

# Магнитоупругие колебания в ферромагнетике кубической симметрии

В.Г. Барьяхтар, А.Г. Данилевич

*Институт Магнетизма НАН и МОН Украины, бульв. Акад. Вернадского, 36б, г. Киев, 03142, Украина*  
E-mail: alek\_tony@ukr.net

*Национальный технический университет Украины «КПИ», пр. Победы, 37, г. Киев, 03056, Украина*

Статья поступила в редакцию 15 августа 2016 г., опубликована онлайн 24 января 2017 г.

Изложены результаты по исследованию влияния магнитоупругого взаимодействия на свойства ферромагнетиков кубической симметрии. Рассчитаны законы дисперсии связанных магнитоупругих волн для всех основных состояний ферромагнетика кубической симметрии. Показано, что коэффициент магнитоупругого взаимодействия зависит как от направления магнитного момента ферромагнетика и направления внешнего магнитного поля, так и от направления волнового вектора коллективных колебаний. На основе полученных результатов сделаны количественные расчеты дисперсионных зависимостей для сплава с эффектом памяти формы NiMnGa. Рассмотрены особенности магнитоупругого взаимодействия, обусловленные мартенситными фазовыми переходами, при которых один из модулей упругости становится аномально малым. Полученные расчеты показывают, что уменьшение упругих модулей кристалла приводит к заметному росту магнитоупругого взаимодействия. Показано также, что наличие магнитоупругого взаимодействия приводит к уменьшению экспериментально полученных значений упругих модулей.

Подано результати по дослідженню впливу магнітопружної взаємодії на властивості ферромагнетиків кубічної симетрії. Розраховано закони дисперсії пов'язаних магнітопружних хвиль для усіх основних станів ферромагнетика кубічної симетрії. Показано, що коефіцієнт магнітопружної взаємодії залежить як від напрямку магнітного моменту ферромагнетика і напрямку зовнішнього магнітного поля, так і від напрямку хвильового вектору колективних коливань. На основі отриманих результатів зроблено кількісні розрахунки дисперсійних залежностей для сплаву з ефектом пам'яті форми NiMnGa. Розглянуто особливості магнітопружної взаємодії, які обумовлені мартенситними фазовими переходами, при яких один з модулів пружності стає аномально малим. Отримані розрахунки показують, що зменшення пружних модулів кристала призводить до помітного зростання магнітопружної взаємодії. Показано також, що наявність магнітопружної взаємодії призводить до зменшення експериментально отриманих значень пружних модулів.

PACS: **64.60.-i** Общие исследования фазовых переходов;  
**62.20.de** Упругие модули;  
**75.47.Np** Металлы и сплавы;  
**75.80.+q** Магнитомеханические эффекты, магнитострикция.

Ключевые слова: магнитоупругое взаимодействие, закон дисперсии, кубический ферромагнетик, сплав с эффектом памяти формы, модули упругости.

## Введение

Магнитоупругие колебания активно исследовались на протяжении многих лет и их особенности изучены для широкого ряда физических явлений [1–3]. Особый интерес при этом, естественно, вызывают материалы и явления, для которых магнитоупругое взаимодействие

может резко возрастать. Кроме хорошо известного магнитоакустического резонанса [2], такими явлениями могут быть различные фазовые переходы. Ряд экспериментальных и теоретических исследований был посвящен спин-переориентационным фазовым переходам, при которых магнитоупругое взаимодействие становилось достаточно большим [3,4], однако не рассматри-

вались особенности взаимодействия звуковых и спиновых волн при фазовых переходах в кристаллической решетке. Примером таких фазовых переходов являются, так называемые, «мартенситные превращения» — структурные фазовые переходы первого рода из высокосимметричной структуры в низкосимметричную искаженную структуру, которая существует при низких температурах [5–8]. Такие структурные фазовые переходы являются объектами интенсивных исследований из-за их определяющей роли в таких эффектах, как сверхупругость и память формы. Для материалов, в которых имеют место такие фазовые переходы, было открыто явление гигантской магнитострикции, при этом многочисленные экспериментальные данные показали значительное изменение упругих модулей при мартенситных фазовых переходах [5,7]. Также экспериментально обнаружена зависимость упругих свойств от направления внешнего магнитного поля и магнитного момента ферромагнетиков [7,8].

Ряд работ авторов был посвящен теоретической оценке магнитоупругого взаимодействия и его влияния на упругие модули в ферромагнетиках кубической симметрии [9–11]. При этом рассматривалось взаимодействие спиновых волн с некоторыми определенными звуковыми модами, однако полного анализа данного явления не проводилось.

В настоящей работе сделано обобщение полученных ранее результатов, а также проведены расчеты для нерассмотренных звуковых мод, что дало возможность представить полную картину магнитоупругого взаимодействия в кубическом ферромагнетике. На основе полученных результатов показана зависимость магнитоупругого взаимодействия от направления распространения звуковой волны, а также направления магнитного момента ферромагнетика кубической симметрии. Также рассмотрены особенности магнитоупругого взаимодействия, обусловленные структурными фазовыми переходами в кристаллической решетке, при которых один из модулей упругости становится аномально малым. Показано, что магнитоупругое взаимодействие при этом также эффективно возрастает и проявляется в широком интервале волновых векторов.

### 1. Законы дисперсии связанных магнитоупругих волн в кубическом ферромагнетике

Рассмотрим ферромагнетик кубической симметрии во внешнем магнитном поле. Для описания взаимодействия спиновых и упругих волн плотность полной энергии кубического кристалла представим в виде

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

Выражение для плотности энергии строится из компонент намагниченности и тензора деформации так, чтобы энергия была инвариантом относительно преобра-

зований симметрии кубического кристалла. Первое слагаемое в выражении (1) представляет собой магнитную часть плотности энергии, которая в случае кубической симметрии имеет вид [3]

$$F_m = \frac{\alpha}{2} \frac{\partial \boldsymbol{\mu}}{\partial x_i} \frac{\partial \boldsymbol{\mu}}{\partial x_k} + K_1 (\mu_x^2 \mu_y^2 + \mu_x^2 \mu_z^2 + \mu_y^2 \mu_z^2) + K_2 \mu_x^2 \mu_y^2 \mu_z^2 - \mathbf{M}\mathbf{H}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — константа неоднородного обменного взаимодействия,  $K_1, K_2$  — константы магнитной анизотропии кубического ферромагнетика,  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{H}$  — векторы намагниченности и внешнего магнитного поля,  $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{M} / M_0$  — нормированный вектор намагниченности (поскольку константы в выражении (2) имеют размерность энергии),  $M_0$  — намагниченность насыщения. Энергией размагничивающих полей в (2) пренебрегаем, поскольку мы не рассматриваем конкретной формы ферромагнитного образца.

Плотность энергии упругих деформаций имеет вид [12,13]

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

Величины  $C_{11}, C_{12}, C_{44}$  и  $C' = (C_{11} - C_{12}) / 2$  — упругие модули второго порядка для кристалла кубической симметрии [14]. Величины

$$u_1 = \frac{1}{3} (E_{xx} + E_{yy} + E_{zz}), \quad u_2 = \sqrt{3} (E_{xx} - E_{yy}),$$

$$u_3 = (2E_{zz} - E_{xx} - E_{yy}), \quad u_4 = \frac{1}{2} (E_{yz} + E_{zy}),$$

$$u_5 = \frac{1}{2} (E_{xz} + E_{zx}), \quad u_6 = \frac{1}{2} (E_{xy} + E_{yx})$$

представляют собой линейные комбинации компонент тензора деформаций, которые преобразуются по одномерным ( $u_1$ ), двумерным ( $u_2, u_3$ ) и трехмерным ( $u_4, u_5, u_6$ ) несводимым представлениям группы симметрий кристалла.

