

О.Г. ДАНИЛЕВИЧ

Інститут магнетизму НАН та МОН України

(Бул'єв. Академіка Вернадського, 36-б, Київ 03142; e-mail: alek_tony@ukr.net)

ВПЛИВ МАГНІТОПРУЖНОЇ ВЗАЄМОДІЇ НА ПЕРШИЙ ПОПЕРЕЧНИЙ ЗВУК В ФЕРОМАГНЕТИКУ КУБІЧНОЇ СИМЕТРІЇ В ОКОЛІ МАРТЕНСИТНОГО ПЕРЕТВОРЕННЯ

УДК 539

Розраховано закони дисперсії зв'язаних магнітопружних хвиль для всіх основних станів феромагнетика кубічної симетрії. Показано, що магнітопружна взаємодія з першим поперечним звуком має місце для всіх рівноважних напрямків магнітного моменту. Отримані закони дисперсії показують, що коефіцієнт магнітопружної взаємодії залежить як від напрямку магнітного моменту феромагнетика, так і від напрямку хвильового вектора колективних коливань. На основі отриманих результатів зроблено кількісні розрахунки дисперсійних залежностей для сплаву NiMnGa з ефектом пам'яті форми. Отримані розрахунки показують, що зменшення пружного модуля призводить до помітного зростання магнітопружної взаємодії.

Ключові слова: магнітопружна взаємодія, закон дисперсії, кубічний феромагнетик, сплав з ефектом пам'яті форми, пружний модуль.

1. Вступ

Магнітопружні хвилі досліджуються вже впродовж багатьох років [1, 2], і феноменологічна модель їх опису добре розвинена [3, 4]. Але на сьогодні вивчення явища взаємодії магнітної та пружної підсистем набуває нової актуальності, що пов'язано з багаточисельними експериментами [5–8], які проводяться на магнітовпорядкованих системах, в котрих така взаємодія може бути досить великою. Добре відомо, що магнітопружна взаємодія збільшується з наближенням таких системи до спінореорієнтаційних фазових переходів [4, 9]. В результаті почалися активні дослідження зв'язаних магнітопружних хвиль при фазових перетвореннях іншого типу.

Останнім часом, так звані, структурні фазові переходи є об'єктами інтенсивних досліджень через їх визначальну роль у таких ефектах, як надпружність та пам'ять форми. Особливий інтерес викликають так звані “мартенситні перетворення” – структурні фазові переходи прешого роду з високосиметричної структури у низькосиметричну спотворену структуру, що існує при низьких температурах [5–8]. Для матеріалів, в яких мають місце такі фазові переходи, було відкрито явище

гігантської магнітострікції, що зумовлене різким зниженням пружної енергії в околі мартенситних перетворень [10]. Саме взаємодія магнітної підсистеми з пружними хвилями і відіграє головну роль у цьому явищі. У роботі [11] вже було розраховано вплив такої взаємодії на один з пружних модулів кубічного феромагнетика з ефектом пам'яті форми. Але експериментальні дані [5, 7] свідчать, що відповідні теоретичні розрахунки є вкрай необхідними і для інших пружних модулів, оскільки вони також зазнають помітних змін при мартенситних фазових переходах.

2. Закони дисперсії зв'язаних магнітопружних хвиль в кубічному феромагнетикі

Розглянемо феромагнетик кубічної симетрії. Для опису взаємодії спінових та пружних хвиль густину повної енергії кубічного кристала представимо у вигляді:

$$F = F_m + F_e + F_{me}. \quad (1)$$

Перший доданок у виразі (1) являє собою магнітну частину густини енергії, що у випадку кубічної симетрії має вигляд [3]:

$$F_m = \frac{\alpha}{2} \frac{\partial \mu}{\partial x_i} \frac{\partial \mu}{\partial x_k} + K_1 (\mu_x^2 \mu_y^2 + \mu_x^2 \mu_z^2 + \mu_y^2 \mu_z^2) +$$

$$+ K_2 \mu_x^2 \mu_y^2 \mu_z^2 - \mathbf{M}\mathbf{H}, \quad (2)$$

де α – константа неоднорідної обмінної взаємодії, K_1, K_2 константи магнітної анізотропії кубічного феромагнетика \mathbf{M} та \mathbf{H} – вектори намагніченості та зовнішнього магнітного поля, $\mu = \frac{\mathbf{M}}{M_0}$ – нормований вектор намагніченості (оскільки константи у виразі (2) мають розмірність енергії), M_0 – намагніченість насичення. Енергією розмагнічуючих полів у (2) знехтуємо, оскільки ми не розглядаємо конкретної форми феромагнітного зразка.

