ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 4, № 3 (2000) с. 321–326

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 4, No. 3 (2000) p. 321–326

МІКРОСКОПІЧНА ТЕОРІЯ ПОВ'ЯЗАНИХ МАГНЕТОПРУЖНИХ ХВИЛЬ У ДВОВИМІРНИХ ФЕРОМАГНЕТИКАХ ПРИ ДОВІЛЬНІЙ ОРІЄНТАЦІЇ ХВИЛЬОВОГО ВЕКТОРА

Ю. Міцай, Ю. Фрідман, Д. Спірін
Таврійський національний університет ім. В. І. Вернадського
вул. Ялтинська, 4, Сімферополь, 95007, Україна

(Отримано 7 лютого 2000 р.)

У роботі досліджено спектри пов'язаних магнетопружних хвиль ізотропного двовимірного феромагнетика з урахуванням магнетодипольної взаємодії. Отримано спектри квазімагнонних і квазіфононних збуджень, з яких випливає, що швидкість поширення квазіпружних збуджень анізотропна щодо напрямку хвильового вектора.

Ключові слова: магнетопружна взаємодія, квазімагнон, квазіфонон, спектр.

PACS number(s): 75.30.Kz

I. ВСТУП

Технологічний проґрес останніх років викликає все більший і більший інтерес до вивчення тонких магнетних плівок. Це зумовлено не тільки розв'язуванням прикладних задач, але і багатьма незвичайними якостями, які притаманні цим об'єктам [1–4].

Проте дослідження тонких плівок вимагає врахування низки релятивістських взаємодій, вплив яких у тривимірних кристалах найчастіше нехтівно малий. Так, наприклад, добре відомо, що в двовимірних системах відсутній далекий магнетний порядок [5]. У праці [6] було показано, що врахування магнетодипольної взаємодії у двовимірному феромагнетику приводить до виникнення ненульового магнетного моменту і, відповідно, до існування не рівної нулеві температури Кюрі. Наявність магнетопружної взаємодії так само стабілізує далекий магнетний порядок у двовимірних магнетиках [7,8]. При цьому механізми стабілізації далекого магнетного порядку магнетодипольною й магнетопружною взаємодіями різноманітні: у першому випадку зменшення флюктуацій магнетного моменту зумовлено зміною закону дисперсії спінових хвиль із квадратичного (за хвильовим вектором) на кореневий, а в другому — появою в спектрі спінових хвиль додаткового доданка — магнетопружної щілини. Урахування магнетопружної взаємодії, крім усього іншого, приводить до гібридизації магнетних і пружних збуджень, тобто до виникнення в кристалі магнетопружної хвилі [9,10]. При цьому поляризацію, напрямок хвильового вектора $\mathbf{k}$, закон дисперсії магнетопружних хвиль знаходять ніби автоматично. Проте цілком очевидно, що у двовимірних або квазідвовимірних системах напрямок хвильового вектора відіграватиме визначальну роль у спектрах елементарних збуджень [6], що насамперед пов'язано із симетрійними властивостями системи.

У нашій роботі вивчено спектри пов'язаних магнетопружних хвиль двовимірного ізотропного гайзенберґівського феромагнетика з урахуванням магнетодипольної взаємодії.

II. ДИСПЕРСІЙНЕ РІВНЯННЯ ПОВ'ЯЗАННИХ МАГНЕТОПРУЖНИХ ХВИЛЬ

Гамільтоніян досліджуваної системи можна записати у вигляді:

$$H = -\frac{1}{2}\sum\left(J_{nn'}\delta_{\alpha\beta}+V_{nn'}^{\alpha\beta}\right)S_n^\alpha S_{n'}^\beta+\lambda\sum\left[\left(S_n^x\right)^2u_{xx}+\left(S_n^z\right)^2u_{zz}+\left(S_n^xS_n^z+S_n^zS_n^x\right)u_{xz}\right]$$
$$+\int dr\frac{E}{2\left(1-\sigma^2\right)}\left[u_{xx}^2+u_{zz}^2+2\sigma u_{xx}u_{zz}+2\left(1-\sigma\right)u_{xz}^2\right], \quad (1)$$

