АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2004, том 50, № 2, с. 170–176

УДК 537.634.2.001

ВРАЩАТЕЛЬНО-ИНВАРИАНТНАЯ ТЕОРИЯ ЗАТУХАНИЯ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КУБИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

© 2004 г. Р. М. Вахитов, В. Р. Хусаинова*

Башкирский государственный университет
450074 Уфа, Фрунзе 32
E-mail: vakhitovrm@bsu.bashedu.ru

**Башкирский государственный педагогический университет*
450000 Уфа, Октябрьской революции 3А

Поступила в редакцию 14.05.2002 г.

В рамках вращательно-инвариантной теории исследуется влияние релаксации намагниченности на спектр магнитоакустических волн в кубическом ферромагнетике с наведенной вдоль [011] одноосной анизотропией. Выявлено, что учет вращательно-инвариантных слагаемых дает вклад в скорости распространения и затухания магнитоупругих волн, усиливая степень их анизотропии. Установлено, что среди связанных волн различного типа релаксационными в области потери устойчивости магнитных фаз становятся только квазизвуковые моды. Показано также, что учет диссипации и вращательной инвариантности влияет на акустическое двулучепреломление, причем последний фактор приводит к дополнительному слагаемому в выражении для сдвига фаз.

Известно, что многие магнитоупругие (МУ) эффекты существенно усиливаются по мере приближения магнетика к точке спин-переориентационного фазового перехода (СПФП) [1, 2]. В частности, исследования показывают, что при учете диссипативных процессов в магнитной подсистеме все типы МУ-волн, как квазимагнонные, так и квазифононные, являются слабозатухающими. В то же время в окрестности СПФП они могут стать и чисто релаксационными [3], что в некоторой степени объясняет причины того, что явление полного смягчения квазизвука вблизи СПФП [4], предсказанного ранее теоретически [1], экспериментально не обнаружено. С другой стороны, из ряда работ [2, 5] следует, что учет вращательно-инвариантных вкладов приводит к дополнительному проявлению МУ-связи, что в свою очередь обуславливает появление новых магнитоакустических эффектов. С этой точки зрения представляет интерес рассмотрение явления затухания МУ-волн в рамках вращательно-инвариантной теории.

Рассмотрим распространение МУ-волн в кубическом ферромагнетике с наведенной одноосной анизотропией (НОА) в случае, когда легкая ось НОА совпадает с [011] (пластина (011)). Такая ситуация является достаточно распространенной и может иметь место в эпитаксиальных (011)-ориентированных пленках ферритов-гранатов [6, 7], в пленках интерметаллических соединений типа $DyFe_2$ [8] и т.д. В рассматриваемом магнетике НОА разбивается на две компоненты: перпендикулярную (K_u) и ромбическую (K_p), что приводит к усложнению картины СПФП [9]. В частности, из ориентационной фазовой диаграммы пластины (011) следует, что в ней возможно существование девяти магнитных фаз, три из которых симметричные ($\Phi_{[011]}$, $\Phi_{[001]}$, $\Phi_{[01\bar{1}]}$), а шесть – дисимметричные [10], причем пять из них являются угловыми, а шестая – фазой общего вида. В данной работе будут рассматриваться случаи, когда магнетик находится в состоянии, соответствующем одной из симметричных фаз.

1) $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H} \parallel [011]$. Условие устойчивости для данной фазы определяется соотношениями [11]

$$\begin{gathered} 2K_1^* - 2(K_u - 2\pi M_s^2) - 2K_p - M_s H \le 0, \\ K_1^* + \frac{1}{2}K_2 + 2(K_u - 2\pi M_s^2) + M_s H \ge 0, \end{gathered} \tag{1}$$

где

$$K_1^* = K_1 + \frac{B_1^2}{C_2} - \frac{B_2^2}{2C_{44}}. \tag{2}$$

Соответствующий термодинамический потенциал задачи, учитывающий вращательно-инвариантные слагаемые, примет вид [2]:

$$E = A\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_i}\right)^2 - (\mathbf{MH}) + \frac{1}{8\pi}H_{\text{dip}}^2 + H_1 m_y^2 + H_2 m_x^2 +$$
$$+ 2B_{me1} m_y \varepsilon_{yz} + 2B_{me2} m_x \varepsilon_{xz} - 2H_{me1} m_y \omega_{yz} -$$

$$-2H_{me2}m_x\omega_{xz} + H_{e1}\omega_{yz}^2 + H_{e2}\omega_{xz}^2 + H_{e3}\omega_{yx}^2 + \\ + \frac{1}{2}C_{11}\varepsilon_{xx}^2 + \frac{1}{2}C_1\varepsilon_{yy}^2 + \frac{1}{2}C_4\varepsilon_{zz}^2 + 2C_{44}\varepsilon_{yx}^2 + 2C_2\varepsilon_{yz}^2 + \\ + 2C_5\varepsilon_{xz}^2 + C_3\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} + C_6\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} + C_7\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} - \\ - 2C_8\varepsilon_{yx}\omega_{yx} - 2B_{e1}\varepsilon_{yz}\omega_{yz} - 2B_{e2}\varepsilon_{xz}\omega_{xz}, \tag{3}$$

где $H_1 = -K_1^* + (K_u - 2\pi M_s^2) + K_p + M_sH/2 + B_1^2/C_2$, $H_2 = (2K_1^* + K_2)/4 + (K_u - 2\pi M_s^2) + M_sH/2 + B_2^2/(2C_{44})$, A, B_i, C_{ij} – константы, соответственно, обменного взаимодействия, МУ-связи и упругости, K_1, K_2 – первая и вторая константы кубической анизотропии, m_i – компоненты единичного вектора намагниченности $\mathbf{m}$ ($\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, M_s – намагниченность насыщения), $\mathbf{H}$ – внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{\text{dip}}$ – размагничивающее поле, которое находится из уравнений магнитостатики

$$\operatorname{div}(\mathbf{H}_{\text{dip}} + 4\pi\mathbf{M}) = 0, \quad \operatorname{rot}\mathbf{H}_{\text{dip}} = 0. \tag{4}$$