Густина енергії пружних деформацій має вигляд [12, 13]:

$$F_e = \frac{3}{2}(C_{11} + 2C_{12})u_1^2 + \frac{1}{6}C'(u_2^2 + u_3^2) + 2C_{44}(u_4^2 + u_5^2 + u_6^2). \quad (3)$$

Величини C_{11}, C_{12}, C_{44} і $C' = (C_{11} - C_{12})/2$ – пружні модулі другого порядку порядку кристала кубічної симетрії. Змінні $u_1 = \frac{1}{3}(E_{xx} + E_{yy} + E_{zz})$, $u_2 = \sqrt{3}(E_{xx} - E_{yy})$, $u_3 = (2E_{zz} - E_{xx} - E_{yy})$, $u_4 = \frac{1}{2}(E_{yz} + E_{zy})$, $u_5 = \frac{1}{2}(E_{xz} + E_{zx})$, $u_6 = \frac{1}{2}(E_{xy} + E_{yx})$, являють собою лінійні комбінації компонент тензора деформацій, що перетворюються за одновимірним (u_1), двовимірним (u_2, u_3) та тривимірним (u_4, u_5, u_6) незвідним представленням групи симетрії кристала.

Третій доданок в (1) являє густину енергії взаємодії магнітної та пружної підсистем [13]:

$$F_{me} = -\delta_0 u_1 (\mu_x^2 + \mu_y^2 + \mu_z^2) - \delta_1 \{ \sqrt{3} u_2 (\mu_x^2 - \mu_y^2) + u_3 (2\mu_z^2 - \mu_x^2 - \mu_y^2) \} - \delta_2 (u_4 \mu_y \mu_z + u_5 \mu_x \mu_z + u_6 \mu_x \mu_y), \quad (4)$$

де константи $\delta_0, \delta_1, \delta_2$ – описують магнітопружну взаємодію.

З умови мінімізації магнітної частини енергії легко показати, що в кубічному феромагнетикі у відсутності зовнішнього магнітного поля ($\mathbf{H} = 0$) існує три основних стани для вектора намагніченості: вздовж осі четвертого порядку $\mathbf{M} \parallel \langle 001 \rangle$ – “фаза 1”; вздовж діагоналі однієї з граней куба $\mathbf{M} \parallel \langle 101 \rangle$ – “фаза 2”; вздовж просторової діагоналі куба $\mathbf{M} \parallel \langle 111 \rangle$ – “фаза 3”; (всі інші можливі напрямки магнітного моменту є еквівалентними одному з зазначених). У реальних експериментах

[5–8] по дослідженню пружних та магнітних властивостей матеріалів напрямок зовнішнього магнітного поля збігається з одним із даних напрямків магнітного моменту, а величина \mathbf{H} є достатньо великою (~ 1000 Е), отже можна вважати, що рівноважне значення \mathbf{M} буде направлено вздовж одного з зазначених напрямків.

