Металлофиз. новейшие технол. / Metallofiz. Noveishie Tekhnol.
2013, т. 35, № 5, сс. 583–593
Оттиски доступны непосредственно от издателя
Фотокопирование разрешено только
в соответствии с лицензией

Напечатано в Украине.

ЭЛЕКТРОННЫЕ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

PACS numbers: 75.10.Hk, 75.25.-j, 75.30.Ds, 75.30.Et, 76.20.+q

Згасаючі спінові хвилі в кубічному феромагнетику з врахуванням дисипативних процесів обмінної природи

О. Г. Данилевич

Інститут магнетизму НАН та МОН України,
бульв. Акад. Вернадського, 36[б],
03680, МСП, Київ-142, Україна

У роботі розглянуто згасаючі спінові хвилі в феромагнетику кубічної симетрії. Для опису згасання магнітних коливань використано дисипативну функцію у формі Бар'яхтара, що враховує дисипацію обмінної природи. Розраховано закони дисперсії спінових хвиль для основних станів кубічного феромагнетику. Одержано частоту коливань магнітного моменту феромагнетику вздовж свого рівноважного значення. На основі одержаних результатів зроблено кількісні розрахунки дисперсійних залежностей для сплаву з ефектом пам'яті форми NiMnGa. Результати виконаних досліджень показують, що дисипативні процеси обмінної природи можуть мати значний вплив на характер закону дисперсії спінових хвиль.

В работе рассмотрены затухающие спиновые волны в ферромагнетике кубической симметрии. Для описания затухания магнитных колебаний использована диссипативная функция в форме Барьяхтара, которая учитывает диссипацию обменной природы. Рассчитаны законы дисперсии спиновых волн для основных состояний кубического ферромагнетика. Получена частота колебаний магнитного момента ферромагнетика вдоль своего равновесного значения. На основе полученных результатов сделаны количественные расчеты дисперсионных зависимостей для сплава с эффектом памяти формы NiMnGa. Результаты выполненных исследований показывают, что диссипативные процессы обменной природы могут иметь значительное влияние на характер закона дисперсии спиновых волн.

The damping spin waves in the cubic ferromagnetic are studied. Dissipative function in Baryakhtar's form that takes in account the exchange dissipation is used to describe the damping of the magnetic oscillations. The spin-wave dispersion laws are calculated for the ground states of the cubic ferromagnetic. The frequency of the magnetic moment oscillations along its equilibrium value is obtained. The quantitative calculations of the dispersion relations for NiMnGa shape memory alloy are made on the basis of obtained results. The results of research show that the dissipative processes of exchange nature can have a significant effect on the dispersion of the spin waves.

Ключові слова: згасання спінових хвиль, закон дисперсії, обмінна взаємодія, кубічний феромагнетик, сплав з ефектом пам'яті форми.

(Отримано 21 грудня 2012 р.; остаточний варіант — 26 квітня 2013 р.)

1. ВСТУП

Високочастотні властивості магнітовпорядкованих матеріалів завжди викликають підвищений інтерес до себе, оскільки саме динамікою намагніченості в таких системах визначаються ті їх характеристики та параметри, що мають практичне значення.

Останнім часом підвищену увагу приділено тонкоплівковим структурам, а саме, феромагнітним наноплівкам. Спінові хвилі в таких феромагнітних плівках мають широкі можливості застосування для обробки та генерації НВЧ-сигналів. У зв'язку з цим суттєвим є розуміння характеру поведінки магнітних коливань у таких системах. Сучасні вимоги, що висуваються до розшифрування спектрів спін-хвильового резонансу, вказують на необхідність більш детального вивчення впливу на них різноманітних параметрів, і, в першу чергу, згасання в спіновій системі.

До недавнього часу в більшості робіт, що присвячені проблемі дисипації енергії магнітних коливань, використовувались моделі Ландау–Ліфшиця або Гільберта [1, 2]. Релаксаційні доданки представлені цими моделями дають змогу описувати згасання спінових хвиль внаслідок дисипативних процесів релятивістської природи, в той час як дисипація обмінної природи залишається неврахованою.