Третье слагаемое в (1) представляет плотность энергии взаимодействия магнитной и упругой подсистем [13]:

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

где константы  $\delta_0, \delta_1, \delta_2$  описывают магнитоупругое взаимодействие.

Из условия минимизации магнитной части энергии легко показать, что в кубическом ферромагнетике в отсутствие внешнего магнитного поля ( $\mathbf{H} = 0$ ) существуют три основных состояния для вектора намагничен-

ности: вдоль оси четвертого порядка  $\mathbf{M} \parallel \langle 001 \rangle$  — фаза 1; вдоль диагонали одной из граней куба  $\mathbf{M} \parallel \langle 101 \rangle$  — фаза 2; вдоль пространственной диагонали куба  $\mathbf{M} \parallel \langle 111 \rangle$  — фаза 3 (все другие возможные направления магнитного момента являются эквивалентными одному из указанных).

В реальных экспериментах [5–8] по исследованию упругих и магнитных свойств материалов направление внешнего магнитного поля совпадает с одним из данных направлений магнитного момента, а величина  $\mathbf{H}$  является достаточно большой ( $\sim 1000$  Э), таким образом, можно считать, что равновесное значение  $\mathbf{M}$  будет направлено вдоль одного из указанных направлений.

Мы будем рассматривать малые адиабатические колебания плотности магнитного момента  $\boldsymbol{\mu}$  ферромагнетика [2], поэтому можно записать, что:

$$\boldsymbol{\mu}(\mathbf{r}, t) = \boldsymbol{\mu}_0 + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

где  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  — малые отклонения от равновесного значения  $\boldsymbol{\mu}_0$ , а равновесное значение вектора намагниченности будет, соответственно, иметь компоненты:  $\boldsymbol{\mu}_0 = (0, 0, 1)$  — фаза 1;  $\boldsymbol{\mu}_0 = (1/\sqrt{2}, 0, 1/\sqrt{2})$  — фаза 2;  $\boldsymbol{\mu}_0 = (1/\sqrt{3}, 1/\sqrt{3}, 1/\sqrt{3})$  — фаза 3.

Компоненты тензора деформаций также могут быть представлены в виде суммы однородной части и малых отклонений:

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

Неоднородная часть тензора упругих деформаций выражается через вектор смещений частиц  $\mathbf{U}$  [3]:

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

Из условия  $\partial F / \partial E_{ik} = 0$  можно получить равновесные значения  $E_{ik}^0$  компонент тензора деформаций для основных состояний, приведем их ниже для каждого основного состояния кубического ферромагнетика.

Для того чтобы найти законы дисперсии связанных магнитоупругих волн, воспользуемся уравнениями динамики для вектора намагниченности  $\boldsymbol{\mu}$  (уравнение Ландау–Лифшица) и вектора смещений  $\mathbf{U}$  [2,3]:

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

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

где  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\delta F / \delta \mathbf{m}$  — эффективное магнитное поле,  $\gamma$  — гиромагнитное соотношение,  $\rho$  — плотность вещества кристалла.

Из уравнения (9) легко получить законы дисперсии для свободных звуковых волн, учитывая только упругую энергию [14]. Из них следует, что в кристалле кубической симметрии распространяются следующие упругие волны: продольные волны  $s_{11}^2 = C_{11} / \rho$ ,  $s_{12}^2 = (C_{11} + C_{12} + 2C_{44}) / 2\rho$ ,  $s_{13}^2 = (C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}) / 3\rho$  — первый, второй и третий продольные звуки; поперечные волны  $s_{11}^2 = C_{44} / \rho$ ,  $s_{12}^2 = C' / \rho$ ,  $s_{13}^2 = (C_{11} - C_{12} + C_{44}) / 3\rho$  — первый, второй и третий поперечные звуки [14]. В случае наличия магнитоупругого взаимодействия указанные упругие волны уже не могут рассматриваться отдельно, каждая из них, при определенных условиях, будет взаимодействовать с колебаниями магнитного момента кристалла.

Для проведения дальнейших расчетов разложим плотность полной энергии (1) по степеням малых отклонений  $m_i$  и  $\varepsilon_{ik}$  и, подставив ее в динамические уравнения (8) и (9), проведем их линеаризацию. Перейдем в этих уравнениях к компонентам Фурье по времени  $t$  и координатам  $\mathbf{r}$  для малых отклонений  $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 \exp\{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)\}$ ,  $\mathbf{U} = \mathbf{U}_0 \exp\{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)\}$ , где  $\omega$  — частота, а  $\mathbf{k}$  — волновой вектор коллективных волн. Тогда уравнения (8) и (9) приводят к системе из 6-ти уравнений для компонент векторов  $\mathbf{m}_0$  и  $\mathbf{U}_0$ .

Из условия равенства нулю определителя этой системы динамических уравнений легко получить законы дисперсии связанных магнитоупругих волн для основных состояний кубического ферромагнетика. При этом рассмотрим три направления волнового вектора коллективных колебаний, что позволяет описать все приведенные выше типы упругих волн, которые могут распространяться в ферромагнетике кубической симметрии. Отметим также, что при расчете законов дисперсии мы учитываем малость магнитоупругого взаимодействия ( $\delta_i \ll 1$ ) и, соответственно, пренебрегаем слагаемыми со степенями  $\delta_i$  выше второй.

Приведем полученные законы дисперсии для каждого основного состояния кубического ферромагнетика. Фаза 1:  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 001 \rangle$ . Равновесные значения компонент тензора деформаций в этом основном состоянии имеют вид

$$E_{xx}^0 = E_{yy}^0 = \frac{\delta_0}{3(C_{11} + 2C_{12})} - \frac{2\delta_1}{C_{11} - C_{12}},$$

$$E_{zz}^0 = \frac{\delta_0}{3(C_{11} + 2C_{12})} + \frac{4\delta_1}{C_{11} - C_{12}},$$

$$E_{xz}^0 = E_{zx}^0 = E_{yz}^0 = E_{zy}^0 = E_{xy}^0 = E_{yx}^0 = 0.$$

Законы дисперсии:

– случай  $\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle$ :

$$(\omega^2 - s_{11}^2 k^2)(\omega^2 - s_{11}^2 k^2) \times \left[ (\omega^2 - s_{11}^2 k^2)(\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m1}^2) - \delta_2^2 \left\{ \frac{\omega_{m1} \gamma^2 k^2}{4\rho} \right\} \right] = 0; \quad (10)$$

– случай  $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$ :

$$(\omega^2 - s_{i2}^2 k^2)(\omega^2 - s_{i2}^2 k^2) \times \left[ (\omega^2 - s_{i1}^2 k^2)(\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m1}^2) - \delta_2^2 \left\{ \frac{\omega_{m1} \gamma^2 k^2}{4\rho} \right\} \right] = 0; \quad (11)$$