де $J_{nn'}$ — обмінний інтеґрал,

$$V_{nn'}^{\alpha\beta}=\left(g\mu\right)^2\left(3R_{nn'}^\alpha R_{nn'}^\beta-\delta_{\alpha\beta}R_{nn'}^2\right)R_{nn'}^{-5}, \quad (2)$$

— тензор дипольної взаємодії, S_n^α — спіновий оператор у вузлі n, α, $\beta=x,y,z$; λ — константа магнетопружної взаємодії; $u_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$ — симетрична частина тензора деформацій; E — модуль Юнґа; σ — коефіцієнт Пуассона.

У подальших обчисленнях ми будемо використовувати відомі значення тензора магнетодипольної взаємодії [6]:

$$V^{xx}(k)=\frac{A_0}{3}-k\Omega_0\sin^2\varphi_k,\ \ V^{yy}\left(k\right)=-\frac{2A_0}{3}+k\Omega_0,$$

$$V^{zz}\left(k\right)=\frac{A_0}{3}-k\Omega_0\cos^2\varphi_k,\ V^{xz}\left(k\right)=-k\Omega\frac{\sin 2\varphi_k}{2},$$

$$A_0=\frac{3}{2}(g\mu)^2\sum R^{-3},\ \Omega_0=\frac{2\pi(g\mu)^2}{v_2},$$

де v_2 — "об'єм" плоскої елементарної комірки, g — фактор Ланде, μ — магнетон Бора, $\mathbf{k}=(k_x,0,k_z)$ — двовимірний хвильовий вектор; φ_k — полярний кут вектора, який утворює $\mathbf{k}$ з віссю OZ.

У гамільтоніяні (1) враховані обмінна й магнетодипольна взаємодії — перший доданок; магнетопружна взаємодія — другий доданок і пружна енерґія системи. Як випливає з (1), двовимірність системи врахована як у пружній і магнетопружній енерґіях системи, так і в магнетодипольній енерґії.

Подальші обчислення зручніше проводити в техніці операторів Габбарда [11,12], що дозволяє точно врахувати релятивістські взаємодії. При цьому ми припускаємо існування феромагнетного порядку і приймемо напрямок спонтанного моменту за вісь OZ.

Для побудови операторів Габбарда виділимо з обмінної частини гамільтоніяна (1) середнє поле і одержимо одновузловий гамільтоніян $H_0\left(n\right)$:

$$H_0\left(n\right)=-J_zS_n^z+\lambda\left[\left(S_n^x\right)^2u_{xx}+\left(S_n^z\right)^2u_{zz}+\left(S_n^xS_n^z+S_n^zS_n^x\right)u_{xz}\right],\tag{3}$$

де $J_z=\langle S^z\rangle\left(J_0+V_0^{zz}\right)$.

У (3) врахований той факт, що $V_0^{xz}=V^{xz}(k=0)=0$.

Розв'язуючи з гамільтоніяном (3) одновузлову задачу, знаходимо енерґетичні рівні магнетного йона:

$$E_1=\frac{\lambda}{2}\left[u_{xx}^{(0)}+2u_{zz}^{(0)}\right]-\chi,$$

$$E_0=\lambda u_{xx}^{(0)},$$

$$E_{-1}=\frac{\lambda}{2}\left[u_{xx}^{(0)}+2u_{zz}^{(0)}\right]+\chi,\tag{4}$$

$$\chi^2=J_z^2+\left(\frac{\lambda}{2}u_{xx}^{(0)}\right)^2$$

і власні функції одновузлового гамільтоніяна:

$$\Psi\left(1\right)=\cos\delta|1\rangle+\sin\delta|-1\rangle,$$

$$\Psi\left(0\right)=|0\rangle,\tag{5}$$

$$\Psi\left(-1\right)=-\sin\delta|1\rangle+\cos\delta|-1\rangle.$$

Тут

$$\cos\delta=\frac{\lambda}{2\sqrt{(\chi-J_z)^2+\left(\frac{\lambda u_{xx}^{(0)}}{2}\right)^2}}u_{xx}^{(0)},$$