Ми будемо розглядати малі адіабатичні коливання густини магнітного моменту μ феромагнетика [3]. Відповідно до цього можна записати, що:

$$\mu(\mathbf{r}, t) = \mu_0 + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

де $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ – малі відхилення від рівноважного значення μ_0 внаслідок флуктуацій, а рівноважне значення вектора намагніченості буде відповідно мати компоненти: $\mu_0 = (0, 0, 1)$ – “фаза 1”; $\mu_0 = (\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, \frac{1}{\sqrt{2}})$ – “фаза 2”; $\mu_0 = (\frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{1}{\sqrt{3}})$ – “фаза 3”;

З умови $\partial F / \partial E_{ik} = 0$ можна отримати рівноважні значення E_{ik}^0 компонент тензора деформацій для основних станів кубічного феромагнетика, наведемо їх нижче для кожного основного стану кубічного феромагнетика. Отже компоненти тензора деформацій також можуть бути записані у вигляді суми однорідної частини та малих відхилень від неї:

$$E_{ik} = E_{ik}^0 + \varepsilon_{ik}. \quad (6)$$

Неоднорідна частина тензора пружних деформацій може бути виражена через вектор зміщень частинок \mathbf{U} за формулою [4]:

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right). \quad (7)$$

Для того, щоб знайти закони дисперсії зв’язаних магнітопружних хвиль для всіх основних станів кубічного феромагнетика скористаємось рівняннями динаміки для вектора намагніченості μ (рівняння Ландау–Ліфшица) та вектора зміщень частинок \mathbf{U} [3, 4]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mu \times \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (8)$$

$$\rho \ddot{\mathbf{U}} = -\frac{\delta F}{\delta \mathbf{U}}, \quad (9)$$

де $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta F}{\delta \mathbf{m}}$ – ефективне магнітне поле, γ – гіромагнітне співвідношення, ρ – густина.

Розкладемо густину повної енергії за степенями малих відхилень m_i і ε_{ik} та підставивши їх у рівняння (8) та (9) проведемо їх лінеарізацію.

Добре відомо [14], що в кристалі кубічної симетрії поширюються такі пружні хвилі: поздовжні хвилі $s_{l1}^2 = C_{11}/\rho$, $s_{l2}^2 = (C_{11} + C_{12} + 2C_{44})/2\rho$ – відповідно, перший та другий поздовжній звук; поперечні хвилі $s_{t1}^2 = C_{44}/\rho$, $s_{t2}^2 = C'/\rho$ – відповідно, перший та другий поперечний звук. Описати перший поперечний звук можливо при двох напрямках хвильового вектора пружних коливань [14]: вздовж осі четвертого порядку та вздовж діагоналі грані куба. Отже, для визначеності надалі розглянемо напрямки $\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle$ та $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$.

Перейдемо у (8) та (9) до компонент Фур'є по часу t та координатах \mathbf{r} для малих відхилень $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 \exp\{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)\}$, $\mathbf{U} = \mathbf{U}_0 \exp\{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)\}$, де ω – частота, а \mathbf{k} – хвильовий вектор колективних хвиль. Тоді рівняння (8) та (9) приводять до системи з 6-ти рівнянь для компонент векторів \mathbf{m}_0 та \mathbf{U}_0 . З умови рівності нулю визначника цієї системи отримаємо закони дисперсії зв'язаних магнітопружних хвиль, для основних станів кубічного феромагнетика.

Наведемо отримані результати для кожного основного стану.

Фаза 1: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 001 \rangle$.

Рівноважні значення компонент тензора деформацій в цьому основному стані мають вигляд

$$\begin{aligned} E_{xx}^0 = E_{yy}^0 &= \frac{\delta_0}{3(C_{11} + 2C_{12})} - \frac{2\delta_1}{C_{11} - C_{12}}, \\ E_{zz}^0 &= \frac{\delta_0}{3(C_{11} + 2C_{12})} + \frac{4\delta_1}{C_{11} - C_{12}}, \\ E_{xz}^0 = E_{zx}^0 = E_{yz}^0 = E_{zy}^0 = E_{xy}^0 = E_{yx}^0 &= 0. \end{aligned}$$

Випадок: $\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle$

$$\begin{aligned} (\omega^2 - s_{t1}^2 k^2)(\omega^2 - s_{l1}^2 k^2) &\left[(\omega^2 - s_{t1}^2 k^2) \times \right. \\ &\left. \times (\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m1}^2) - \delta_3^2 \left\{ \frac{\omega_{m1} \gamma^2 k^2}{4\rho} \right\} \right] = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Випадок: $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$

$$\begin{aligned} (\omega^2 - s_{t2}^2 k^2)(\omega^2 - s_{l2}^2 k^2) &\left[(\omega^2 - s_{t1}^2 k^2) \times \right. \\ &\left. \times (\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m1}^2) - \delta_3^2 \left\{ \frac{\omega_{m1} \gamma^2 k^2}{4\rho} \right\} \right] = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