Здесь

$$\left.\begin{matrix}\varepsilon_{ij}\\ \omega_{ij}\end{matrix}\right\} = \frac{1}{2}\left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \pm \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right] \tag{5}$$

– тензоры деформаций и локальных поворотов. Для однородного состояния магнетика компоненты тензора деформаций примут вид

$$\varepsilon_{xx}^0 = \frac{B_1C_{12}^0}{D}, \quad \varepsilon_{yy}^0 = \frac{B_2}{4C_{44}^0} - \frac{B_1C_{11}^0}{2D}, \\ \varepsilon_{zz}^0 = -\frac{B_2}{4C_{44}^0} - \frac{B_1C_{11}^0}{2D}, \tag{6}$$

где

$$D = C_2^0(C_{11}^0 + 2C_{12}^0), \quad C_2^0 = (C_{11}^0 - C_{12}^0),$$

$$B_{me1} = B_1[1 + (\varepsilon_{yy}^0 + \varepsilon_{zz}^0)/2],$$

$$B_{me2} = B_2[1 + (\varepsilon_{xx}^0 + \varepsilon_{zz}^0)/2],$$

$$H_{me1} = H_1 - B_1(\varepsilon_{yy}^0 - \varepsilon_{zz}^0)/2,$$

$$H_{me2} = H_2 - B_2(\varepsilon_{xx}^0 - \varepsilon_{zz}^0)/2,$$

$$H_{e1} = H_1 - B_1(\varepsilon_{yy}^0 - \varepsilon_{zz}^0) + C_2^0(\varepsilon_{yy}^0 - \varepsilon_{zz}^0)^2/2,$$

$$H_{e2} = H_2 - B_2(\varepsilon_{xx}^0 - \varepsilon_{zz}^0) + C_{44}^0(\varepsilon_{xx}^0 - \varepsilon_{zz}^0)^2/2,$$

$$H_{e3} = C_{44}^0(\varepsilon_{xx}^0 - \varepsilon_{yy}^0)/2,$$

$$C_{11} = C_{11}^0(1 + \varepsilon_{xx}^0)^2, \quad C_1 = 2C_1^0(1 + \varepsilon_{yy}^0)^2,$$

$$C_1^0 = (C_{11}^0 + C_{12}^0 + 2C_{44}^0)/4, \quad C_4 = 2C_1^0(1 + \varepsilon_{zz}^0)^2,$$

$$C_{44} = C_{44}^0[1 + (\varepsilon_{xx}^0 + \varepsilon_{yy}^0)/2]^2,$$

$$C_2 = C_2^0[1 + (\varepsilon_{yy}^0 + \varepsilon_{zz}^0)/2]^2/2,$$

$$C_5 = C_{44}^0[1 + (\varepsilon_{xx}^0 + \varepsilon_{zz}^0)/2]^2,$$

$$C_3 = C_3^0(1 + \varepsilon_{yy}^0)(1 + \varepsilon_{zz}^0),$$

$$C_3^0 = (C_{11}^0 + C_{12}^0 - 2C_{44}^0)/2,$$

$$C_6 = C_{12}^0(1 + \varepsilon_{xx}^0)(1 + \varepsilon_{yy}^0),$$

$$C_7 = C_{12}^0(1 + \varepsilon_{xx}^0)(1 + \varepsilon_{zz}^0),$$

$$C_8 = C_{44}^0(\varepsilon_{xx}^0 - \varepsilon_{yy}^0)[1 + (\varepsilon_{xx}^0 + \varepsilon_{yy}^0)/2],$$

$$B_{e1} = [B_1 - C_2^0(\varepsilon_{yy}^0 - \varepsilon_{zz}^0)][1 + (\varepsilon_{yy}^0 + \varepsilon_{zz}^0)/2],$$

$$B_{e2} = [B_2 - C_{44}^0(\varepsilon_{xx}^0 - \varepsilon_{zz}^0)][1 + (\varepsilon_{xx}^0 + \varepsilon_{zz}^0)/2],$$

C_{ij}^0 – равновесные значения параметров упругости [2].

Из анализа дисперсионных соотношений, описывающих связанные колебания упругой и спиновой подсистем [1], следует, что в длинноволновом приближении, когда волновой вектор $\mathbf{k} \parallel [011]$, имеем

$$\omega_1 = \omega_{11}, \quad \omega_2 = \{[\omega_s^2 - r^2(\omega_{s1} - \omega_{s2})^2/4]^{1/2} + \\ + ir(\omega_{s1} + \omega_{s2})/2\}/(1 + r^2), \\ \omega_3 = \omega_{t1}\sqrt{1 - \xi_1} + ir\omega_{t1}^2\{\omega_{s1}\xi_1(1 - \xi_1)(s_{t1}^2 - s_{t2}^2) + \\ + \omega_{s2}(\xi_1 - \xi_2)[s_{t1}^2(1 - \xi_1) - s_{t2}^2]\}/\{2\omega_s^2 \times \\ \times [s_{t1}^2(1 - \xi_1) - s_{t2}^2(1 - \xi_2)]\}, \\ \omega_4 = \omega_{t2}\sqrt{1 - \xi_2} + ir\omega_{t2}^2\{\omega_{s2}\xi_2(1 - \xi_2)(s_{t2}^2 - s_{t1}^2) + \\ + \omega_{s1}(\xi_2 - \xi_1)[s_{t2}^2(1 - \xi_2) - s_{t1}^2]\}/\{2\omega_s^2 \times \\ \times [s_{t2}^2(1 - \xi_2) - s_{t1}^2(1 - \xi_1)]\}, \tag{7}$$