– случай  $\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle$ :

$$(\omega^2 - s_{i3}^2 k^2) \left[ (\omega^2 - s_{i3}^2 k^2)(\omega^2 - s_{i3}^2 k^2)(\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m1}^2) - \delta_2^2 \left\{ \frac{\omega_{m1} \gamma^2 k^2}{3\rho} (\omega^2 - (s_{i3}^2 + 2s_{i3}^2)k^2 / 3) \right\} \right] = 0. \quad (12)$$

В выражениях (10)–(12) введено следующее обозначение:

$$\omega_{m1} = \frac{\alpha k^2}{M_0^2} + \frac{H}{M_0} + \frac{2K_1}{M_0^2} + \frac{72\delta_1^2}{M_0^2(C_{11} - C_{12})}. \quad (13)$$

Фаза 2:  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 101 \rangle$ . Равновесные значения компонент тензора деформаций в этом основном состоянии имеют вид

$$E_{xx}^0 = E_{zz}^0 = \frac{\delta_0}{3(C_{11} + 2C_{12})} + \frac{\delta_1}{C_{11} - C_{12}},$$

$$E_{yy}^0 = \frac{\delta_0}{3(C_{11} + 2C_{12})} - \frac{2\delta_1}{C_{11} - C_{12}}, \quad E_{xz}^0 = E_{zx}^0 = \frac{\delta_2}{8C_{44}},$$

$$E_{yz}^0 = E_{zy}^0 = E_{xy}^0 = E_{yx}^0 = 0.$$

Законы дисперсии:

– случай  $\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle$ :

$$(\omega^2 - s_{i1}^2 k^2) \left[ (\omega^2 - s_{i1}^2 k^2)(\omega^2 - s_{i1}^2 k^2) \times (\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m2} \omega_{m3}) - \delta_1^2 \left\{ \frac{36\omega_{m2} \gamma^2 k^2}{\rho} (\omega^2 - s_{i1}^2 k^2) \right\} - \delta_2^2 \left\{ \frac{\omega_{m3} \gamma^2 k^2}{8\rho} (\omega^2 - s_{i1}^2 k^2) \right\} \right] = 0; \quad (14)$$

– случай  $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$ :

$$(\omega^2 - s_{i1}^2 k^2)(\omega^2 - s_{i2}^2 k^2)(\omega^2 - s_{i2}^2 k^2)(\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m2} \omega_{m3}) - \delta_1^2 \left\{ \frac{18\omega_{m2} \gamma^2 k^2}{\rho} (\omega^2 - s_{i1}^2 k^2) \left( \omega^2 - \frac{(s_{i2}^2 + s_{i2}^2)}{2} k^2 \right) \right\} - \delta_2^2 \left\{ \frac{3\omega_{m3} \gamma^2 k^2}{16\rho} (\omega^2 - s_{i2}^2 k^2) \left( \omega^2 - \frac{(s_{i2}^2 + 2s_{i1}^2)}{3} k^2 \right) \right\} = 0; \quad (15)$$

– случай  $\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle$ :

$$(\omega^2 - s_{i3}^2 k^2) \left[ (\omega^2 - s_{i3}^2 k^2)(\omega^2 - s_{i3}^2 k^2)(\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m2} \omega_{m3}) - \delta_1^2 \left\{ \frac{24\omega_{m2} \gamma^2 k^2}{\rho} (\omega^2 - s_{i3}^2 k^2) \right\} - \delta_2^2 \left\{ \frac{\omega_{m3} \gamma^2 k^2}{4\rho} (\omega^2 - (s_{i3}^2 + 8s_{i3}^2)k^2 / 9) \right\} \right] = 0. \quad (16)$$

В выражениях (14)–(16) введены обозначения

$$\omega_{m2} = \frac{\alpha k^2}{M_0^2} + \frac{H}{M_0} + \frac{K_1}{M_0^2} + \frac{K_2}{2M_0^2} + \frac{36\delta_1^2}{M_0^2(C_{11} - C_{12})} + \frac{\delta_2^2}{8M_0^2 C_{44}},$$

$$\omega_{m3} = \frac{\alpha k^2}{M_0^2} + \frac{H}{M_0} - \frac{2K_1}{M_0^2} + \frac{\delta_2^2}{4M_0^2 C_{44}}. \quad (17)$$

Фаза 3:  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 111 \rangle$ . Равновесные значения компонент тензора деформаций в этом основном состоянии имеют вид

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

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

Законы дисперсии:

– случай  $\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle$ :

$$(\omega^2 - s_{i1}^2 k^2) \left[ (\omega^2 - s_{i1}^2 k^2)(\omega^2 - s_{i1}^2 k^2)(\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m4}^2) - \delta_1^2 \left\{ \frac{32\omega_{m4} \gamma^2 k^2}{\rho} (\omega^2 - s_{i1}^2 k^2) \right\} - \delta_2^2 \left\{ \frac{\omega_{m4} \gamma^2 k^2}{9\rho} (\omega^2 - s_{i1}^2 k^2) \right\} \right] = 0; \quad (18)$$

– случай  $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$ :

$$(\omega^2 - s_{i1}^2 k^2)(\omega^2 - s_{i2}^2 k^2)(\omega^2 - s_{i2}^2 k^2)(\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m4}^2) - \delta_1^2 \left\{ \frac{32\omega_{m4} \gamma^2 k^2}{\rho} (\omega^2 - s_{i1}^2 k^2) \left( \omega^2 - \frac{(3s_{i2}^2 + s_{i2}^2)}{4} k^2 \right) \right\} - \delta_2^2 \left\{ \frac{\omega_{m4} \gamma^2 k^2}{12\rho} (\omega^2 - s_{i2}^2 k^2) \left( \omega^2 - \frac{(s_{i2}^2 + 2s_{i1}^2)}{3} k^2 \right) \right\} - \delta_1 \delta_2 \left\{ \frac{4\omega_{m4} \gamma^2 k^2}{3\rho} (\omega^2 - s_{i1}^2 k^2)(\omega^2 - s_{i2}^2 k^2) \right\} = 0; \quad (19)$$

– случай  $\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle$ :

$$(\omega^2 - s_{i3}^2 k^2)(\omega^2 - s_{j3}^2 k^2) \left[ (\omega^2 - s_{i3}^2 k^2)(\omega^2 - \gamma^2 M_0^2 \omega_{m4}^2) - \delta_1^2 \frac{32\omega_{m4}\gamma^2 k^2}{\rho} - \delta_2^2 \frac{\omega_{m4}\gamma^2 k^2}{18\rho} - \delta_1\delta_2 \frac{8\omega_{m4}\gamma^2 k^2}{3\rho} \right] = 0. \quad (20)$$

В выражениях (18)–(20) введено обозначение

$$\omega_{m4} = \frac{\alpha k^2}{M_0^2} + \frac{H}{M_0} - \frac{4K_1}{3M_0^2} - \frac{4K_2}{9M_0^2} + \frac{\delta_2^2}{4M_0^2 C_{44}}. \quad (21)$$

Выражения (10)–(12), (14)–(16) и (18)–(20) представляют собой законы дисперсии связанных магнитоупругих волн для ферромагнетика кубической симметрии в общем виде. По своей структуре эти дисперсионные уравнения имеют стандартный вид [2,3], а при пренебрежении магнитоупругим взаимодействием ( $\delta_i \rightarrow 0$ ) распадаются на классические законы дисперсии для спиновых волн [2] и упругих волн в кубических кристаллах [14].