$u_{ij}^{(0)}$ — спонтанні деформації, що визначаються з умови мінімуму щільности вільної енерґії:

$$u_{xx}^{(0)}=-\frac{\lambda}{E}\frac{1-2\sigma}{2};\ \ u_{zz}^{(0)}=-\frac{\lambda}{E}\frac{2-\sigma}{2};\ \ u_{xz}^{(0)}=0.$$

На базисі власних функцій (5) одновузлового гамільтоніяна побудуємо оператори Габбарда [11, 12]:

$$X^{M'M}=|\Psi(M')\rangle\langle\Psi(M)|,$$

які описують перехід магнетного йона зі стану M' у стан M. Зв'язок спінових операторів з операторами Хаббарда має вигляд:

$$S_n^+=\sum_M\Gamma_\perp(M)H_n^M+\sum_\alpha\gamma_\perp(\alpha)X_n^\alpha,$$

$$S_n^-=\sum_M\Gamma_\perp^*(M)H_n^M+\sum_\alpha\gamma_\perp^*(-\alpha)X_n^\alpha,$$

$$S_n^z=\sum_M\Gamma_\parallel(M)H_n^M+\sum_\alpha\gamma_\parallel(\alpha)X_n^\alpha,$$

у нашому випадку:

$$S_n^+=\sqrt{2}\cos\delta\left(X_n^{10}+X_n^{0-1}\right)+\sqrt{2}\sin\delta\left(X_n^{01}-X_n^{-10}\right)$$

$$S_n^-=\left(S_n^+\right)^+,$$

$$S_n^z=\cos 2\delta\left(H_n^1-H_n^{-1}\right)-\sin 2\delta\left(X_n^{1-1}-X_n^{-11}\right).$$

Тут $H_n^M=X_n^{MM}$ — діягональні оператори Габбарда.

У термінах операторів Хаббарда одновузловий гамільтоніян H_0 має вигляд:

$$H_0=\sum\left(\mathbf{E}\mathbf{H}_n\right),$$

де вектори $\mathbf{E}$ і $\mathbf{H}_n$ будуються з енерґетичних рівнів магнетного йона і діягональних операторів Габбарда відповідно.

Зобразимо компоненти тензора деформацій у вигляді $u_{ij}=u_{ij}^{(0)}+u_{ij}^{(1)}$, де $u_{ij}^{(0)}$ — спонтанні деформації кристала, $u_{ij}^{(1)}$ — динамічна частина тензора деформацій, що описує коливання кристалічної ґратки, $u_{ij}^{(1)}$ пов'язаний з операторами породження $b_{k,\mu}^+$ і знищення $b_{k,\mu}$ фононів співвідношенням [13] :

$$u_{ij}^{(1)} = \frac{i}{2}\sum \frac{\exp(i\mathbf{kn})}{\sqrt{2mN\omega_\mu(k)}}\left(b_{k,\mu}+b_{-k,\mu}^{+}\right)\left(e_\mu^j k_i + e_\mu^i k_j\right),$$

де $\mathbf{k}$ — хвильовий вектор, $\mu=(l,t,\tau)$ — поляризація фонона, m — маса магнетного йона, N — число вузлів у ґратці, $\omega_\mu(k)=c_\mu k$ — закон дисперсії фононів, c_μ — швидкість μ — поляризованого звуку, $\mathbf{e}_\mu(k)$ — одиничний вектор поляризації фононів.