где $\omega_{l1} = s_{l1}k$, $s_{l1} = \sqrt{C_4/\rho}$, $\omega_s = \sqrt{\omega_{s1}\omega_{s2}}$, $\omega_{s1} = 2\gamma H_1/M_s + \omega_k$, $\omega_{s2} = 2\gamma H_2/M_s + \omega_k$, $\omega_k = 2\gamma Ak^2/M_s$, $\omega_{t1}^2 = \omega_{t1}'^2 + \omega_{t1}''^2$, $\omega_{t1}'^2 = [H_{e1} - 2B_{e1}]k^2/(2\rho)$, $\omega_{t1}''^2 = C_2k^2/\rho$, $\omega_{t2}^2 = \omega_{t2}'^2 + \omega_{t2}''^2$, $\omega_{t2}'^2 = [H_{e2} - 2B_{e2}]k^2/(2\rho)$, $\omega_{t2}''^2 = C_5k^2/\rho$, $\xi_1 = \gamma[H_{me1} - B_{me1}]^2/(\rho M_s s_{t1}^2\,\omega_{s1})$, $\xi_2 = \gamma[H_{me2} - B_{me2}]^2/(\rho M_s s_{t2}^2\,\omega_{s2})$, $s_{t1} = \omega_{t1}/k$, $s_{t2} = \omega_{t2}/k$, γ –

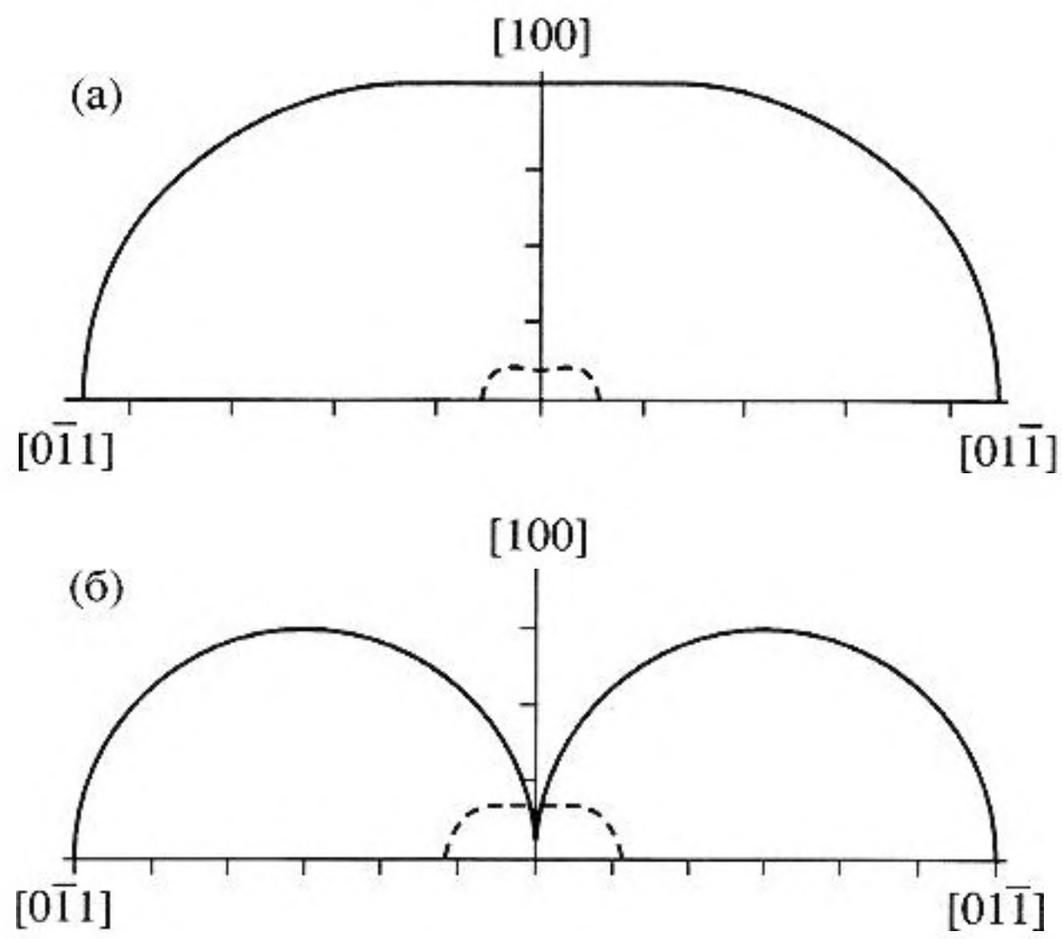

Рис. 1. Сечение поверхности скоростей квазиупругих волн для $Sm_3Fe_5O_{12}$ [19] вдали от СПФП (а) и в точке СПФП, совпадающей с точкой компенсации (б); сплошная линия соответствует реальной части, штриховая – мнимой.

гиромагнитное отношение, r – безразмерный параметр затухания магнитной подсистемы, ρ – плотность кристалла.

Необходимо отметить, что каждому из решений соответствуют два типа волн с одинаковыми значениями частот, но распространяющимися в противоположных направлениях. Как видно из полученных соотношений, продольные упругие колебания не взаимодействуют со спиновыми волнами, а связанными оказываются лишь поперечные колебания. Следует отметить, что скорости этих волн перенормируются в результате учета вращательной инвариантности в энергии, что согласуется с [2], причем ω_{l1}, ω''_{t1}, ω''_{t2} – частоты продольного и поперечного звуков, которые не зависят от степени близости системы к точке потери устойчивости. Первое решение (ω_1) соответствует продольной волне, второе (ω_2) описывает колебания квазимагнонов, третье и четвертое ($\omega_{3,4}$) – колебания квазифононов, где за мнимую часть отвечает релаксационная составляющая частоты.