Сьогодні активно вивчаються багато систем, в яких обмінна взаємодія може відігравати суттєву роль у згасанні магнітних коливань. Одним з прикладів таких систем є матеріали з ефектом памяті форми, в яких обмінна взаємодія може бути досить великою внаслідок наявної неоднорідності — так званих двійникових структур. Магнітні моменти двійникових структур у таких плівках сильно зв'язані обмінною взаємодією [3], що може мати сильний вплив на характер закону дисперсії спінових хвиль. Дисипація обмінної природи також може виявитись досить високою в, так званих, багатопідґраткових магнетиках [4], де обмінна взаємодія стає сильною, завдяки різним напрямкам магнітних моментів підґраток.

Це і спонукало автора виконати дослідження спектрів згасаючих спінових хвиль з використанням феноменологічної моделі Бар'яхтара, що враховує дисипацію обмінної природи [5, 6].

2. ЗАКОН ДИСПЕРСІЇ ЗГАСАЮЧИХ СПІНОВИХ ХВИЛЬ

Розглянемо феромагнетик кубічної симетрії. Густину магнітної вільної енергії для нього можна записати в наступному вигляді [7]:

$$F_m = \frac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i}\right)^2 + \frac{\left(\mathbf{M}^2 - M_0^2\right)^2}{8\chi M_0^2} +$$
$$+\frac{K_1}{M_0^4}\left(M_x^2 M_y^2 + M_x^2 M_z^2 + M_y^2 M_z^2\right) + \frac{K_2}{M_0^6} M_x^2 M_y^2 M_z^2 - \mathbf{MH}, \tag{1}$$

де **M** та **H** — вектори намагніченості та напруженості зовнішнього магнітного поля, M_0 — намагніченість насичення, α — константа неоднорідної обмінної взаємодії, χ — поздовжня магнітна сприйнятливість (за порядком величини вона дорівнює $\chi \cong \mu M_0 / J$, де μ — магнетон Бора, J — обмінний інтеграл), K_1, K_2 константи магнітної анізотропії кубічного феромагнетику. Перший доданок у виразі (1) описує енергію обмінної взаємодії, що викликана неоднорідністю намагніченості зразка, другий доданок описує однорідну обмінну енергію, третій та четвертий доданки — це густина енергії анізотропії у випадку кубічної симетрії кристала, а енергію магнетика в зовнішньому магнітному полі (Зеєманівська енергія) описує останній доданок. Енергією розмагнічувальних полів знехтуємо, оскільки ми не розглядаємо конкретної форми феромагнітного зразка.

Для визначення основних станів кубічного феромагнетику за відсутності зовнішнього магнітного поля ($\mathbf{H} = 0$) зручно розглянути магнітний момент кристала в сферичній системі координат:

$$\begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = M_0 \begin{pmatrix} \sin\theta\cos\varphi \\ \sin\theta\sin\varphi \\ \cos\theta \end{pmatrix}, \tag{2}$$

де θ і φ — відповідно полярний і азимутальний кути сферичної системи координат. Тоді з умов мінімізації енергії (1) феромагнетику легко показати, що в основних станах кубічного феромагнетику азимутальний кут φ може приймати значення: $\varphi = 0$, $\varphi = \pm\pi/2$, $\varphi = \pm\pi/4$, $\varphi = \pm 3\pi/4$. Для спрощення ми розглянемо фази для яких $\varphi = 0$, до того ж полярний кут θ може приймати значення $\theta = 0$, $\theta = \pi/2$ або $\theta = \pi/4$. Оскільки в кубічному феромагнетику напрямки вздовж граней ґратки є еквівалентними, виконаємо розрахунки спектрів спінових хвиль для двох основних станів: фаза 1 ($\varphi = 0$, $\theta = 0$ або $\theta = \pi/2$), в якій магнітний момент спрямовано вздовж однієї з граней кубічної ґратки; фаза 2 ($\varphi = 0$, $\theta = \pi/4$) — магнітний момент спрямовано вздовж діагоналі бічної поверхні ґратки.

Врахування зовнішнього магнітного поля, яке ми будемо вважати постійним і направленим вздовж рівноважних напрямків магнітного моменту, призведе до корекції умов існування основних станів. Для фази 1 напрямок магнітного поля буде співпадати з осями z або x, відповідно до значень полярного кута $\theta = 0$ або $\theta = \pi/2$, і умова стійкості фази буде

$$HM_0 + 2K_1 > 0. \tag{3}$$

Для фази 2 магнітне поле буде знаходитись у площині $x0z$ і направлене вздовж кристалографічного напрямку [101]. Умова стійкості одночасно приймає наступний вигляд:

$$\begin{cases} HM_0 - 2K_1 > 0, \\ HM_0 + K_1 + \dfrac{K_2}{2} > 0. \end{cases} \tag{4}$$