У виразах (10) та (11) позначено: $\omega_{m1} = \alpha k^2/M_0^2 + H/M_0 + 2K_1/M_0^2 + 72\delta_1^2/M_0^2(C_{11} - C_{12})$.

Фаза 2: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 101 \rangle$.

Рівноважні значення компонент тензора деформацій:

$$\begin{aligned} E_{xx}^0 = E_{zz}^0 &= \frac{\delta_0}{3(C_{11} + 2C_{12})} + \frac{\delta_1}{C_{11} - C_{12}}, \\ E_{yy}^0 &= \frac{\delta_0}{3(C_{11} + 2C_{12})} - \frac{2\delta_1}{C_{11} - C_{12}}, \\ E_{xz}^0 = E_{zx}^0 &= \frac{\delta_2}{8C_{44}}, \\ E_{yz}^0 = E_{zy}^0 = E_{xy}^0 = E_{yx}^0 &= 0. \end{aligned}$$

Випадок: $\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle$

$$\begin{aligned} (\omega^2 - s_{t1}^2 k^2) &\left[(\omega^2 - s_{t1}^2 k^2)(\omega^2 - s_{l1}^2 k^2) \times \right. \\ &\left. \times (\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m2} \omega_{m3}) - \right. \\ &\left. - \delta_2^2 \left\{ \frac{36\omega_{m2} \gamma^2 k^2}{\rho} (\omega^2 - s_{t1}^2 k^2) \right\} - \right. \\ &\left. - \delta_3^2 \left\{ \frac{\omega_{m3} \gamma^2 k^2}{8\rho} (\omega^2 - s_{l1}^2 k^2) \right\} \right] = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Випадок: $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$

$$\begin{aligned} (\omega^2 - s_{t1}^2 k^2)(\omega^2 - s_{t2}^2 k^2)(\omega^2 - s_{l2}^2 k^2) &\times \\ &\times (\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m2} \omega_{m3}) - \delta_2^2 \left\{ \frac{18\omega_{m2} \gamma^2 k^2}{\rho} (\omega^2 - s_{t1}^2 k^2) \times \right. \\ &\left. \times (\omega^2 - \frac{(s_{l2}^2 + s_{t2}^2)}{2} k^2) \right\} - \delta_3^2 \left\{ \frac{3\omega_{m3} \gamma^2 k^2}{16\rho} (\omega^2 - s_{t2}^2 k^2) \times \right. \\ &\left. \times (\omega^2 - \frac{(s_{l2}^2 + 2s_{t1}^2)}{3} k^2) \right\} = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

У виразах (12) та (13) введено позначення:

$$\begin{aligned} \omega_{m2} &= \alpha k^2/M_0^2 + H/M_0 + K_1/M_0^2 + \\ &+ K_2/2M_0^2 + 36\delta_1^2/M_0^2(C_{11} - C_{12}) + \delta_2^2/8M_0^2 C_{44}, \\ \omega_{m3} &= \alpha k^2/M_0^2 + H/M_0 - \\ &- 2K_1/M_0^2 + \delta_2^2/4M_0^2 C_{44}. \end{aligned}$$

Фаза 3: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 111 \rangle$.

