009).
9. R. Skomski, M. Chipara, and D. J. Sellmyer, *J. Appl. Phys.*, **93**: 7604 (2003).
10. R. Arias and D. L. Mills, *Phys. Rev. B*, **63**: 134439 (2001).
11. S. M. Cherif, Y. Roussigne, C. Dugautier, and P. Moch, *J. Magn. Magn. Mater.*, **222**: 337 (2000).
12. O. Yu. Gorobets and V. Yu. Gorobets, *Chaos, Solitons & Fractals*, **23**: 1121 (2005).
13. K. Yu. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.*, **96**: 067205 (2006).
14. M. J. Van Bael, L. Van Look, K. Temst, M. Lange, J. Bekaert, U. May, G. Guntherodt, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, *Physica C*, **332**: 12 (2000).
15. S. Neusser, G. Duerr, H. G. Bauer, S. Tacchi, M. Madami, G. Woltersdorf, G. Gubbiotti, C. H. Back, and D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.*, **105**: 067208 (2010).

16. Y. Otani, S. G. Kim, T. Kohda, K. Fukamichi, O. Kitakami, and Y. Shimada, *IEEE T. Magn.*, No. 34: 1090 (1998).
17. M. Kostylev, G. Gubbiotti, G. Carlotti, G. Socino, S. Tacchi, Ch. Wang, N. Singh, A. O. Adeyeye, and R. L. Stamps, *J. Appl. Phys.*, No. 103: 07C507 (2008).
18. A. I. Akhiezer, V. G. Bar'yakhtar, and S. V. Peletminskiy, *Spinovye Volny* [Spin Waves] (Moscow: Nauka: 1967) (in Russian).
19. V. V. Kulish, *Int J. Eng. Res. Sci.*, 3: 64 (2017).
20. E. B. Sonin, *Phys. Rev. B*, 95: 144432 (2017).