Рассчитанные законы дисперсии связанных магнитоупругих волн для ферромагнетика кубической симметрии дают возможность оценить влияние магнитной подсистемы на упругие свойства кристалла, а именно на соответствующие упругие модули. Из полученных законов дисперсии легко видеть, что магнитоупругое взаимодействие с первым и третьим поперечными звуками имеет место для всех равновесных направлений магнитного момента в кубическом ферромагнетике, в отличие от других звуковых мод. Для большей наглядности представим табл. 1, в которой отображено наличие магнитоупругого взаимодействия для каждой звуковой моды в зависимости от направления магнитного момента ферромагнетика. Важно заметить, что использование формы записи магнитоупругой энергии (4) дает возможность четко определить часть этой энергии (т.е. константу  $\delta_i$ ), которая отвечает за взаимодействие с определенной звуковой модой (в отличие от классической формы записи, которая использовалась, например, в [3]), это также удобно отобразить в табл. 1. Таким образом, в случае наличия магнитоупругого взаимодействия для соответствующей звуковой моды в таблице будем указывать магнитоупругую константу, которая характеризует это взаимодействие.

Анализ законов дисперсии показывает, что в них никаким образом не входит константа  $\delta_0$ , а следовательно, не учитывается влияние равновесной части магнитоупругой энергии. Действительно, при рассмотрении динамических явлений (магнитоупругий резонанс) влияние этого слагаемого не может быть учтено. Теоретическая модель учета влияния равновесной части магнитоупругой энергии представлена в работе [15].

Таблица 1. Взаимодействие звуковых мод со спиновыми волнами в ферромагнетике кубической симметрии

Звуковая мода и направление волнового вектора	Фаза 1: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 001 \rangle$	Фаза 2: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 101 \rangle$	Фаза 3: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 111 \rangle$
$s_{i1}$ $\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle$	Не взаимодействует	$\delta_1$	$\delta_1$
$s_{i1}$ $\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle$	$\delta_2$	$\delta_2$	$\delta_2$
$s_{i1}$ $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$	$\delta_2$	$\delta_2$	$\delta_2$
$s_{j2}$ $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$	Не взаимодействует	$\delta_1, \delta_2$	$\delta_1, \delta_2$
$s_{r2}$ $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$	Не взаимодействует	$\delta_1$	$\delta_1$
$s_{j3}$ $\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle$	$\delta_2$	$\delta_2$	Не взаимодействует
$s_{r3}$ $\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle$	$\delta_2$	$\delta_1, \delta_2$	$\delta_1, \delta_2$

Константа  $\delta_1$  характеризует влияние магнитной подсистемы на второй поперечный звук и, соответственно, на упругий модуль  $C'$ . Из полученных законов дисперсии легко видеть, что, как и было показано в работе [11], взаимодействие с этой звуковой модой не может быть описано в фазе 1. Константа  $\delta_2$ , в свою очередь, характеризует влияние магнитной подсистемы на первый поперечный звук и модуль  $C_{44}$ .

## 2. Особенности взаимодействия первого поперечного звука со спиновыми волнами в сплавах с эффектом памяти формы

Описать первый поперечный звук возможно при двух направлениях волнового вектора упругих колебаний: вдоль оси четвертого порядка ( $\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle$ ) и вдоль диагонали грани куба ( $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$ ) (см. данные табл. 1). Влияние магнитной подсистемы на первый поперечный звук и, соответственно, на упругий модуль  $C_{44}$  можно описать, рассматривая магнитоупругий резонанс на частоте  $\omega_{ph} = (C_{44} / \rho)^{1/2} k$ . При этом рассчитанные выше законы дисперсии переходят в следующее дисперсионное уравнение, которое имеет общий вид для всех направлений магнитного момента ферромагнетика:

$$(\omega^2 - \omega_{ph}^2)(\omega^2 - \omega_{sw}^2) - \delta_2^2 \xi = 0, \quad (22)$$

где  $\omega_{sw}$  — частота несвязанных спиновых волн,  $\xi$  — коэффициент магнитоупругого взаимодействия. Значения этих величин зависят от направления магнитного момента ферромагнетика и направления волнового вектора коллективных волн (см. табл. 2).

Таблица 2. Коэффициент магнитоупругого взаимодействия с первым поперечным звуком для разных основных состояний кубического ферромагнетика

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

Решение уравнения (22) имеет следующий вид:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \omega_{ph}^2 + \omega_{sw}^2 \pm [4\xi\delta_2^2 + (\omega_{ph}^2 - \omega_{sw}^2)^2]^{1/2} \right\}. \quad (23)$$

Этот закон дисперсии состоит из двух ветвей: квазимагнной и квазифононной (см. рис. 1). Из решения (23) легко видеть, что при приближении системы к магнитоупругому резонансу  $\omega_{sw} \rightarrow \omega_{ph}$  именно величины  $\xi$  и  $\delta_2$  определяют «расталкивание» квазимагнной и квазифононной ветвей.

Для количественной оценки полученных результатов представим графически (рис. 1) полученный закон дисперсии (23) для ферромагнитного сплава NiMnGa, поскольку именно этот сплав является одним из наиболее интересных представителей материалов с эффектом памяти формы. В нем в окрестности комнатной температуры происходит мартенситный фазовый переход из кубической фазы в тетрагональную [16].

При расчетах для сплава NiMnGa выбраны известные экспериментальные значения констант анизотропии в кубической фазе (аустенит) [17]:  $K_1 = 2,7 \cdot 10^4$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_2 = -6,1 \cdot 10^4$  эрг/см<sup>3</sup>, что отвечают фазе 1, и значения намагниченности насыщения  $M_0 = 600$  Гс и плотности  $\rho \approx 8$  г/см<sup>3</sup>. Значение константы неоднородного об-

менного взаимодействия можно оценить исходя из выражения [2]:  $\alpha \cong (k_B T_C A^2 M_0) / \mu_B$ , где  $T_C = 360$  К — температура Кюри [17],  $A = 0,41 \cdot 10^{-8}$  см — расстояние между магнитными атомами [17],  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $k_B$  — константа Больцмана. Внешнее магнитное поле должно быть достаточным для того, чтобы выполнялись условия существования основных состояний:  $\omega_{mi} \geq 0$  (где  $i = 1, 2, 3, 4$ ), а также отвечать условиям экспериментальных исследований, которые обычно проводят на таких материалах, поэтому выбрано  $H = 1000$  Э. Значение упругих модулей также взяты для случая аустенита  $C_{44} = 40$  ГПа,  $C' = 14$  ГПа [18]. Значение константы магнитоупругого взаимодействия  $\delta_2$  на сегодняшний день не оценивалось. Исходя из того, что она должна быть не меньше, чем  $\delta_1$  ( $\delta_1 \sim 10^7$  эрг/см<sup>3</sup> [13]), для большей наглядности взято  $\delta_2 \sim 10^9$  эрг/см<sup>3</sup>.