Рівноважні значення компонент тензора деформацій:

$$E_{xx}^0 = E_{yy}^0 = E_{zz}^0 = \frac{\delta_0}{3(C_{11} + 2C_{12})},$$

Коефіцієнт магнітопружної взаємодії з першим поперечним звуком для різних основних станів кубічного феромагнетика

Напрямок хвильового вектора	Фаза 1: $\mathbf{H} \mathbf{M} \langle 001 \rangle$ $\omega_{sw} = \gamma M_0 \omega_{m1}$	Фаза 2: $\mathbf{H} \mathbf{M} \langle 101 \rangle$ $\omega_{sw} = \gamma M_0 (\omega_{m2} \omega_{m3})^{1/2}$	Фаза 3: $\mathbf{H} \mathbf{M} \langle 111 \rangle$ $\omega_{sw} = \gamma M_0 \omega_{m4}$
$\mathbf{k} \langle 100 \rangle$	$\xi = \frac{\omega_{m1} \gamma^2 k^2}{4\rho}$	$\xi = \frac{\omega_{m3} \gamma^2 k^2}{8\rho}$	$\xi = \frac{\omega_{m4} \gamma^2 k^2}{9\rho}$
$\mathbf{k} \langle 110 \rangle$	$\xi = \frac{\omega_{m1} \gamma^2 k^2}{4\rho}$	$\xi = \frac{\omega_{m3} \gamma^2 k^2}{16\rho}$	$\xi = \frac{\omega_{m4} \gamma^2 k^2}{36\rho}$

$$E_{xz}^0 = E_{zx}^0 = E_{yz}^0 = E_{zy}^0 = E_{xy}^0 = E_{yx}^0 = \frac{\delta_2}{12C_{44}}.$$

Випадок: $\mathbf{k}||\langle 100 \rangle$

$$\begin{aligned} & (\omega^2 - s_{t1}^2 k^2) \left[(\omega^2 - s_{t1}^2 k^2)(\omega^2 - s_{l1}^2 k^2) \times \right. \\ & \times (\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m4}^2) - \delta_2^2 \left\{ \frac{32\omega_{m4} \gamma^2 k^2}{\rho} (\omega^2 - s_{t1}^2 k^2) \right\} - \\ & \left. - \delta_3^2 \left\{ \frac{\omega_{m4} \gamma^2 k^2}{9\rho} (\omega^2 - s_{l1}^2 k^2) \right\} \right] = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Випадок: $\mathbf{k}||\langle 110 \rangle$

$$\begin{aligned} & (\omega^2 - s_{t1}^2 k^2)(\omega^2 - s_{t2}^2 k^2)(\omega^2 - s_{l2}^2 k^2) \times \\ & \times (\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m4}^2) - \delta_2^2 \left\{ \frac{32\omega_{m4} \gamma^2 k^2}{\rho} \times \right. \\ & \times (\omega^2 - s_{t1}^2 k^2)(\omega^2 - \frac{(3s_{l2}^2 + s_{t2}^2)}{4} k^2) \left. \right\} - \\ & - \delta_3^2 \left\{ \frac{\omega_m \gamma^2 k^2}{12\rho} (\omega^2 - s_{t2}^2 k^2)(\omega^2 - \frac{(s_{l2}^2 + 2s_{t1}^2)}{3} k^2) \right\} - \\ & - \delta_2 \delta_3 \left\{ \frac{4\omega_m \gamma^2 k^2}{3\rho} (\omega^2 - s_{t1}^2 k^2)(\omega^2 - s_{t2}^2 k^2) \right\} = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

У виразах (14) та (15) позначено: $\omega_{m4} = \alpha k^2 / M_0^2 + H/M_0 - 4K_1/3M_0^2 - 4K_2/9M_0^2 + \delta_2^2/4M_0^2 C_{44}$.

Отже, вирази (10)–(15) являють собою закони дисперсії зв'язаних магнітопружних хвиль для феромагнетика кубічної симетрії в загальному вигляді. За структурою ці дисперсійні рівняння мають стандартний вигляд [3, 4], а при нехтуванні магнітопружною взаємодією ($\delta_i \rightarrow 0$) розпадаються на класичні закони дисперсії для спінових хвиль [3] та пружних хвиль в кубічних кристалах [14].