Для того, щоб описати зміну магнітного моменту з часом та знайти закон дисперсії згасаючих спінових хвиль для основних станів кубічного феромагнетику скористаємось рівнянням Ландау–Ліфшиця з феноменологічним релаксаційним членом [1]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \left[\mathbf{M}\mathbf{H}^{\mathrm{eff}} \right] + \mathbf{R}, \tag{5}$$

де $\mathbf{H}^{\mathrm{eff}} = -\dfrac{\delta F}{\delta \mathbf{M}}$ — ефективне магнітне поле. Релаксаційний доданок у рівнянні (5) візьмемо у формі, запропонованій Бар'яхтаром [6]:

$$\mathbf{R} = \lambda_r \mathbf{H}^{\mathrm{eff}} - \lambda_e \frac{\partial^2 \mathbf{H}^{\mathrm{eff}}}{\partial x_i^2}, \tag{6}$$

де λ_r, λ_e — константи, що відповідно характеризують релятивістські та обмінні дисипативні процеси в магнетику. За даною моделлю до релаксаційного доданку повинні входити не константи, а тензорні величини, які визначаються симетрією кристала [6]. Однак, оскільки тензори, що входять до дисипативної функції у випадку кубічної симетрії мають діагональний вигляд, а їх компоненти для відповідних тензорів збігаються, то їх зручно замінити на відповідні константи.

У виразі (6) перший доданок обумовлений спін-спіновими та спін-орбітальними взаємодіями, тобто описує дисипативні процеси релятивістської природи, а другий доданок пов'язаний з неоднорідністю намагніченості кристала і відповідає за дисипацію обмінної природи. Неоднорідність намагніченості кристала може бути викликана декількома факторами: наближенням стану феромагнетику до спін-переорієнтаційного фазового переходу, неоднорідністю в кристалі та ін. Але, в усякому разі, неоднорідність розподілу магнітного моменту збільшується при збільшенні температури внаслідок збільшення температурних флуктуацій намагніченості. Таким чином, можна стверджувати, що релаксаційні константи обмінної природи залежать від температури: вони зростають при $T \to T_C$ та зменшуються при $T \to 0$.

Ми будемо розглядати малі адіабатичні коливання густини магнітного моменту **M** феромагнетиків [7]. Відповідно до цього можна записати, що

$$\mathbf{M}(\mathbf{r},t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(\mathbf{r},t), \tag{7}$$

де $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ — малі відхилення від рівноважного значення $\mathbf{M}_0$ внаслідок флуктуацій, а рівноважне значення вектора намагніченості зручно записати у формі (2), покладаючи одночасно кут $\varphi = 0$:

$$\begin{pmatrix} M_{0x} \\ M_{0y} \\ M_{0z} \end{pmatrix} = M_0 \begin{pmatrix} \sin\theta \\ 0 \\ \cos\theta \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Підставляючи вирази (7) та (8) в густину повної магнітної енергії феромагнетику та враховуючи, що зовнішнє магнітне поле знаходиться в площині $x0z$, можна одержати вираз для ефективного магнітного поля. Його зручно представити у формі суми

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H}_0^{\text{eff}} + \mathbf{H}_1^{\text{eff}},$$

де $\mathbf{H}_0^{\text{eff}}$ — частина ефективного магнітного поля нульового степеня за малими відхиленнями $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$, а $\mathbf{H}_1^{\text{eff}}$ — першого степеня за цими малими відхиленнями. У компонентній формі вони будуть мати наступний вигляд:

$$\begin{aligned} H_{0x}^{\text{eff}} &= H_x - \frac{2K_1 M_{0x} M_{0z}^2}{M_0^4} - \frac{M_{0x}(M_{0x}^2 + M_{0z}^2 - M_0^2)}{2M_0^2\chi}, \\ H_{0y}^{\text{eff}} &= 0, \\ H_{0z}^{\text{eff}} &= H_z - \frac{2K_1 M_{0x}^2 M_{0z}}{M_0^4} - \frac{M_{0z}(M_{0x}^2 + M_{0z}^2 - M_0^2)}{2M_0^2\chi}; \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned} H_{1x}^{\text{eff}} = \alpha\nabla^2 m_x &- \frac{2M_{0x}(m_x M_{0x} + m_z M_{0z}) + m_x(M_{0x}^2 + M_{0z}^2 - M_0^2)}{2M_0^2\chi} - \\ &- \frac{2K_1(2m_z M_{0x} M_{0z} + m_x M_{0z}^2)}{M_0^4}, \end{aligned} \tag{10}$$