Виділяючи в гамільтоніяні (3) члени, пропорційні $u_{ij}^{(1)}$, і квантуючи їх відповідно до наведеної вище формули, одержимо гамільтоніян, що описує процеси трансформації магнонів у фонони і навпаки:

$$H_{tr} = \sum\left[\sum P_M H_n^M + \sum P_\alpha X_n^\alpha\right], \tag{6}$$

де

$$P_{M(\alpha)} = \frac{1}{\sqrt{N}}\sum\left(b_{k,\mu}+b_{-k,\mu}^{+}\right)T_n^{M(\alpha)}(k,\mu),$$

$T_n^{M(\alpha)}(k,\mu)$ — амплітуди трансформацій, які в нашому випадку мають вигляд:

$$\begin{aligned}
&T_n^{11}(k,\mu) = i\lambda T_n^0(k,\mu)\left(e_\mu^z k_z + \frac{1+\sin 2\delta}{2}e_\mu^x k_x\right), \quad T_n^{00}(k,\mu) = i\lambda T_n^0(k,\mu)e_\mu^x k_x,\\
&T_n^{-1-1}(k,\mu) = i\lambda T_n^0(k,\mu)\left(e_\mu^z k_z + \frac{1-\sin 2\delta}{2}e_\mu^x k_x\right),\\
&T_n^{01}(k,\mu) = T_n^{10}(k,\mu) = \frac{i}{4}\lambda T_n^0(k,\mu)\left(e_\mu^z k_x + e_\mu^x k_z\right)(\cos\delta - \sin\delta),\\
&T_n^{0-1}(k,\mu) = T_n^{-10}(k,\mu) = -\frac{i}{4}\lambda T_n^0(k,\mu)\left(e_\mu^z k_x + e_\mu^x k_z\right)(\cos\delta + \sin\delta),\\
&T_n^{1-1}(k,\mu) = T_n^{-11}(k,\mu) = \frac{1}{2}\lambda T_n^0(k,\mu)\, e_\mu^x k_x \cos 2\delta,
\end{aligned} \tag{7}$$

де $T_n^0(k,\mu) = \frac{\exp(i\mathbf{kn})}{\sqrt{2m\omega_\mu(k)}}$.

Добре відомо, [14], що спектри елементарних збуджень визначаються полюсами функції Ґріна, яку ми означимо таким чином:

$$G^{\alpha\alpha'}(n,\tau;n',\tau') = -\langle \hat{T} X_n^\alpha(\tau) X_{n'}^{\alpha'}(\tau')\rangle.$$

Тут $\hat{T}$ — оператор Віка, $X_n^\alpha(\tau) = \exp(H\tau)X_n^\alpha\exp(-H\tau)$ — оператор Габбарда в зображенні взаємодії. Усереднення проводимо з повним гамільтоніяном системи $H = H_{int}^{\perp} + H_{tr} + H_0$. Тут $H_{int}^{\perp}$ — "поперечна" частина обмінного гамільтоніяна, що в термінах операторів Габбарда виглядає так:

$$H_{int}^{\perp} = -\frac{1}{2}\sum X_n^\alpha \mathbf{C}(\alpha)\hat{A}_{nn'}\mathbf{C}^{+}(\beta)X_n^\beta, \tag{8}$$

вектор $\mathbf{C}(\alpha)$ і матриця $\hat{A}_{nn'}$ мають вигляд:

$$\mathbf{C}(\alpha) = \left(\gamma_{||}(\alpha), \gamma_\perp(\alpha), \gamma_\perp^*(-\alpha)\right),$$

$$\hat{A}_{nn'} = \begin{pmatrix} J_{nn'}+V_{nn'}^{zz} & \frac{V_{nn'}^{xz}}{2} & \frac{V_{nn'}^{xz}}{2} \\ \frac{V_{nn'}^{xz}}{2} & \frac{V_{nn'}^{xx}-V_{nn'}^{yy}}{4} & \frac{J_{nn'}}{2}+\frac{V_{nn'}^{xx}+V_{nn'}^{yy}}{4} \\ \frac{V_{nn'}^{xz}}{2} & \frac{J_{nn'}}{2}+\frac{V_{nn'}^{xx}+V_{nn'}^{yy}}{4} & \frac{V_{nn'}^{xx}-V_{nn'}^{yy}}{4} \end{pmatrix}. \tag{9}$$