Коэффициент магнитоупругого взаимодействия спиновых волн и первого поперечного звука  $\xi$  зависит от направления магнитного момента ферромагнетика (см. табл. 2 и рис. 1(б)). Наиболее сильно такое взаимодействие проявляется в основном состоянии  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 001 \rangle$ . Также оказывается, что в основных состояниях  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 101 \rangle$  и  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 111 \rangle$  коэффициент магнитоуп-

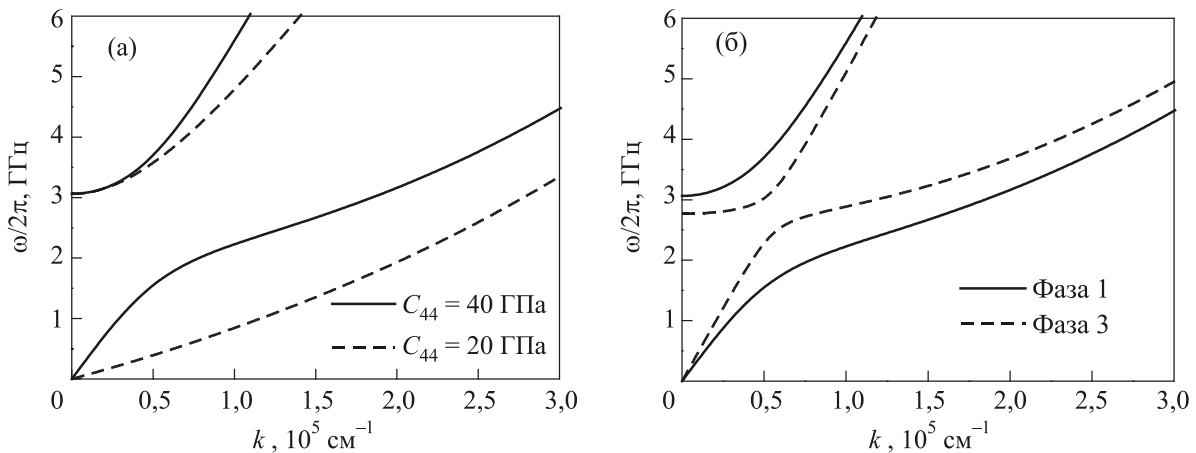


Рис. 1. Закон дисперсии магнитоупругих волн: в основном состоянии  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 001 \rangle$  для двух значений модуля  $C_{44}$  (а), в основных состояниях  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 001 \rangle$  и  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 111 \rangle$  для  $C_{44} = 40$  ГПа (б).



ругого взаимодействия зависит и от направления волнового вектора коллективных колебаний (табл. 2).

Коллективные колебания спиновых волн и первого поперечного звука описываются дисперсионным уравнением (23), которое имеет одинаковый вид для каждого направления магнитного момента ферромагнетика. Из (23) следует, что при резком уменьшении упругого модуля  $C_{44}$ , значительно возрастает магнитоупругое взаимодействие. На рис. 1(а) на примере сплава NiMnGa показано, что уменьшение упругого модуля  $C_{44}$  вдвое уже приводит к значительному «расталкиванию» квазимагнотной и квазифонной ветвей закона дисперсии. Такое поведение квазифонной моды становится причиной того, что при резонансных методах измерения могут быть получены еще более заниженные значения упругого модуля  $C_{44}$ .

### 3. Особенности взаимодействия второго поперечного звука со спиновыми волнами в сплавах с эффектом памяти формы

Как отмечалось выше, характерным свойством ферромагнитных сплавов с эффектом памяти формы семьи NiMnGa есть мартенситное преобразование, которое сопровождается спонтанной деформацией кристаллической решетки и выраженным смягчением (уменьшением) упругого модуля сдвига  $C'$  [6,7,19,20], именно поэтому звуковую моду, которая характеризуется этим упругим модулем,  $s_{t2}^2 = C' / \rho$ , еще называют «мягкой» модой.

Волновой вектор упругих колебаний в случае распространения второго поперечного звука направлен вдоль диагонали грани куба ( $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$ ). Влияние магнитной подсистемы на второй поперечный звук и, соответственно, на упругий модуль  $C'$  можно описать, рассматривая магнитоакустический резонанс на частоте  $\omega_{ph} = (C' / \rho)^{1/2} k$ . Тогда законы дисперсии (15) и (19) переходят в дисперсионное уравнение, которое имеет общий вид для двух направлений магнитного момента кристалла  $\mathbf{M} \parallel \langle 101 \rangle$  и  $\mathbf{M} \parallel \langle 111 \rangle$ :

$$(\omega^2 - \omega_{ph}^2)(\omega^2 - \omega_{sw}^2) - \delta_1^2 \xi = 0, \quad (24)$$

где  $\omega_{sw}$  — частота несвязанных спиновых волн,  $\xi$  — коэффициент магнитоупругого взаимодействия. Значения этих величин зависят от направления магнитного момента ферромагнетика и представлены в табл. 3. Решение уравнения (24) имеет вид, аналогичный выражению (23):

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \omega_{ph}^2 + \omega_{sw}^2 \pm \left[ 4\xi\delta_1^2 + (\omega_{ph}^2 - \omega_{sw}^2)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (25)$$

Исходя из имеющихся экспериментальных данных, для констант магнитной анизотропии сплава NiMnGa, которые указаны выше [17], в окрестности темпера-

Таблица 3. Коэффициент магнитоупругого взаимодействия со вторым поперечным звуком для разных основных состояний кубического ферромагнетика

Направление волнового вектора	Фаза 2: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 101 \rangle$	Фаза 3: $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \langle 111 \rangle$
		$\omega_{sw} = \gamma M_0 (\omega_{m2} \omega_{m3})^{1/2}$
$\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$	$\xi = \frac{9\omega_{m2}\gamma^2 k^2}{\rho}$	$\xi = \frac{24\omega_{m4}\gamma^2 k^2}{\rho}$

туры мартенситного преобразования равновесное направление вектора намагниченности монокристалла совпадает с направлением  $[100]$ . Но в этом случае взаимодействие мягкой моды с магнитными колебаниями отсутствует (см. табл. 1). В обычных условиях эксперимента внешнее магнитное поле является достаточно сильным, чтобы выстроить направление вектора намагниченности. Поэтому рассмотрим случай, когда магнитное поле параллельно кристаллографическому направлению  $[101]$ . Как показывает условие минимизации магнитной энергии (2), магнитное поле стабилизирует магнитный момент в направлении  $\mathbf{M} \parallel [101]$ , когда выполняется условие  $H > H_1 \equiv 2K_1 / M_0$ . Для упомянутых выше экспериментальных значений величина характеристического поля  $H_1$  близка 90 Э.

Решение (25) описывает дисперсию квазизвуковых ( $\omega_-$ ) и квазиспиновых ( $\omega_+$ ) волн в кристалле. Квазизвуковая мода бесщелевая, в то время как спектр квазиспиновой волны имеет щель  $\omega_0 = \gamma(H - H_1)^{1/2}(H + H_2)^{1/2}$ , где  $H_2 \equiv (K_1 + K_2 / 2) / M_0 \approx 100$  Э, они изображены на рис. 2. Из-за большого расхождения в значениях упругого модуля сдвига для разных сплавов NiMnGa ( $C'_{min} \sim 1-60$  ГПа были получены при температуре мартенситного преобразования для квазистехиометрических сплавов [6,7,19,20]) на рис. 2(а) показаны спектры, вычисленные для трех разных значений упругого модуля сдвига. Значение поля  $H = 3300$  Э отвечает частоте  $\omega_0 / 2\pi = 9,1$  ГГц.