3. Перший поперечний звук для сплаву з ефектом пам'яті форми

Вплив магнітної підсистеми на перший поперечний звук і відповідно на пружний модуль C_{44} можна описати розглядаючи магнітоакустичний резонанс на частоті $\omega_{ph} = (C_{44}/\rho)^{1/2} k$. При цьому закони дисперсії (10)–(15) переходять у таке дисперсійне рівняння, що має загальний вигляд для всіх основних станів і напрямків хвильового вектора:

$$(\omega^2 - \omega_{ph}^2)(\omega^2 - \omega_{sw}^2) - \delta_2^2 \xi = 0, \quad (16)$$

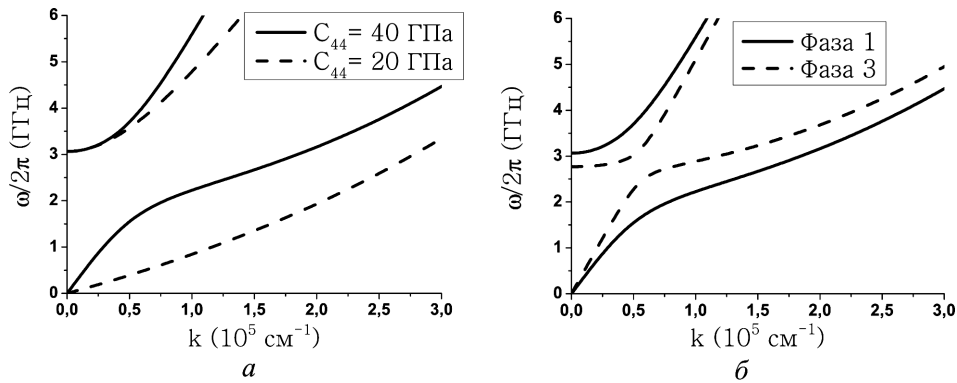
де ω_{sw} – частота спінових хвиль, ξ – коефіцієнт магнітопружної взаємодії. Значення цих величин залежать від напрямку магнітного моменту феромагнетика та напрямку хвильового вектора колективних хвиль і наведені в таблиці.

Розв'язок рівняння (16) має такий вигляд:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \omega_{ph}^2 + \omega_{sw}^2 \pm [4\xi\delta_2^2 + (\omega_{ph}^2 - \omega_{sw}^2)^2]^{1/2} \right\}. \quad (17)$$

Цей закон дисперсії складається з двох гілок: квазімагнетонної та квазіфонононої (див. рисунок). З (17) легко бачити, що при наближенні системи до магнітоакустичного резонансу $\omega_{sw} \rightarrow \omega_{ph}$ саме величини ξ та δ_2 визначають “розштовхування” квазімагнетонної та квазіфонононої гілки.

Для кількісної оцінки побудуємо отриманий закон дисперсії (17) для різних випадків на прикладі матеріала з ефектом пам'яті форми (див. рисунок). Величини констант, що входять до (17) візьмемо для випадку сплаву NiMnGa, оскільки саме цей сплав є одним з найбільш цікавих представників матеріалів з ефектом пам'яті форми на сьогоднішній день. В ньому в околі кімнатної температури відбувається мартенситне фазове перетворення – перехід з кубічної фази до тетрагональної [15].



Закон дисперсії магнітопружних хвиль: *a* – в основному стані $\mathbf{H}||\mathbf{M}||\langle 001 \rangle$ для двох значень модуля C_{44} , *b* – в основних станах $\mathbf{H}||\mathbf{M}||\langle 001 \rangle$ та $\mathbf{H}||\mathbf{M}||\langle 111 \rangle$ для $C_{44} = 40$ ГПа