В точке СПФП ($\xi_{1,2} \longrightarrow 1$) ω_2 соответствует затухающим колебаниям вектора намагниченности, а другие две моды становятся чисто релаксационными квазиупругими волнами, которые описываются выражениями

$$\omega_3 = ir(\omega'^2_{t1} + \omega''^2_{t1})\frac{1}{2\omega_{s1}}, \quad \omega_4 = ir(\omega'^2_{t2} + \omega''^2_{t2})\frac{1}{2\omega_{s2}}. \quad (8)$$

Поправками к упругим и МУ-константам порядка $B/C \approx 10^{-5}$–10^{-6}, создаваемыми магнитострикционными деформациями, будем далее пренебрегать, что позволит оставлять члены, обусловленные только вращательной инвариантностью. Тогда частоты ω_{l1}, ω''_{t1}, ω''_{t2} будут соответствовать чисто упругим колебаниям [12], а ω'_{t1}, ω'_{t2} будут представлять вклад от вращательно-инвариантной теории. Причем последние при приближении к точке СПФП будут уменьшаться. Таким образом, учет вращательной инвариантности приводит к возникновению дополнительных слагаемых в релаксационной части частоты ($\mathrm{Im}\,\omega_{3,4}$) квазиупругих мод, а те в свою очередь – к увеличению скорости затухания МУ-волн. Кроме того, он также вносит вклад в параметр МУ-связи, который, однако, в точке СПФП становится исчезающе малым ($\xi_{1,2} \longrightarrow 1$).

В случае распространения МУ-колебаний в плоскости (011) их спектр имеет вид

$$\omega_{1,2} = \{[\omega_{\mathrm{I}}^2 + \omega_{\mathrm{II}}^2 \pm \pm\sqrt{(\omega_{\mathrm{I}}^2 - \omega_{\mathrm{II}}^2)^2 + 4C_{11}C_{44}k^4\sin^2 2\alpha/\rho^2}]/2\}^{1/2},$$
$$\omega_4 = \sqrt{\omega_{t\mathrm{I}}^2(1-\tilde{\xi}_1)\sin^2\alpha + \omega_{t\mathrm{II}}^2(1-\tilde{\xi}_2)\cos^2\alpha} + + ir(\omega_{t\mathrm{I}}^2\tilde{\xi}_2\tilde{\omega}_{s2}\sin^2\alpha + \omega_{t\mathrm{II}}^2\tilde{\xi}_1\tilde{\omega}_{s1}\cos^2\alpha)/(2\tilde{\omega}_s^2), \quad (9)$$

где $\omega_{\mathrm{I}}^2 = (C_{11}\cos^2\alpha + [H_{e3} + 2C_8 + 2C_{44}]\sin^2\alpha/2)k^2/\rho$, $\omega_{\mathrm{II}}^2 = ([H_{e3} - 2C_8 + 2C_{44}]\cos^2\alpha/2 + C_1^0\sin^2\alpha)k^2/\rho$, $\omega_{t\mathrm{I}}^2 = \omega'^2_{t\mathrm{I}} + \omega''^2_{t1}$, $\omega'^2_{t\mathrm{I}} = [H_{e1} + 2B_{e1}]k^2/(2\rho)$, $\omega_{t\mathrm{II}}^2 = \omega'^2_{t\mathrm{II}} + \omega''^2_{t2}$, $\omega'^2_{t\mathrm{II}} = [H_{e2} + 2B_{e2}]k^2/(2\rho)$, $\tilde{\omega}_s = \sqrt{\tilde{\omega}_{s1}\tilde{\omega}_{s2}}$, $\tilde{\omega}_{s1} = \omega_{s1} + 4\pi\gamma M_s\sin\alpha$, $\tilde{\omega}_{s2} = \omega_{s2} + 4\pi\gamma M_s\cos\alpha$, $\tilde{\xi}_1 = \gamma[H_{me1} + B_{me1}]^2/(\rho M_s s_{t\mathrm{I}}^2\tilde{\omega}_{s1})$, $\tilde{\xi}_2 = \gamma[H_{me2} + B_{me2}]^2/(\rho M_s s_{t\mathrm{II}}^2\tilde{\omega}_{s2})$, $s_{t\mathrm{I}} = \omega_{t\mathrm{I}}/k$, $s_{t\mathrm{II}} = \omega_{t\mathrm{II}}/k$, α – угол между вектором $\mathbf{k}$ и осью [100].

Здесь и ниже, частоты $\omega_{1,2}$ по характеру соответствуют смешанному типу МУ-волн, являющихся гибридом продольных и поперечных колебаний, и лишь при распространении вдоль определенной кристаллографической оси они разбиваются на чисто продольную и поперечную, которые не связаны со спиновой подсистемой. Частота ω_3 соответствует квазимагнонной моде для случая $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{k} \parallel [011]$, только при этом необходимо произвести замену $\omega_s \longrightarrow \tilde{\omega}_s$, $\omega_{s1,2} \longrightarrow \tilde{\omega}_{s1,2}$, $\xi_{1,2} \longrightarrow \tilde{\xi}_{1,2}$. Решение ω_4 является мягкой квазиупругой модой, по которой и происходит данный СПФП.