Рассмотрим случай сильного внешнего магнитного поля (рис. 2(а)). Магнитоупругое взаимодействие в кристалле с модулем сдвига 60 ГПа в этом случае проявляется в узком интервале значений волнового вектора, который включает резонансное значение  $k_0 \approx 2,4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ . Вдали от резонансного значения магнитоупругое взаимодействие заметно не меняет дисперсионные кривые звуковых и спиновых волн. В кристалле с модулем сдвига 35 ГПа взаимодействие между звуковыми и спиновыми волнами приводит к сильному «расталкиванию» ветвей квазизвукового и квазиспинового спектра и поэтому проявляет себя в более широком диапазоне значений волновых векторов  $\Delta k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$  («расталкивание» формально определяется как  $\Delta\omega \stackrel{\text{def}}{=} \omega_+(k_0) - \omega_-(k_0)$ ,

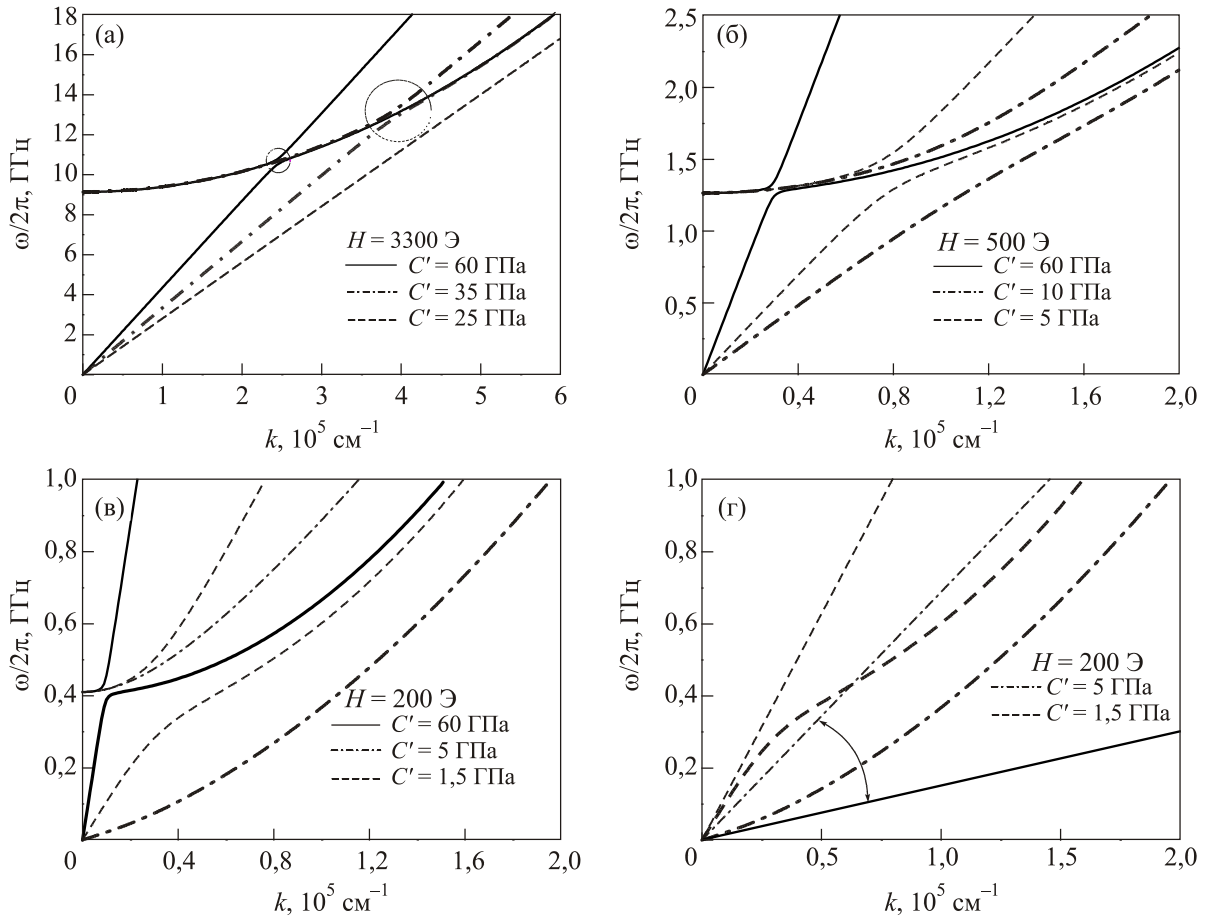


Рис. 2. Законы дисперсии связанных магнитоупругих волн: дисперсионные кривые, представленные на (а), (б), (в), вычислены для разных значений упругого модуля сдвига и внешнего магнитного поля ( $H \parallel [101]$ ); дисперсионные кривые, которые представлены на (г), были рассчитаны для случаев, когда  $H \parallel [001]$  (тонкие линии) и  $H \parallel [101]$  (жирные линии). Наклон тонкой сплошной линии отвечает скорости звука, которая уменьшается за счет магнитоупругого взаимодействия.

где  $k_0$  удовлетворяет уравнению  $\omega_{sw}(k) = \omega_{ph}(k)$ .

В диапазоне  $\Delta k$  наблюдается заметная нелинейность квазизвуковой ветви закона дисперсии. В кристалле с модулем сдвига 25 ГПа магнитоупругое взаимодействие не меняет заметно закон дисперсии коллективных колебаний, потому что квазизвуковая ветвь проходит далеко от квазиспиновой. Модуль сдвига семейства сплавов NiMnGa уменьшается от значений в несколько десятков гигапаскалей до значения порядка одного гигапаскаля при приближении температуры сплава к температуре мартенситного преобразования. Таким образом, влияние магнитоупругого взаимодействия на волновые спектры наиболее ярко проявляется в определенном интервале температур выше температуры мартенситного преобразования. В этом интервале величина упругого модуля сдвига довольно близка к 35 ГПа.

Стандартные экспериментальные методы позволяют наблюдать магнитоупругие резонансные колебания для разных частотных диапазонов (т.е. при разном внешнем магнитном поле). Снижение резонансной величины поля до значения  $H = 500$  Э приводит к сме-

щению области резонанса  $\Delta k$  в направлении более низких значений волнового вектора (см. 2(б)). В этом случае большое «расталкивание» ветвей квазизвукового и квазиспинового спектра заметно даже для очень низких значений модуля сдвига ( $C' = 5$  ГПа). Таким образом, нижняя граница температурного интервала существенного магнитоупругого взаимодействия колебаний может достигать температуры мартенситного преобразования.

Еще одно проявление магнитоупругого взаимодействия показано на рис. 2(в), который иллюстрирует сильную нелинейность начального участка квазизвуковой дисперсионной кривой. Эта особенность хорошо заметна в случае кристаллов с  $C' < 5$  ГПа, если частотная щель  $\omega_0$  сравнима с величиной отталкивания  $\Delta\omega$ . Как уже было сказано выше, изменение закона дисперсии квазизвуковой моды было выявлено давно в непосредственной близости от спин-переориентационных фазовых переходов [21,22]. Насколько нам известно, возможность наблюдения этого эффекта при приближении к мартенситным фазовым преобразованиям еще не обсуждалась.