При розрахунках для сплаву NiMnGa вибрані відомі експериментальні значення констант анізотропії в кубічній фазі (аустеніт) [16]: $K_1 = 2,7 \times 10^4$ ерг/см³, $K_2 = -6,1 \cdot 10^4$ ерг/см, що відповідають фазі 1, та значення намагніченості насичення $M_0 = 600$ Гс. Значення константи неоднорідної обмінної взаємодії можна оцінити виходячи з виразу [3]: $\alpha \cong (k_B T_c A^2 M_0) / \mu_B$, де $T_c = 360$ К – температура Кюрі [16], $A = 0,41 \cdot 10^{-8}$ см – відстань між магнітними атомами [16], μ_B – магнетон Бора, k_B – константа Больцмана. Зовнішнє магнітне поле повинно бути достатнім для того, щоб виконувались умови існування основних станів: $\omega_{mi} \geq 0$ (де $i = 1, 2, 3, 4$), а також відповідати умовам експериментальних досліджень, що зазвичай проводять на таких матеріалах, тому вибрано $H = 1000$ Е. Значення пружних модулів також взяті для випадку аустеніта $C_{44} = 40$ ГПа, $C' = 14$ ГПа [17]. Значення константи магнітопружної взаємодії δ_2 до сьогодні не оцінювалося. Виходячи з того, що вона має бути не меншою за δ_1 ($\delta_1 \sim 10^7$ ерг/см³ [13]), для більшої наглядності взято $\delta_2 \sim 10^9$ ерг/см³.

4. Обговорення та висновки

Розраховані закони дисперсії зв'язаних магнітопружних хвиль для феромагнетика кубічної симетрії (10)–(15) дають можливість оцінити вплив магнітної підсистеми на пружні властивості кристала, а саме на відповідні пружні модулі.

З отриманих законів дисперсії кубічного феромагнетика видно, що магнітопружна взаємодія з першим поперечним звуком має місце для всіх рівноважних напрямків магнітного моменту в кубі-

чному феромагнетика, на відміну від інших звукових мод [11].

Коефіцієнт магнітопружної взаємодії спінових хвиль та першого поперечного звуку ξ залежить від напрямку магнітного моменту феромагнетика (див. таблицю та рисунок, *b*). Найбільш сильно така взаємодія проявляється в основному стані $\mathbf{H}||\mathbf{M}||\langle 001 \rangle$. Також, виявляється, що у основних станах $\mathbf{H}||\mathbf{M}||\langle 101 \rangle$ та $\mathbf{H}||\mathbf{M}||\langle 111 \rangle$ коефіцієнт магнітопружної взаємодії залежить і від напрямку хвильового вектора колективних коливань (див. таблицю).

Колективні коливання спінових хвиль та першого поперечного звуку описуються дисперсійним рівнянням (17), що має однаковий характер для кожного напрямку магнітного моменту феромагнетика. З (17) випливає, що при різкому зменшенні пружного модуля C_{44} , значно зростає магнітопружна взаємодія. На рисунку *a* на прикладі сплаву NiMnGa показано, що зменшення пружного модуля C_{44} лише вдвічі вже призводить до значного “розштовхування” квазімагнітної та квазіфононної гілки закону дисперсії. Така поведінка квазіфононної моди стає причиною того, що при резонансних методах вимірювання можуть бути отримані ще більш занижені значення пружного модуля C_{44} .

Варто також зауважити, що використання форми запису (4) магнітопружної енергії дає можливість чітко визначити частину цієї енергії (тобто константу δ_i), що відповідає за взаємодію з певною звуковою модою (на відміну від класичної форми запису, що використовувалась, наприклад, у [4]). Аналіз законів дисперсії (10)–(15) показує, що в

них ніяким чином не входить константа δ_0 , а отже не враховується вплив рівноважної частини магнітопружної енергії. Дійсно, при розгляді динамічних явищ (наприклад, магнітопружний резонанс) вплив цього доданка не може бути врахований. Теоретична модель врахування впливу рівноважної частини магнітопружної енергії подана в роботі [18]. Константа δ_1 , характеризує вплив магнітної підсистеми на другий поперечний звук і відповідно на пружний модуль C' [11]. З (10) легко бачити, що як і було показано раніше [11], взаємодія з цією звуковою модою не може бути описана у фазі 1. Константа δ_2 , в свою чергу, характеризує вплив магнітної підсистеми на перший поперечний звук та модуль C_{44} .

Автор висловлює щире подяку академіку В.Г. Бар'яхтару та професору В.А. Львову за цінні обговорення та зауваження. Робота виконувалась при підтримці проектів: Національної Академії наук України (№ 0112U001009) та Міністерства Освіти і Науки України (№ 0112U001912).