На рис. 1 показана зависимость скорости МУ-волн от направления их распространения. Как видно из этих рисунков, скорость квазифононов анизотропна, что связано с неодинаковым вкладом упругого и МУ взаимодействий в различных кристаллографических направлениях. Смягчение моды для реальной и мнимой частей (здесь под мнимой частью скорости подразумевается скорость затухания квазифононов) (рис. 1а) максимально в направлении оси [100]. При этом по мере приближения к линии потери устойчивости фазы, граничащей с угловой фазой $\Phi^{I}_{<}$ [9], степень анизотропии возрастает, и в окрестности СПФП в направлении [100] имеет место максимальное смягчение квазизвука (в этом случае полное смягчение квазизвука, т.е. $\mathrm{Re}\,\omega_{5,6} = 0$, а также наибольшее усиление затухания (рис. 1б) [13], будет наблюдаться лишь в магнетиках, в которых точка СПФП совпадает с точкой компенсации [15]). Если магнетик находится в других условиях, т.е. также в окрестности СПФП, но СПФП, имеющего место между другими фазами (в частности $\Phi_{[011]}$ и $\Phi^{III}_{<}$), то уже в направлении [100] смягчение звука будет минимальным, в то время как симметрия анизотропии затухания остается неизменной. В связи со сказанным отметим следующие моменты. Во-первых, графики на рис. 1 получены для $Sm_3Fe_5O_{12}$ при выполнении вышеназванных специфических условий (совпадение точки компенсации с линией СПФП), которые в нем могут иметь место, если еще предположить, что НОА индуцирована внешними упругими напряжениями [16]. Для пластин подобного типа, когда НОА разбивается на две компоненты, экспериментально наблюдали анизотропию затухания в плоскости пленки, которая была выявлена по угловой зависимости параллельно направленного внешнего магнитного поля [7]. Причем уширение линии ферромагнитного резонанса определялось зависимостью параметра затухания от эффективного поля магнитной анизотропии. Необходимо отметить также работу [17], где рассматривались кристаллы Mn–Zn шпинели с ориентацией (011) и была обнаружена сильная анизотропия скорости распространения и затухания звука, вызванная упругим и МУ-взаимодействиями. Различие скоростей квазипоперечных волн (~40%) с различной поляризацией объясняется высокой упругой анизотропией кристалла. Кроме того, в работах [18, 19] в тех же материалах было выявлено, что максимальное затухание ультразвука наблюдается в области СПФП. В этих работах исследовалось затухание продольных и поперечных акустических волн с частотами 5–30 МГц. В работе [18] получены температурные зависимости коэффициента затухания и было показано, что максимальное затухание звука будет

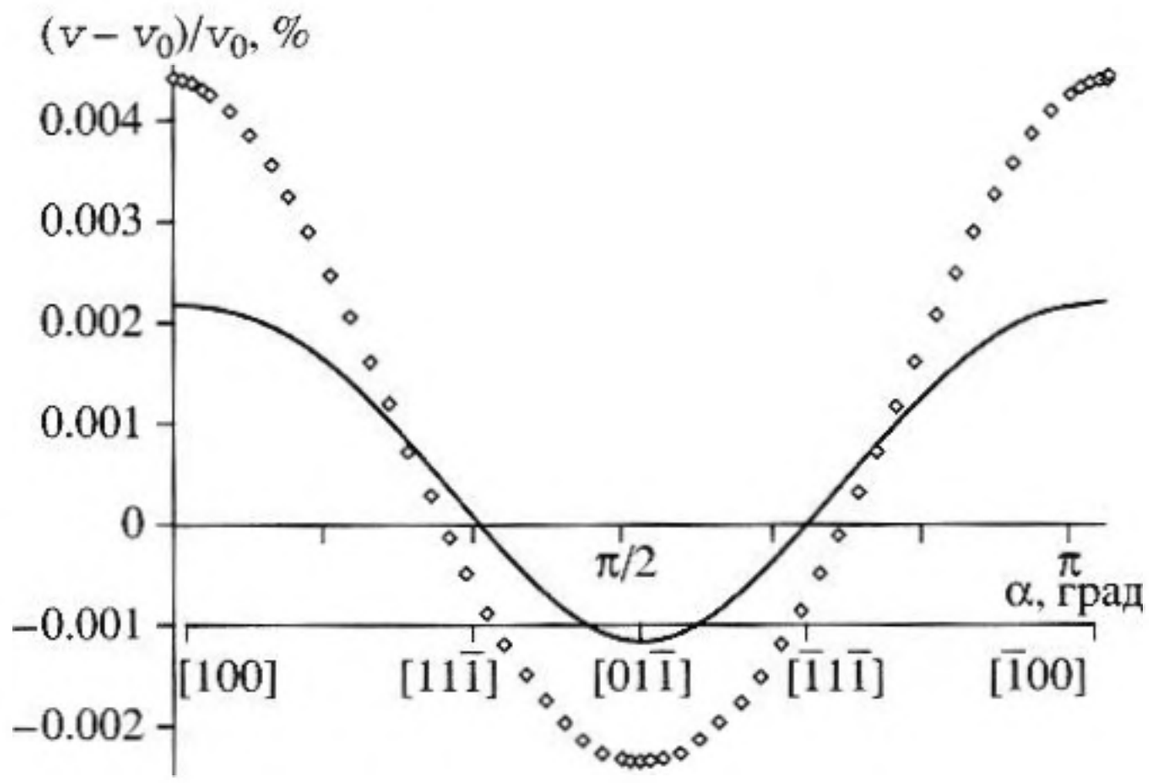

Рис. 2. Вклад вращательной инвариантности на скорость распространения и затухания квазиупругих волн для $Sm_3Fe_5O_{12}$ [19]. Здесь v_0 – скорость квазизвука без учета вращательно-инвариантных членов, а v – с учетом; сплошная линия соответствует реальной части вклада, значки – мнимой.

наблюдаться вдоль кристаллографических направлений [100] и [011]. В [19] в кристаллах такого же состава, но выращенных двумя разными методами, было обнаружено резкое возрастание затухания продольных ультразвуковых волн в направлениях [100] и [111].