$$H_{1y}^{\text{eff}} = \alpha\nabla^2 m_y - \frac{m_y(M_{0x}^2 + M_{0z}^2 - M_0^2)}{2M_0^2\chi} - \frac{2K_1 m_y(M_{0x}^2 + M_{0z}^2)}{M_0^4} - \frac{2K_2 m_y M_{0x}^2 M_{0z}^2}{M_0^6},$$

$$H_{1z}^{\text{eff}} = \alpha\nabla^2 m_z - \frac{2M_{0z}(m_x M_{0x} + m_z M_{0z}) + m_z(M_{0x}^2 + M_{0z}^2 - M_0^2)}{2M_0^2\chi} -$$

$$- \frac{2K_1(m_z M_{0x}^2 + 2m_x M_{0x} M_{0z})}{M_0^4}.$$

У кожному основному стані феромагнетику рівноважна частина ефективного магнітного поля H_0^{eff} повинна обернутися на нуль [6, 7]. Отже в рівнянні руху магнітного моменту її можна не враховувати. Підставляючи вирази для ефективного магнітного поля (10) та релаксаційного члена (6) в систему рівнянь руху компонентів магнітного моменту (5), лінеаризуючи їх та переходячи в цих рівняннях до компонентів Фур'є за часом та координатами для малих відхилень $m_i \sim \exp(-i(\omega t - \mathbf{kr}))$, одержуємо закони дисперсії спінових хвиль з урахуванням згасання для основних станів кубічного феромагнетику.

Фаза 1 ($\varphi = 0$, $\theta = 0$ або $\theta = \pi/2$): в цьому основному стані з рівності нулю виразу (9) можна одержати абсолютне значення магнітного моменту в рівноважному напрямку:

$$M_{0z}^2 = M_0^2 + 2HM_0\chi$$

або

$$M_{0x}^2 = M_0^2 + 2HM_0\chi, \tag{11}$$

внаслідок наявності малої поздовжньої магнітної сприйнятливості воно буде відрізнятись від M_0^2. Підставляючи вираз (11) в ефективне магнітне поле (10), одержуємо закон дисперсії згасаючих спінових хвиль для цього основного стану:

$$\omega_{1,2} = -i(\lambda_r + \lambda_e k^2)\left(\alpha k^2 + \frac{H}{M_0} + \frac{2K_1}{M_0^2} + \frac{4HK_1\chi}{M_0^3}\right) \pm$$

$$\pm \gamma M_0\left(\alpha k^2 + \frac{H}{M_0} + \frac{2K_1}{M_0^2} + \frac{4HK_1\chi}{M_0^3}\right). \tag{12}$$

Варто зазначити, що внаслідок малості поздовжньої магнітної сприйнятливості в формулі (12) можна знехтувати доданками пропорційними χ, і записати закон дисперсії в більш компактному вигляді:

$$\omega_{1,2} = -i(\lambda_r + \lambda_e k^2)\left(\alpha k^2 + \frac{H}{M_0} + \frac{2K_1}{M_0^2}\right) \pm$$

$$\pm \gamma M_0 \left(\alpha k^2 + \frac{H}{M_0} + \frac{2K_1}{M_0^2} \right) \equiv -i\Gamma_s(k) \pm \omega_s(k), \tag{13}$$

тут H — модуль вектора напруженості зовнішнього магнітного поля, k — модуль хвильового вектора. Перший доданок у цьому виразі характеризує згасання спінових хвиль $\Gamma_s(k)$, а другий $\omega_s(k)$ є власною частотою магнітних коливань у кубічному феромагнетику.

Використання релаксаційного доданка у формі Бар'яхтара, дає можливість описати і релаксацію намагніченості вздовж рівноважного напрямку магнітного моменту $\mathbf{M_0}$. З системи рівнянь (5) можна одержати ще одну частоту

$$\omega_3 = -i(\lambda_r + \lambda_e k^2)\left(\alpha k^2 + \frac{3H}{M_0} + \frac{1}{\chi} \right), \tag{14}$$

що характеризує коливання магнітного моменту феромагнетику вздовж свого рівноважного напрямку. Частота цих хвиль є повністю уявною, а отже вони — абсолютно згасаючі. В даному випадку, частота «підсилюється» внаслідок малої поздовжньої магнітної сприйнятливості (доданок $1/\chi$).