Після нескладних, але досить громіздких математичних перетворень вдається одержати рівняння на повну функцію Ґріна [12], причому це рівняння — типу Ларкіна, але модифіковане шляхом урахування магнетопружної взаємодії. Завдяки розщепленні залежности від індексу α його вдається розв'язати і одержати дисперсійне рівняння пов'язаних магнетопружних хвиль:

$$\det \left|\left|\delta_{ij} + G_0^\alpha b\left(\alpha\right) a_{ip}\left(\alpha\right) A_{pj} + B^0\left(k,\mu,\mu\prime\right) T^{-\alpha}\left(k,\mu\right) G_0^\alpha b\left(\alpha\right) T^\beta\left(-k,\mu\prime\right) G_0^\beta b\left(\beta\right) a_{ip}\left(\alpha,\beta\right) A_{pj}\right|\right| = 0, \qquad (10)$$

де

$$a_{ik}\left(\alpha,\beta\right) = \left(\mathbf{C}^+\left(\alpha\right)\mathbf{C}\left(-\beta\right)\right)_{ik},$$

$$a_{ik}\left(\alpha\right) = a_{ik}\left(\alpha,\alpha\right),$$

$$Q_{\mu\mu\prime} = T^\alpha\left(-k,\mu\right) G_0^\alpha b\left(\alpha\right) T^{-\alpha}\left(k,\mu\prime\right),$$

$$B^0\left(k,\mu,\mu\prime\right) = \frac{D_\mu\left(k,\omega\right)}{1 - Q_{\mu\mu\prime} D_{\mu\prime}\left(k,\omega\right)},$$

$D_\mu\left(k,\omega\right) = \frac{2\omega_\mu(k)}{\omega^2-\omega_\mu^2(k)}$ — функція Ґріна μ–поляризованого фонона [13], амплітуди $T^\alpha\left(k,\mu\right)$ визначаються виразами (7).

III. СПЕКТРИ ПОВ'ЯЗАНИХ МАГНЕТОПРУЖНИХ ХВИЛЬ

Спектр квазімагнонів у загальному випадку і довгохвильовому наближенні (при $\alpha k^2 \ll b_0$, $\alpha = J_0 R_0^2$ R_0 — радіус взаємодії) має вигляд:

$$\epsilon^2\left(k\right) = \left(A_0 + b_0 + \alpha k^2\right)\left(\alpha k^2 + b_0 + k\Omega_0 \sin^2\varphi_k\right), \quad (11)$$

де $b_0 = \frac{3\lambda^2}{4E}$.

Отриманий вираз для спектра квазімагнонів відрізняється від спектра, одержаного в [6]

$$\epsilon^2\left(k\right) = \left(A_0 + \alpha k^2\right)\left(\alpha k^2 + \Omega_0 k \sin^2\varphi_k\right),$$

наявністю магнетопружної щілини $\sqrt{\left(A_0 + b_0\right) b_0}$. Таким чином, урахування магнетопружної взаємодії приводить до активації спектра квазімагнонів.

Коли $\mathbf{k} \,||\, OZ\ \left(\varphi_k = 0\right)$, вираз (11) набуває вигляду:

$$\epsilon^2\left(k\right) = \left(A_0 + b_0 + \alpha k^2\right)\left(b_0 + \alpha k^2\right).$$

При цьому відмінними від нуля компонентами одиничного вектора поляризації є e_l^z, e_t^x. Спектр t–поляризованих квазіфононів в аналізованій геометрії має вигляд:

$$\omega^2(k) = \omega_t^2\left(1 - \frac{a_0}{b_0 + \chi - \left(J_0 + A_0/3\right)}\right), \qquad (12)$$

де $a_0 \equiv \frac{\lambda^2}{2E}$.