В рассматриваемом случае учет вращательно-инвариантных членов в термодинамическом потенциале также приводит к анизотропии распространения МУ-волн в магнетике (рис. 2). Причем, как следует из расчетов максимальное проявление данного эффекта наблюдается в направлении оси [100], а минимальное – в направлении [01$\bar{1}$]. В то же время из рис. 2 видно, что вклад вращательной инвариантности для магнетиков типа железо-иттриевый гранат мал; он может стать существенным лишь в материалах с гигантской магнитострикцией [20, 21].

В данной ситуации также будет иметь место эффект, связанный с изменением поляризации поперечной МУ-волны с линейной на эллиптическую при ее прохождении через образец, находящийся в магнитном поле **H**, ориентированном перпендикулярно направлению распространения и под углом $\varphi = \pi n/2$ ($n \in Z$) к плоскости поляризации волны, т.е. эффект акустического двулучепреломления [22]. В этом случае упругая поперечная волна может быть представлена как сумма двух составляющих со смещениями вдоль каждого из этих направлений (перпендикулярно и параллельно полю **H**). Волна, поляризованная вдоль [011], не взаимодействует со спиновой модой, а поляризованная вдоль [01$\bar{1}$] – тесно с ней

связана. Это приводит к сдвигу фаз, величина которого на единицу длины есть

$$\psi = \psi_1 + \psi_2, \tag{10}$$

где $\psi_1 = \omega(s_{t2}^{-1} - s_{t1}^{-1})$, $\psi_2 = \dfrac{\omega\xi_2}{2s_{t2}}\dfrac{\omega_s^2}{\omega_s^2 - (1+r^2)\omega^2}$.

Без учета вращательной инвариантности $\psi_1 = 0$ и тогда выражение для ψ совпадет с [12]. В случае, если затухание считать малым по величине, т.е. $r \ll 1$, то ψ совпадет с результатами работы [23].

2) $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H} \parallel [100]$. Условие устойчивости для данной фазы [11]

$$\begin{gathered} K_1^* - 2(K_u - 2\pi M_s^2) + M_s H \geq 0, \\ 2K_1^* + 2K_p + M_s H \geq 0. \end{gathered} \tag{11}$$

В этом случае термодинамический потенциал имеет вид

$$\begin{gathered} E = A\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_i}\right)^2 - (\mathbf{MH}) + \frac{1}{8\pi}H_{\text{dip}}^2 + H_1' m_z^2 + H_2' m_y^2 + \\ + 2B_{me2}(m_y\varepsilon_{xy} + m_z\varepsilon_{zx}) - 2H_{me1}' m_z\omega_{zx} - \\ - 2H_{me2}' m_y\omega_{yx} + H_{e1}'\omega_{zx}^2 + H_{e2}'\omega_{yx}^2 + \frac{1}{2}C_{11}\varepsilon_{xx}^2 + \\ + \frac{1}{2}C_1(\varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2) + 2C_5(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{xz}^2) + 2C_2\varepsilon_{yz}^2 + \\ + C_3\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} + C_7\varepsilon_{xx}(\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) - 2B_{e2}'(\varepsilon_{xy}\omega_{yx} + \varepsilon_{xz}\omega_{zx}), \end{gathered} \tag{12}$$

где $H_1' = 2\pi M_s^2 - K_u + M_s H/2 + K_1^* + B_2^2/(2C_{44})$, $H_2' = K_p + M_s H/2 + K_1^* + B_2^2/(2C_{44})$, $H_{me1}' = H_1' - B_2(\varepsilon_{yy}^0 - \varepsilon_{xx}^0)/2$, $H_{me2}' = H_2' - B_2(\varepsilon_{yy}^0 - \varepsilon_{xx}^0)/2$, $H_{e1}' = H_1' - B_2(\varepsilon_{yy}^0 - \varepsilon_{xx}^0) + C_{44}^0(\varepsilon_{yy}^0 - \varepsilon_{xx}^0)^2/2$, $H_{e2}' = H_2' - B_2(\varepsilon_{yy}^0 - \varepsilon_{xx}^0) + C_{44}^0(\varepsilon_{yy}^0 - \varepsilon_{xx}^0)^2/2$, $B_{e2}' = [B_2 - C_{44}^0(\varepsilon_{yy}^0 - \varepsilon_{xx}^0)][1 + (\varepsilon_{yy}^0 + \varepsilon_{xx}^0)/2]$.

Для данного случая в основном состоянии магнетика компоненты тензора деформации примут вид

$$\varepsilon_{xx}^0 = -\frac{B_1(C_{11}^0 + C_{12}^0)}{D}, \quad \varepsilon_{yy}^0 = \varepsilon_{zz}^0 = \frac{B_1 C_{12}^0}{D}. \tag{13}$$

Исследование дисперсионного соотношения для направления $\mathbf{k} \parallel [100]$ показывает, что здесь ситуация аналогична случаю $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H} \parallel [011]$ ($\mathbf{k} \parallel [011]$), т.е. $\omega_1 = \omega_{l2}$, а ω_2, ω_3 и ω_4 соответствуют решениям для случая $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{k} \parallel [011]$, только с учетом замены: $\omega_s \longrightarrow \omega_s'$, $\omega_{s1,2} \longrightarrow \omega_{s1,2}'$, $\xi_{s1,2} \longrightarrow \xi_{s1,2}'$, $\omega_{t1} \longrightarrow \omega_{t3}$, $\omega_{t2} \longrightarrow \omega_{t4}$, где $\omega_{l2} = \sqrt{C_{11}/\rho}\,k$, $\omega_{t3}^2 = \omega_{t3}'^2 + \omega_{t2}''^2$, $\omega_{t3}'^2 = [H_{e1}' - 2B_{e2}']k^2/(2\rho)$, $\omega_{t4}^2 = \omega_{t4}'^2 + \omega_{t2}''^2$, $\omega_{t4}'^2 = [H_{e2}' - 2B_{e2}']k^2/(2\rho)$, $\xi_1' = \gamma[H_{me1}' - B_{me2}']^2/(\rho M_s s_{t3}^2\omega_{s1}')$, $\xi_2' = \gamma[H_{me2}' - B_{me2}']^2/(\rho M_s s_{t4}^2\omega_{s2}')$, $s_{t3} = \omega_{t3}/k$, $s_{t4} = \omega_{t4}/k$.