Фаза 2 ($\varphi = 0$, $\theta = \pi/4$): в даному випадку, прирівнюючи (9) до нуля, одержуємо:

$$M_{0x}^2 + M_{0z}^2 = \frac{M_0^2 + \sqrt{2}HM_0\chi}{M_0^2 + \sqrt{2}K_1\chi} M_0^2, \tag{15}$$

розкладаючи вираз (15) у ряд за малим параметром χ та підставляючи його в (10), одержуємо закон дисперсії згасаючих спінових хвиль:

$$\omega_{1,2} = -i(\lambda_r + \lambda_e k^2)\left(\alpha k^2 + \frac{H}{\sqrt{2}M_0} + \frac{(1-\sqrt{2})K_1}{2M_0^2} + \frac{K_2}{4M_0^2} \right) \pm$$

$$\pm \left\{ \gamma^2 M_0^2 \left(ak^2 + \frac{H}{\sqrt{2}M_0} - \frac{(2+\sqrt{2})K_1}{2M_0^2} \right)\left(ak^2 + \frac{H}{\sqrt{2}M_0} + \frac{(4-\sqrt{2})K_1}{2M_0^2} + \frac{K_2}{2M_0^2} \right) - \right.$$

$$\left. - \frac{(6K_1 + K_2)^2}{16M_0^4}(\lambda_r + \lambda_e k^2)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \equiv -i\Gamma_s(k) \pm \omega_s(k). \tag{16}$$

Варто зауважити, що частота активації спінових хвиль $\omega_s(k)$ у даному основному стані зменшується через затухання, що може значно змінювати характер магнітних коливань.

Релаксація величини намагніченості у фазі 2 описується виразом:

$$\omega_3 = -i(\lambda_r + \lambda_e k^2)\left(\alpha k^2 + \frac{3H}{\sqrt{2}M_0} + \frac{3(2-\sqrt{2})K_1}{2M_0^2} + \frac{1}{\chi}\right). \tag{17}$$

Коливання вздовж рівноважного напрямку намагніченості в даному основному стані є також абсолютно затухаючими, але, в цьому випадку, їх частота має не тільки обмінний характер, а й активується ще внаслідок магнітної анізотропії.

У частоти (14) та (17) входить доданок $1/\chi$, який через мале значення поздовжньої магнітної сприйнятливості є набагато більший за інші доданки, тому частоту коливань абсолютного значення магнітного моменту можна записати в єдиному вигляді для будь-якого основного стану:

$$\omega_m = -i(\lambda_r + \lambda_e k^2)\left(\alpha k^2 + 1/\chi\right). \tag{18}$$

Час релаксації рівноважного значення намагніченості буде визначатися формулою

$$\tau_m(k) = \frac{1}{i\omega_m} = \frac{1}{(\lambda_r + \lambda_e k^2)(\alpha k^2 + 1/\chi)}, \tag{19}$$

і для малих значень хвильового вектора буде пропорційним поздовжній магнітній сприйнятливості.

3. ДИСПЕРСІЙНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ДЛЯ СПЛАВУ З ЕФЕКТОМ ПАМ'ЯТІ ФОРМИ

Побудуємо одержані закони дисперсії (13) та (16) для фази 1 та фази 2 на прикладі матеріалу з ефектом пам'яті форми (рис. 1). Величи-

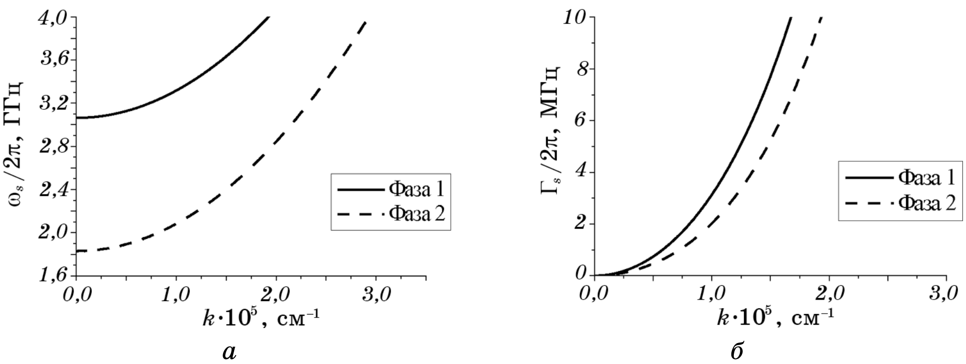

Рис. 1. Дисперсійна залежність: дійсної частини частоти спінових хвиль $\omega_s(k)$ (*а*) та уявної частини $\Gamma_s(k)$ частоти спінових хвиль (*б*). Величини констант згасання мають один порядок: λ_r, $\lambda_e \sim 10^{-3}$.