Рисунок 2(г) иллюстрирует отличие в законах дисперсии квазизвуковых волн, вызванное переориентацией внешнего магнитного поля, приложенного к монокристаллическому образцу сплава NiMnGa. Жирные линии представляют дисперсионные кривые, которые отвечают направлению поля  $\mathbf{H} \parallel [101]$  (см. также рис. 2(в)), в то время как тонкие линии отвечают случаю  $\mathbf{H} \parallel [001]$ . Как было показано выше, изменение направления вектора магнитного поля от  $[101]$  к  $[001]$  (или  $[100]$ ) «выключает» влияние магнитоупругого взаимодействия на мягкий упругий модуль. Здесь тонкими пунктирными и штрихпунктирными линиями показаны линейные дисперсионные законы, вычисленные для случаев, когда «свободные» звуковые волны распространяются в кристаллах с упругими модулями сдвига  $C' = 5$  ГПа и  $C' = 1,5$  ГПа соответственно. Последний случай наиболее интересный, потому что раскрывает возможность резкого изменения дисперсионной зависимости, вызванного переориентацией внешнего магнитного поля. Если поле направлено вдоль  $[001]$ , закон дисперсии имеет вид  $\omega_{\text{ph}} = (C' / \rho)^{1/2} k$ . В случае если поле параллельно  $[101]$ , закон дисперсии квазизвуковой моды мо-

жет быть представлен как  $\tilde{\omega}_{\text{ph}} = c_1 k + c_2 k^2 + \dots$ . Коэффициент  $c_1$  — это тангенс угла наклона сплошной прямой линии, изображенной на рис. 2(г). «Эффективный» модуль сдвига, который может быть определен из ультразвуковых или DMA (Dynamic Mechanical Analysis) экспериментов, выражается через этот коэффициент как  $C^{\text{eff}} = \rho c_1^2$ . Тщательное рассмотрение начального участка дисперсионной кривой показывает, что дисперсия квазизвуковой волны с длиной волны порядка 1 см практически линейна и характеризуется эффективным модулем  $C^{\text{eff}} \approx 70$  МПа. Очевидно, такое расчетное значение эффективного модуля слишком мало, чтобы быть измеренным экспериментально, кроме того, в реальных условиях эксперимента нельзя полностью избежать смешивания разных типов волн. Однако полученные результаты расчетов могут объяснить аномально низкие экспериментальные значения упругих модулей для сплавов NiMnGa, о которых сообщалось в [6,7,19].

Если вектор магнитного поля параллелен направлению  $[101]$ , сильное влияние магнитоупругого взаимодействия на мягкую упругую моду можно наблюдать

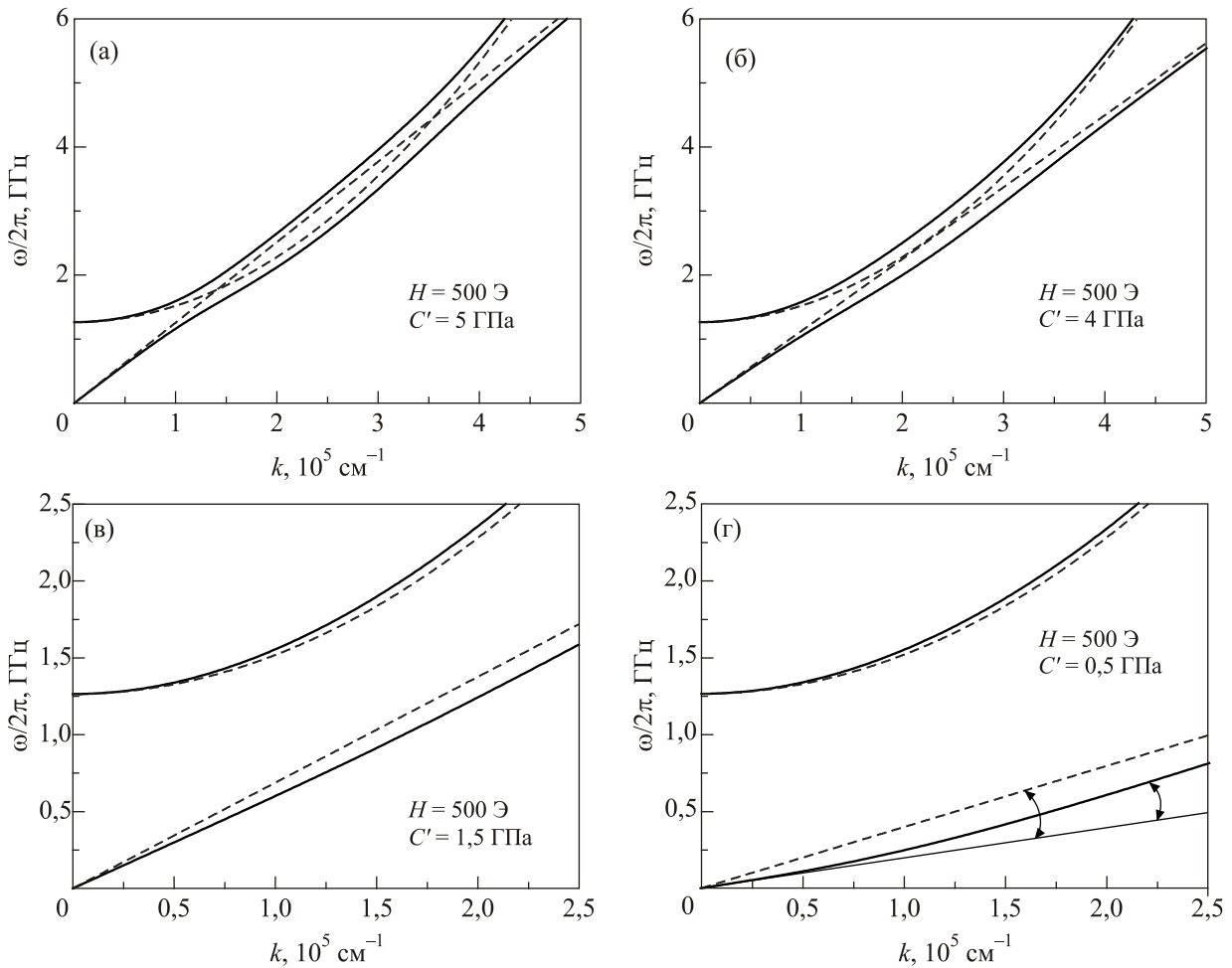


Рис. 3. Детальное сравнение дисперсионных кривых связанных магнитоупругих волн (сплошные линии) с кривыми, полученными для свободных спиновых и звуковых волн (штриховые линии). Эти кривые отвечают направлениям магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel [101]$  и  $\mathbf{H} \parallel [001]$ .

даже в магнитном поле  $H = 500$  Э. Чтобы проиллюстрировать это утверждение, рассмотрим интересный случай аномально мягкого модуля сдвига, который меняется от 5 ГПа к 0,5 ГПа при приближении температуры к области мартенситного перехода. В случае если значение модуля сдвига больше, чем 4 ГПа, дисперсионные кривые свободных звуковых и спиновых волн пересекаются дважды (см. рис. 3(а)). При этом расталкивание дисперсионных кривых квазизвуковых и квазиспиновых волн хорошо выражено в широком интервале волновых векторов  $\Delta k \sim 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ .

Если модуль сдвига равен 4 ГПа, дисперсионные кривые свободных звуковых и спиновых волн касаются в одной точке и расталкивание дисперсионных кривых все еще имеет место (см. 3(б)). Уменьшение модуля сдвига до значения 1,5 ГПа приводит к существенному сближению квазиспиновой и чисто спиновой дисперсионных кривых; закон дисперсии квазизвуковой волны приближается к линейному, но скорость квазизвуковой волны оказывается меньшей, чем скорость свободной звуковой волны (см. 3(в)). Упругий модуль сдвига пропорционален квадрату скорости звука, следовательно, даже небольшое снижение скорости звука отвечает значительному различию между реальным и эффективным модулями сдвига  $C^{\text{eff}} / C' \approx 0,75$ . Кроме того, смягчение упругого модуля сдвига приводит к дальнейшему снижению скорости квазизвуковой волны (см. рис 3(г)) и восстановлению его нелинейности.