Из полученных соотношений видно, что несвязанной является продольная мода, а две поперечные моды – связанными. Причем в точке СПФП квазиупругие волны также становятся чисто релаксационными.

В случае, когда МУ-волны распространяются в плоскости (100), спектр описывается выражениями

$$\begin{gathered} \omega_{1,2} = \{[\omega_{\text{III}}^2 + \omega_{\text{IV}}^2 \pm \\ \pm\sqrt{(\omega_{\text{III}}^2 - \omega_{\text{IV}}^2)^2 + (C_1 + C_3)^2 k^4 \sin^2 2\alpha'/\rho}]/2\}^{1/2}, \end{gathered} \tag{14}$$

ω_3 и ω_4 соответствуют решениям для случая $\mathbf{k} \perp [011]$, $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H} \parallel [011]$, только: $\tilde{\omega}_s \longrightarrow \tilde{\omega}_s'$, $\tilde{\omega}_{s1,2} \longrightarrow \tilde{\omega}_{s1,2}'$, $\tilde{\xi}_{s1,2} \longrightarrow \tilde{\xi}_{s1,2}'$, $\omega_{t\text{I}} \longrightarrow \omega_{t\text{III}}$, $\omega_{t\text{II}} \longrightarrow \omega_{t\text{IV}}$, $\omega_{\text{III}}^2 = [C_2\cos^2\alpha' + C_1\sin^2\alpha']k^2/\rho$, $\omega_{\text{IV}}^2 = [C_1\cos^2\alpha' + C_2\sin^2\alpha']k^2/\rho$, $\omega_{t\text{III}}^2 = \omega_{t\text{III}}'^2 + \omega_{t2}''^2$, $\omega_{t\text{III}}'^2 = [H_{e1}' + 2B_{e2}']k^2/(2\rho)$, $\omega_{t\text{IV}}^2 = \omega_{t\text{IV}}'^2 + \omega_{t2}''^2$, $\omega_{t\text{IV}}'^2 = [H_{e2}' + 2B_{e2}']k^2/(2\rho)$, $\tilde{\omega}_s' = \sqrt{\tilde{\omega}_{s1}'\tilde{\omega}_{s2}'}$, $\tilde{\omega}_{s1}' = \omega_{s1}' + 4\pi\gamma M_s\cos\alpha'$, $\tilde{\omega}_{s2}' = \omega_{s2}' + 4\pi\gamma M_s\sin\alpha'$, $\tilde{\xi}_1' = \gamma[H_{me1}' + B_{me2}']^2/(\rho M_s s_{t\text{III}}^2\tilde{\omega}_{s1}')$, $\tilde{\xi}_2' = \gamma[H_{me2}' + B_{me2}']^2/(\rho M_s s_{t\text{IV}}^2\tilde{\omega}_{s2}')$, $s_{t\text{III}} = \omega_{t\text{III}}/k$, $s_{t\text{IV}} = \omega_{t\text{IV}}/k$, α' – угол между вектором $\mathbf{k}$ и осью $[01\bar{1}]$.

Здесь также будет иметь место гибридизация продольных и поперечных колебаний, не связанных со спиновой подсистемой, а по другой связанной квазиупругой ветви происходит СПФП. В данной ситуации в точке потери устойчивости фазы полное смягчение квазизвука и максимальное усиление затухания (при тех специфических условиях, которые были рассмотрены в предыдущем случае) будут наблюдаться в направлении $[01\bar{1}]$, однако эффект двулучепреломления уже не будет иметь место.

Спектр МУ-волн для рассматриваемого магнетика в фазе $\Phi_{[01\bar{1}]}$ аналогичен случаю, когда $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$. Это обусловлено тем, что фазы $\Phi_{[01\bar{1}]}$ и $\Phi_{[011]}$ идентичны, так как они соответствуют направлениям вектора $\mathbf{M}_0$, совпадающим с аксиальными осями НОА. Последние (оси [011] и $[01\bar{1}]$) являются равноправными с точки зрения магнитной симметрии кристалла [9].