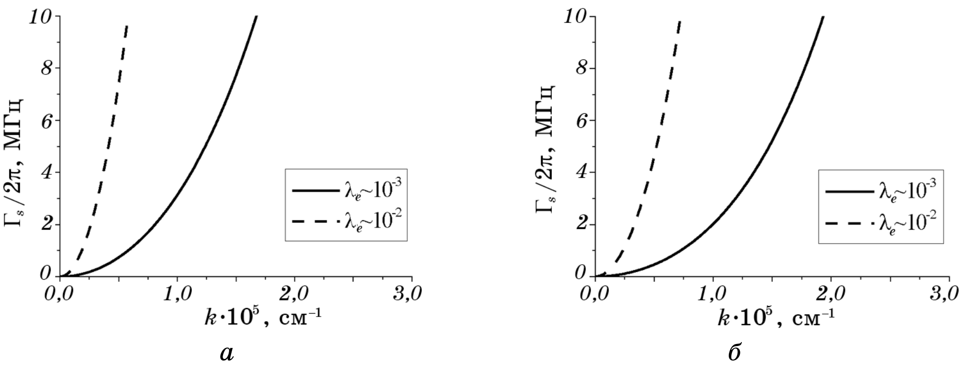

Рис. 2. Дисперсійна залежність згасання спінових хвиль $\Gamma_s(k)$: фаза 1 (*а*), фаза 2 (*б*).

ни констант, що входять до виразів (13) та (16), візьмемо для випадку сплаву NiMnGa. Оскільки він є одним з найбільш цікавих представників матеріалів з ефектом пам'яті форми на сьогоднішній день. У ньому в околі кімнатної температури відбувається мартенситне фазове перетворення — перехід з кубічної фази до тетрагональної [8]. В околі такого фазового переходу значно посилюється вплив пружної підсистеми на магнітні властивості кристала [9], що може призводити до виникнення неоднорідності намагніченості. Така неоднорідність, в свою чергу, обумовлює зростання обмінної енергії системи і появу відповідних дисипативних процесів.

Для сплаву такого типу добре відомі експериментальні значення констант анізотропії в кубічній фазі [10]: $K_1 = 2{,}7\cdot10^4$ ерг/см^3, $K_2 = -6{,}1\cdot10^4$ ерг/см^3, що відповідають фазі 1 та значення намагніченості насичення $M_0 = 600$ Гс. Значення константи неоднорідної обмінної взаємодії легко оцінити виходячи з виразу [7]: $\alpha \cong (k_B T_C A^2)/(\mu M_0)$, де $T_C = 360$ К — температура Кюрі, $A = 0{,}41\cdot10^{-8}$ см — відстань між магнітними атомами [10], μ — магнетон Бора, k_B — константа Больцмана. Зовнішнє магнітне поле повинно бути достатнім для того, щоб виконувалась умова (4) існування фази 2, а також відповідати умовам експериментальних досліджень, що, зазвичай, виконують на таких матеріалах, тому візьмемо $H = 1000$ Е.

Розглянемо, як себе поводитиме згасання спінових хвиль у випадку сильного впливу обмінної взаємодії у феромагнетику. В такому випадку обмінна константа згасання λ_e може на порядок перевищувати релятивістську λ_r [4]. На рисунку 2 побудовано дисперсійні залежності уявних частин частот (13) та (16) для обох випадків: коли обмінна та релятивістська дисипація одного порядку λ_r, $\lambda_e \sim 10^{-3}$ (суцільна лінія) та коли обмінна дисипація вища на порядок за величиною $\lambda_r \sim 10^{-3}$, $\lambda_e \sim 10^{-2}$ (штрихова лінія).

3. ОБГОВОРЕННЯ ТА ВИСНОВКИ

Використана в роботі модель опису згасання спінових хвиль дозволяє описувати дисипативні процеси як релятивістської, так і обмінної природи. Це може бути вкрай важливим при розгляді спінових хвиль в околах різних фазових перетворень, таких як спін-переорієнтаційні фазові переходи або мартенситні фазові перетворення.