Як випливає з формули (12), поперечно поляризовані квазіфонони активно взаємодіють із магнетною підсистемою, що позначається на перенормуванні швидкости поперечно поляризованого звуку. Поздовжньо поляризована хвиля в аналізованій геометрії з магнетною підсистемою не взаємодіє, що відображається у спектрі поздовжньо поляризованих квазіфононів:

$$\omega\left(k\right) = \omega_l\left(k\right).$$

Розглянемо тепер ситуацію, коли хвильовий вектор спрямований під кутом $\varphi_k = \frac{\pi}{2}$ до оси OZ ($\mathbf{k} \,||\, OX$). Вираз (11) набуде вигляду:

$$\epsilon^2(k) = (A_0 + b_0)(b_0 + k\Omega_0).$$

У загальному випадку довільного кута φ_k маємо (див. рис. 1):

$$\begin{aligned} &k_x = k\sin\varphi_k, \quad k_z = k\cos\varphi_k; \\ &e_l^x = \sin\varphi_k, \quad e_l^z = \cos\varphi_k; \\ &e_t^x = -\cos\varphi_k, \quad e_t^z = \sin\varphi_k \end{aligned} \qquad (13)$$

— лівополяризована звукова хвиля;

$$e_t^x = \cos\varphi_k, \quad e_t^z = -\sin\varphi_k$$

— правополяризована звукова хвиля.

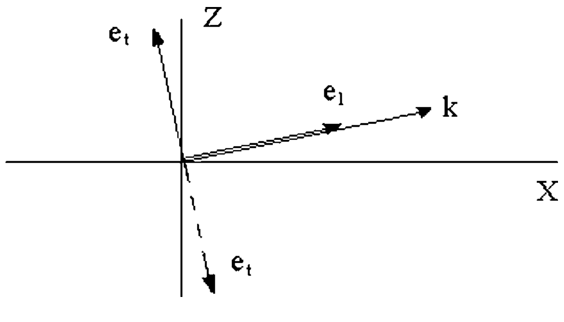

Рис. 1. Орієнтація хвильового вектора $\mathbf{k}$ у площині плівки.

Таким чином, у плівці поширюються не лінійно поляризовані звукові хвилі, а циркулярнополяризовані (ліво– і правополяризовані) магнетопружні збудження.

Квазіфононний спектр у цьому випадку має вигляд:

$$\omega^2(k) \equiv \omega_{ph}^2(k) \times \left[1 - a_0 \frac{\chi + b_0 \pm 1/2(2\chi + b_0)\sin 4\varphi_k}{b_0(\chi + b_0)}\right]. \qquad (14)$$

Тут $\omega_{ph} = ck$, знак "+" відповідає лівополяризованим квазіпружним збудженням, а знак "−" — правополяризованим. З формули (14) легко побачити, що звукові коливання збуджуються тільки за умови:

$$-\frac{2(b_0 - a_0)(\chi + b_0)}{a_0(2\chi + b_0)} < \sin 4\varphi_k < \frac{2(b_0 - a_0)(\chi + b_0)}{a_0(2\chi + b_0)}. \qquad (15)$$

У наближені, коли $b_0 \ll \chi$, одержуємо:

$$\omega^2(k) = \omega_{ph}^2(k)\left[1 - \frac{a_0}{b_0}(1 \pm \sin 4\varphi_k)\right]. \qquad (16)$$

З виразу (16) можна одержати значення кутів φ_k, при яких існують або тільки лівополяризовані акустичні хвилі (суцільна лінія на рис. 2), або тільки правополяризовані (пунктирна лінія на рис. 2).

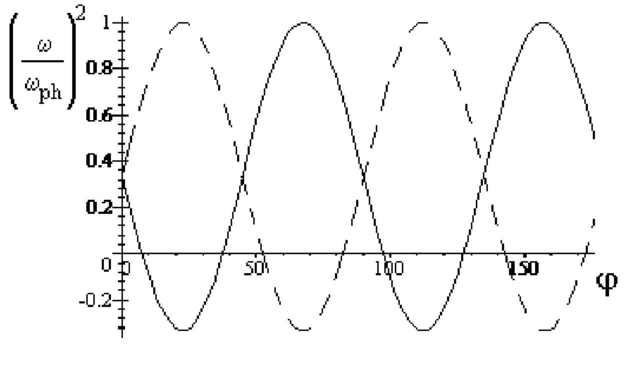

Рис. 2. Кутова залежність спектрів ліво– і правополяризованих квазіфононів.