Теоретический анализ спектров связанных волн в ферромагнитных сплавах с эффектом памяти формы раскрывает возможность аномально сильной связи спиновых волн с мягкой упругой модой при приближении к температуре мартенситного преобразования. Основным эффектом, полученным в результате этого анализа, является значительное снижение скорости второго поперечного звука  $s_{t2}$  и упругого модуля сдвига в монокристалле NiMnGa. Снижение можно наблюдать экспериментально, меняя направление внешнего магнитного поля от [001] к [101]. Приемлемая для наблюдения этого эффекта ориентация монокристалла указана на рис. 4; направления волнового вектора, магнитного поля и вектора поляризации также показаны на рисунке для наглядности. Образец должен представлять собой сильно удлиненную призму с длинной стороной, направленной вдоль кристаллографического направления [110].

Если магнитное поле направлено вдоль кристаллографического направления [101], частота квазизвуковой волны определяется значением эффективного модуля  $C^{\text{eff}}$  и длиной образца. Значение эффективного модуля близко к значению упругого модуля сдвига, если последний порядка 5 ГПа (см. 2(г)). Если модуль сдвига принимает значения близкие к 1,5 ГПа или меньшие, то эффективный модуль может достигать значений в 100 МПа, (см. рис. 2(г), 3(г)). Типичные длины

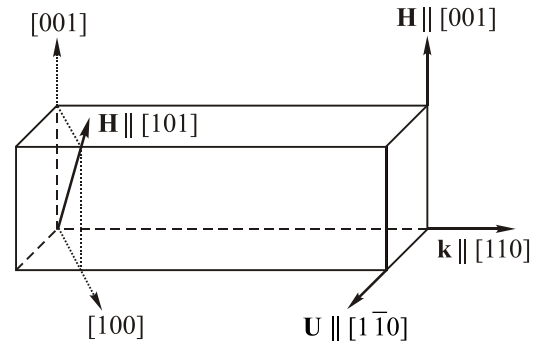


Рис. 4. Конфигурация образца в форме призмы, волнового вектора и вектора поляризации звуковой волны, которая подходит для экспериментального наблюдения эффектов магнитоупругого взаимодействия во внешних магнитных полях  $\mathbf{H} \parallel [101]$  и  $\mathbf{H} \parallel [001]$ .

образца при экспериментах порядка 1 см, следовательно, резонансная частота будет порядка  $10^5$  Гц, если  $C^{\text{eff}} \approx C' = 5$  ГПа и близкая к  $10^4$  Гц при  $C^{\text{eff}} \approx 100$  МПа.

Следует отметить, что если магнитное поле приложено в направлении [101] и величина резонансного поля меньше или равна 500 Э, фонон-магнонная связь проявляет себя в широком интервале волновых векторов. В этом случае магнитоупругое взаимодействие может заметно повлиять на термодинамические свойства ферромагнитных сплавов семейства NiMnGa.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору В.А. Львову за ценные обсуждения и замечания. Публикация содержит результаты исследований, проведенных при поддержке проекта Национальной академии наук Украины №0112U001009.

1. С. Kittel, *Phys. Rev.* **110**, 836 (1958).
2. А.И. Ахизер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
3. V.G. Baryakhtar and E.A. Turov, in: *Spin Waves and Magnetic Excitations*, A.S. Borovik-Romanov and S.K. Sinha (eds.), North Holland, Amsterdam (1988), Pt. 2, p. 333.
4. В.Г. Барьяхтар, Д.А. Яблонский, *ФММ* **43**, 645 (1977).
5. V.V. Kokorin and M. Wuttig, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 25 (2001).
6. V.A. Chernenko, J. Pons, C. Seguí, and E. Cesari, *Acta Mater.* **50**, 53 (2002).
7. L. Dai, J. Cullen, and M. Wuttig, *J. Appl. Phys.* **95**, 6957 (2004).
8. O. Heczko, H. Seiner, P. Sedláč, J. Kopeček, and M. Landa, *J. Appl. Phys.* **111**, 07A 929 (2012).
9. V.G. Bar'yakhtar, A.G. Danilevich, and V.A. L'vov, *Ukr. J. Phys.* **56**, 1068 (2011).
10. V.G. Bar'yakhtar, A.G. Danilevich, and V.A. L'vov, *Phys. Rev. B* **84**, 134304-1 (2011).
11. О.Г. Данилевич, *УФЖ* **59**, 1009 (2014).
12. J.K. Liakos and G.A. Saunders, *Philos. Mag. A* **46**, 217 (1982).

13. V.A. L'vov, E.A. Gomonaj, and V.A. Chernenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 4587 (1998).
14. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, Москва (1987).
15. A.G. Danilevich and V.A. L'vov, *J. Magn. Magn. Mater.* **333**, 108 (2013).
16. P.J. Webster, K.R.A. Ziebeck, S.L. Town, and M.S. Peak, *Philos. Mag. B* **49**, 295 (1984).
17. R. Tickle and R.D. James, *J. Magn. Magn. Mater.* **195**, 627 (1999).
18. L. Dai, J. Cui, and M. Wuttig, *Proc. SPIE* **5053**, 595 (2003).
19. J. Worgull, E. Petti, and J. Trivisonno, *Phys. Rev. B* **54**, 15695 (1996).
20. V.A. Chernenko and V.A. L'vov, *Philos. Mag.* **73**, 999 (1996).
21. V.G. Baryakhtar, I.M. Vitebsky, Yu.G. Pashkevich, V.L. Sobolev, and V.V. Tarasenko, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **87**, 1028 (1984).
22. V.I. Ozhogin and V.L. Preobrazhenskii, *J. Magn. Magn. Mater.* **100**, 544 (1991).

## Magnetoelastic waves in ferromagnets with cubic symmetry

V.G. Baryakhtar and A.G. Danilevich

The results on the influence of the magnetoelastic interaction on the properties of ferromagnets with cubic symmetry are presented. The dispersion laws of coupled magnetoelastic waves have been calculated for all ground states of the cubic ferromagnet. The obtained dispersion laws show that the magnetoelastic interaction coefficient depends on both the magnetization and external magnetic field directions. This coefficient also depends on the collective wave vector direction. The quantitative calculations of the dispersion relations for the shape memory alloy NiMnGa have been made on the basis of obtained results. The features of the magnetoelastic interaction due to martensitic phase transitions in which one of the elastic moduli becomes abnormally low are considered. The results of research show that the decreasing of the elastic moduli causes the more pronounced magnetoelastic interaction. It is also shown that the presence of magnetoelastic interaction leads to a decrease of the experimentally obtained elastic moduli values.

PACS: **64.60.-i** General studies of phase transitions;  
**62.20.de** Elastic moduli;  
**75.47.Np** Metals and alloys;  
**75.80.+q** Magnetomechanical effects, magnetostriction.

Keywords: magnetoelastic interaction, dispersion law, cubic ferromagnet, shape memory alloy, elastic modulus.