Таким образом, учет вращательной инвариантности, непосредственно обусловленный магнитной кристаллографической анизотропией, приводит к появлению дополнительного слагаемого в акустическом двулучепреломлении и к перенормировке скоростей поперечных и продольных звуков, а также параметра МУ-связи, что согласуется с результатами [2, 5]. Кроме того, из расчетов следует, что вращательно-инвариантные члены в энергии дают вклад и в релаксационную часть квазиупругих волн. Другой особенностью рассматриваемой ситуации является то, что при учете затухания квазиупругие волны вдали от СПФП являются слабозатухающими, а вблизи СПФП становятся релаксационными, причем это возможно лишь, когда $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_0$, что вполне согласуется с результатами [3]. Однако в отличие от этой работы, где предсказывалась еще и возможность возникновения релаксационных квазимагнонных волн в точке СПФП, в пластине (011) наличие таких мод не выявлено. Также обнаружена анизотропия скорости распространения и затухания квазизвука, что согласуется качественно с экспериментом.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП "Интеграция" (проект БОО65).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Туров Е.А., Шавров В.Г.* Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках // УФН. 1983. Т. 140. № 3. С. 429–462.
2. *Барьяхтар В.Г., Туров Е.А.* Электронная структура и электронные свойства металлов и сплавов / Под ред. Барьяхтара В.Г. Киев: Наукова думка, 1988. С. 39.
3. *Бучельников В.Д., Шавров В.Г.* Прецессионные, релаксационные и упругие колебания в ферромагнетике в области ориентационных фазовых переходов // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. № 7. С. 534–537.
4. *Витебский И.М., Даньшин Н.К., Изотов А.И., Сдвижков М.А., Цымбал Л.Т.* Аномальная критическая динамика при низкотемпературном переходе в ортоферрите эрбия // ЖЭТФ. 1983. Т. 98. № 1. С. 334–339.
5. *Туров Е.А., Кайбичев И.А.* Устойчивость основного состояния и акустический эффект Фарадея в ферромагнетике. Вращательно инвариантная теория // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 138–143.
6. *Зюзин А.М., Радайкин В.В.* Влияние дисперсии полей орторомбической анизотропии на ширину ферромагнитного резонанса в пленках ферритгранатов // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 8. С. 131–134.
7. *Рандошкин В.В., Козлов В.М., Мочар В.Ю., Васильев Н.В., Еськов Н.А., Дурасова Ю.А.* Особенности ферромагнитного резонанса в пленках ферритгранатов с ромбической магнитной анизотропией // ФТТ. 1999. Т. 41. № 7. С. 1254–1258.
8. *Oderno V., Dufour C., Dumesnil K., Bauer Ph., Mangin Ph., Marchal G.* Magnetic anisotropy in (110) epitaxial $DyFe_2$ Laves phase // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. № 24. P. R17375–R17378.
9. *Вахитов Р.М.* Магнитные фазовые диаграммы кубического ферромагнетика с наведенной одноосной анизотропией // ФММ. 2000. Т. 89. № 6. С. 16–20.
10. *Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Н.* Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М.: Наука, 1984. 248 с.
11. *Вахитов Р.М., Гриневич В.В., Вахитова М.М.* Влияние внешнего магнитного поля на ориентационнные фазовые диаграммы кристалла-пластины (011) с комбинированной анизотропией // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 5. С. 42–47.
12. *Вахитов Р. М., Хусаинова В. Р.* Влияние затухания на спектр магнитоупругих волн в пластине (011) с комбинированной анизотропией // Структурные и динамические эффекты в упорядоченных средах / Межвуз. научн. сб. БашГУ. Уфа, 2001. С. 57.
13. *Бучельников В.Д., Шавров В.Г.* Затухание магнитоупругих волн в магнетиках в области ориентационных фазовых переходов // ФММ. 1989. Т. 68. № 3. С. 421–444.
14. Физические величины. Справочник / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
15. *Беляева А.И., Юрьев В.П., Потакова В.А.* Магнитные состояния (110)-пластины $Er_3Fe_5O_{12}$ в интервале температур 4.2–300 К. Совпадение температур спиновой переориентации и компенсации // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 3. С. 1104–1114.
16. *Бучельников В.Д., Шавров В.Г.* Спин-переориентационные фазовые переходы в кубических магнетиках при упругих напряжениях // ФТТ. 1981. Т. 23. № 5. С. 1296–1301.
17. *Абаренкова С.Г., Генделев С.Ш., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н., Панков А.А., Харинская М.А.* Анизотропия скорости, затухания звука и магнитоакустических спектров в кристаллах Mn-Zn-шпинели // ФТТ. 1985. Т. 27. № 8. С. 2450–2456.
18. *Баженов М.В., Котов Л.Н.* Затухание ультразвука в марганец-цинковой шпинели в области спиновой переориентации // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 6. С. 744–748.
19. *Котов Л.Н., Карпачев С.Н.* Затухание ультразвуковых волн в марганец-цинковой шпинели в области магнитного фазового перехода // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. № 3. С. 49–53.
20. *Clark A.E., Savage H.T., McMasters O.D.* Magnitostriction of multicomponent rare earth-Fe2 Laves phase compounds // Proc. Intern. Conf. on Magnetism'76, Amsterdam. 1976. P.131.
21. *Guo Z.J., Busbridge S.C., Zhang Z.D., Wand B.W., Piercy A.R.* Dynamic magnetic and magnetoelastic properties of epoxy-$TbFe_2$ composites // JMMM. 2002. V. 239. P. 554–556.
22. *Леманов В.В.* Магнитоупругие взаимодействия // Физика магнитных диэлектриков. Под ред. Смоленского Г.А. Л.: Наука, 1974. 454 с.
23. *Гриневич В.В., Вахитов Р.М.* Особенности однородных магнитных состояний и спектра магнитоупругих волн в пластине (011) с комбинированной анизотропией // Тезисы докл. XV всероссийской школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники". М., 1996. С. 251–252.

Rotationally Invariant Theory of Magnetoacoustic Wave Attenuation in Cubic Ferromagnets

R. M. Vakhitov and V. R. Khusainova

Rotationally invariant theory is used to study the effect of magnetization relaxation on the spectrum of magnetoacoustic waves propagating in a cubic ferromagnet with an induced uniaxial anisotropy along the [011] direction. It is found that the inclusion of rotationally invariant terms leads to certain contributions to the propagation velocity and rate of attenuation of magnetoelastic waves thus increasing the degree of anisotropy of these characteristics. Among different types of coupled waves, only quasi-sound modes exhibit a relaxation nature in the region of magnetic phase stability loss. The introduction of dissipation and rotational invariance affects the acoustic birefringence, while the latter gives rise to an additional term in the expression for the phase shift.