IV. ВИСНОВКИ

Таким чином, урахування магнетопружної взаємодії посилює анізотропію швидкостей поширення квазіпружних коливань. Як випливає з виразів (15) і (16), цей ефект, в основному, визначається пружними і магнетопружними константами системи.

Необхідно відзначити, що аналогічні результати були отримані в працях [15,16], у яких досліджували магнетопружні хвилі в кубічних тривимірних кристалах в околі орієнтаційних фазових переходів. Принципова відмінність наших результатів від результатів [15,16] полягає в тому, що навіть на певній віддалі від точки фазового переходу швидкість звуку є істотно анізотропною, і ця анізотропія визначається симетрією досліджуваної системи. На перший погляд, це твердження здається несправедливим, оскільки первісно в модель системи не закладена магнетокристалічна анізотропія. Проте енерґія магнетопружної взаємодії має таку саму структуру (за спіновими змінними), що й однойонна анізотропія. Таким чином, в аналізованій системі магнетопружна взаємодія відіграє роль ефективної анізотропії. Як уже відзначено раніше, саме магнетопружний зв'язок приводить до анізотропії швидкости звуку (див., наприклад, вирази (15) і (16)).

[1] L. M. Falicov, D. T. Pierce, S. D. Bander, R. Gronsky, K. B. Hathaway, H. J. Hopster, D. N. Lambeth, S. S. P. Parkin, G. Prinz, M. Salamon, I. K. Schutter, H. J. Victora, J. Mater. Res. **5**, 1299 (1990).

[2] W. Durr, D. Ktrkmann, D. Pescia, Int. J. Mod. Phys. B **4**, 401 (1990).

[3] D. Pescia, M. Stampanioni, G. L. Bona, A. Vaterlaus, R. F. Willis, F. Meier, Phys. Rev. Lett. **58**, 2126 (1987).

[4] M. Stampanioni, A. Vaterlaus, M. Aeschlimmann, F. Meier, Phys. Rev. Lett. **59**, 2483 (1987).

[5] N. Mermin, H. Wagner, Phys. Rev. Lett. **17**, 1133 (1966).

[6] С. В. Малеев, Журн. эксп. теор. физ. **70**, 2344 (1976).

[7] Б. А. Иванов, Е. В. Тартаковская, Письма Журн. эксп. теор. физ. **63**, 792 (1996).

[8] Ю. Н. Мицай, Ю. А. Фридман, Д. В. Спирин, К. Н. Алексеев, Ученые записки Симферопольского гос. ун–та **7 (46)**, 139 (1998).

[9] А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны* (Наука, Москва, 1967).

[10] Е. А. Туров, В. Г. Шавров, Укр. фіз. журн. **140**, 429 (1983).

[11] Р. О. Зайцев, Журн. эксп. теор. физ. **68**, 207 (1975).

[12] Ю. Н. Мицай, Ю. А. Фридман, Теор. мат. физ. **81**, 263 (1988).

[13] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика. Ч. 1* (Наука, Москва, 1976).
[14] Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Скрябин, *Статистическая механика магнитоупорядоченных систем* (Наука, Москва, 1987).
[15] Е. А. Туров, А. А. Луговой, В. Д. Бучельников, Ю. А. Кузавко, В. Г. Шавров, О. В. Ян, Физ. мет. металлов. **66**, 12 (1988).
[16] Р. М. Вахитов, В. В. Гриневич, Физ. мет. металлов. **79**, 168 (1995).

THE MICROSCOPIC THEORY OF COUPLED MAGNETOELASTIC WAVES IN TWO–DIMENSIONAL FERROMAGNETS AT ARBITRARY ORIENTATION OF A WAVE VECTOR

Yu. Mitsay, Yu. Fridman, D. Spirin
V. I. Vernadskii Tavriis'kyi National University,
4 Yaltyns'ka Str., Simferopil, UA–95007, Ukraine

In the paper the spectra of coupled magnetoelastic waves of an isotropic ferromagnet with the account of dipolar interaction are investigated. From the spectra of quasimagnon and quasiphonon excitations it follows that the propagation velocity of quasielastic excitations depends on the direction of a wave vector.