1. C. Kittel, Phys. Rev. **110**, 836 (1958).
2. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, ЖЭТФ **35**, 228 (1958).
3. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, (Москва, Наука, 1967).
4. V.G. Baryakhtar and E.A. Turov, in *Spin waves and Magnetic Excitations*, edited by A.S. Borovik-Romanov and S.K. Sinha, (North Holland, Amsterdam, 1988), Pt. 2, p. 333.
5. V.A. Chernenko and V.V. Kokorin, in *Proc. of the International Conference on Martensitic Transformations 1992*, (Monterey Institute for Advanced Studies, 1993), p. 1205.
6. V.A. Chernenko, J. Pons, C. Seguí, and E. Cesari, Acta Materialia, **50**, 53 (2002).
7. L. Dai, J. Cullen, and M. Wuttig, J. Appl. Phys. **95**, 6957 (2004).
8. O. Heczko, H. Seiner, P. Sedláček, J. Korenek, and M. Landa, J. Appl. Phys. **111**, 07A929 (2012).
9. В.Г. Барьяхтар, Д.А. Яблонский, ФММ **43**, 645 (1977).
10. V.V. Kokorin and M. Wuttig, J. Magn. Magn. Mater. **234**, 25 (2001).
11. V.G. Bar'yakhtar, A.G. Danilevich, and V. A. L'vov, Ukr. J. Phys. **56**, №10, 1068 (2011).
12. J.K. Liakos and G.A. Saunders, Phil. Mag. A, **46**, 217 (1982).
13. V.A. L'vov, E. A. Gomonaž and V. A. Chernenko, J. Phys.: Condens. Matter, **10**, 4587 (1998).

14. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред* (Москва, Наука, 1987).
15. P.J. Webster, K.R.A. Ziebeck, S.L. Town, and M.S. Peak, Phys. Mag. B **49**, 295 (1984).
16. R. Tickle and R.D. James, J. Magn. Magn. Mater. **195**, 627 (1999).
17. L. Dai, J. Cui, and M. Wuttig, Proc. of SPIE **5053**, 595 (2003).
18. A.G. Danilevich and V. A. L'vov, J. Magn. Magn. Mater. **333**, 108 (2013).

Одержано 26.06.14

А.Г. Данилевич

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ПЕРВЫЙ ПОПЕРЕЧНЫЙ ЗВУК В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ КУБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ ВБЛИЗИ МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ

Резюме

Рассчитаны законы дисперсии связанных магнитоупругих волн для всех основных состояний ферромагнетика кубической симметрии. Показано, что магнитоупругое взаимодействие с первым поперечным звуком имеет место для всех равновесных направлений магнитного момента. Полученные законы дисперсии показывают, что коэффициент магнитоупругого взаимодействия зависит как от направления магнитного момента ферромагнетика, так и от направления волнового вектора коллективных колебаний. На основе полученных результатов сделаны количественные расчеты дисперсионных зависимостей для сплава NiMnGa с эффектом памяти формы. Полученные расчеты показывают, что уменьшение упругого модуля приводит к заметному росту магнитоупругого взаимодействия.

A. G. Danilevich

THE INFLUENCE OF MAGNETOELASTIC INTERACTION ON THE FIRST TRANSVERSE SOUND IN A FERROMAGNET OF CUBIC SYMMETRY IN A VICINITY OF THE MARTENSITIC TRANSFORMATION

Summary

The dispersion laws of coupled magnetoelastic waves have been calculated for all ground states of a ferromagnet with the cubic symmetry. It is shown that the magnetoelastic interaction with the first transverse sound takes place for all equilibrium directions of the magnetization vector. The obtained dispersion laws testify that the magnetoelastic interaction coefficient depends on the magnetization and wave vector directions. The quantitative calculations of the dispersion relations for the shape memory alloy Ni–Mn–Ga are made on the basis of the obtained results. The results of research demonstrate that a decrease in the elastic modulus gives rise to an appreciably stronger magnetoelastic interaction.