З одержаних законів дисперсії спінових хвиль для основних станів кубічного феромагнетику видно, що їх дійсна частина має квадратичний ($\omega_s(k) \sim k^2$) характер, що знаходиться в повній відповідності до відомих результатів [1, 7], а уявна частина, яка характеризує згасання спінових хвиль, має більш високий степінь залежності від хвильового вектора $\Gamma_s(k) \sim k^4$. Це означає, що при досить високих значеннях хвильового вектора згасання спінових хвиль різко збільшується (див. рис. 1, *а*). Аналогічну залежність від хвильового вектора було одержано при мікроскопічному розрахунку релаксації обмінної природи в роботах [11, 12], тоді були враховані обмінні процеси при спін-спіновій взаємодії магнонів. Мікроскопічна теорія дає також можливість одержати пряму залежність згасання магнітних коливань від температури T/T_C. Розрахунки в наведеній роботі базуються на феноменологічній теорії спінових хвиль [1, 7] і дають можливість більш просто досліджувати довгохвильові спінові хвилі. Також феноменологічний підхід є незамінним при дослідженні нелінійних спінових коливань — магнітних солітонів.

Одержані результати показують, що обмінна взаємодія може значно впливати на характер закону дисперсії спінових хвиль, оскільки, збільшення обмінної дисипації на порядок за величиною призводить до помітного збільшення згасання спінових хвиль (див. рис. 2).

Використання релаксаційного доданка у формі Бар'яхтара дає також можливість описати релаксацію намагніченості вздовж рівноважного напрямку магнітного моменту $\mathbf{M}_0$, що було неможливо при використанні релаксаційних доданків у формі Ландау–Ліфшиця або Гільберта.

З виразу (18) видно, що коливання вздовж рівноважного напрямку є абсолютно згасаючими, та частота цих коливань значно підвищується за рахунок обмінної енергії. Це означає, що релаксація у феромагнетику має двосхідчастий характер [6]. На першому швидкому етапі внаслідок обмінної взаємодії встановлюється рівноважний розподіл намагніченості за величиною. Цей процес описується формулами (14) та (17) і характеризується малим часом релаксації (19). На другому, порівняно повільному етапі релаксації відбувається прецесія намагніченості навколо її рівноважного значення з частотою спінових хвиль і згасанням амплітуди спінових хвиль з часом релаксації $\tau_s(k) = 1/\Gamma_s(k)$, що описуються законами дисперсії (13) та (16). Викладені міркування про двосхідчастий характер процесу релаксації у феромагнетику справедливі не тільки для розглянутих фази 1 та фази 2, але й для будь-яких інших основних станів феромагнетику.

Автор висловлює щиру подяку академіку В. Г. Бар'яхтару за цінні обговорення та зауваження.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. L. D. Landau and E. M. Lifshits, *Phys. Zs. Sowjet.*, **8**: 153 (1935).
2. T. L. Gilbert, *Phys. Rev.*, **100**: 1243 (1955).
3. V. A. Chernenko, V. A. Lvov, V. Golub, I. R. Aseguinolaza, and J. M. Barandiarán, *Phys. Rev. B*, **84**: 054450 (2011).
4. J. H. Mentink, J. Hellsvik, D. V. Afanasiev, B. A. Ivanov, A. Kirilyuk, A. V. Kimel, O. Eriksson, M. I. Katsnelson, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.*, **108**: 057202 (2012).
5. В. Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ*, **87**, вып. 4: 1501 (1984).
6. В. Г. Барьяхтар, А. Г. Данилевич, *ФНТ*, **36**, № 4: 385 (2010).
7. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны* (Москва: Наука: 1967).
8. P. J. Webster, K. R. A. Ziebeck, S. L. Town, and M. S. Peak, *Phylos. Mag. B*, **49**: 295 (1984).
9. V. G. Bar'yakhtar, A. G. Danilevich, and V. A. L'vov, *Phys. Rev. B*, **84**: 134304 (2011).
10. R. Tickle and R. D. James, *J. Magn. Magn. Mater.*, **195**: 627 (1999).
11. F. G. Dyson, *Phys. Rev.*, **102**: 1217 (1956).
12. В. Н. Кащеев, М. А. Кривоглаз, *ФТТ*, **3**, № 5: 1541 (1961).