Дисперсия скорости звука в борате железа при ядерном магнитоакустическом резонансе

© Х.Г. Богданова, В.Е. Леонтьев, М.М. Шакирзянов, А.Р. Булатов

Казанский физико-технический институт Российской академии наук,
420029 Казань, Россия

E-mail: bogdanova@dionis.kfti.kcn.ru

(Поступила в Редакцию 15 июля 1999 г.)

Экспериментально и теоретически исследована частотная зависимость скорости связанных магнитоупругих волн в слабом ферромагнетике $FeBO_3$. В условиях ядерного магнитоакустического резонанса, когда частота возбуждаемого в образце звука близка к частоте ЯМР ядер Fe^{57}, обнаружена аномальная зависимость скорости поперечного звука от частоты в монодоменном образце. Показано, что наблюдаемая зависимость обусловлена существенным влиянием неравновесных состояний ядерной спин-системы на перенормировку упругих констант вследствие эффективной магнитоупругой связи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 99-02-16268).

Одним из проявлений эффективной магнитоупругой (МУ) связи в магнитоупорядоченных веществах является перенормировка модулей упругости второго порядка и возникновение их зависимости от величины магнитного поля $\mathbf{H}$. Эти эффекты наиболее сильны в легкоплоскостных антиферромагнетиках (АФЛП), таких как $KMnF_3$, $RbMnF_2$, α-Fe_2O_3, $FeBO_3$ и др. [1,2]. Изменение модулей упругости обусловливает в свою очередь перенормировку соответствующих скоростей звука и их полевую зависимость, выражение для которой, полученное в приближении линейной связи упругих и спиновых волн, хорошо согласуется с экспериментальными данными в АФЛП [2,3]. Очевидно, что полевая зависимость упругих констант определяется зависимостью параметров магнитной компоненты связанных МУ-волн от постоянного магнитного поля, т. е. от состояния магнитной подсистемы вещества. Состояние магнитной подсистемы помимо внешнего постоянного магнитного поля определяется множеством других взаимодействий [1,2], в том числе сверхтонким взаимодействием (СТВ) с магнитными моментами ядер. Необходимо заметить, что эффективное магнитное поле, действующее со стороны ядер, является достаточно слабым [4] и влияние ядерных спинов на намагниченности подрешеток образца может быть обнаружено лишь при существенном изменении состояния ядерной спин-системы. Хорошо известно, что этого можно добиться, воздействуя на спин-систему ядер переменными магнитными полями, частота которых близка к частоте ЯМР [4]. В этом случае изменения в магнитной подсистеме будут носить также резонансный — по величине постоянного магнитного поля или по частоте внешнего переменного поля — характер, что соответственно должно отразиться и на перенормировке модулей упругости второго порядка вследствие эффективного МУ-взаимодействия. В этой связи особый интерес вызывает случай, когда частота возбуждаемого в образце звука попадает в область частот ядерных спиновых волн (ЯСВ) в магнетиках с сильным взаимодействием Сула–Накамуры ($KMnF_3$, $RbMnF_3$) или совпадает с частотой ЯМР в кристаллах, где ширина зон ЯСВ (δ) значительно уже ширины линии ЯМР (Δ). При совпадении частот, т. е. в условиях ядерного магнитоакустического резонанса (ЯМАР) [4], динамическая компонента СТВ, определяемая магнитной компонентой связанных МУ-волн, резонансным образом воздействует на спин-систему ядер, приводя ее в сильнонеравновесное состояние. Ранее нами было обнаружено [5,6], что в АФЛП $KMnF_3$ акустическое поле в условиях ЯМАР возбуждает ЯСВ с волновым вектором $\mathbf{q} \neq 0$ и что при этом наблюдается не только значительное (более 10 раз) ослабление интенсивности, но и аномальная дисперсия скорости звука. При этом волновой вектор ($\mathbf{k}$) и поляризация звука ($\mathbf{e}$) выбирались такими, чтобы исключить эффект резонансного поглощения вследствие возбуждения переходов между зеемановскими подуровнями энергии в спин-системе ядер [4]. Аналогичные эксперименты, проведенные в АФЛП $FeBO_3$, в котором ЯСВ не наблюдаются, показали, что ослабление интенсивности звука в $KMnF_3$ связано именно с возбуждением ЯСВ с $\mathbf{q} \neq 0$. Аномальная же дисперсия звука, изучению которой в $FeBO_3$ посвящена настоящая работа, обусловлена, на наш взгляд, расталкиванием спектров колебаний ядерной намагниченности (в том числе и нулевой моды) и возбужденного в образце звука в условиях ЯМАР.

1. Результаты измерений

Соединение $FeBO_3$ принадлежит к классу антиферромагнетиков с ромбоэдрической структурой $R\bar{3}C$ и магнитной анизотропией типа "легкая" плоскость (111), обладающих слабым ферромагнетизмом. Переход в антиферромагнитное состояние происходит при температуре $T_N = 384\,\mathrm{K}$, ниже которой борат железа обладает слабым ферромагнетизмом.

В работе использовались образцы $FeBO_3$, выращенные газотранспортным методом и имеющие вид пря-

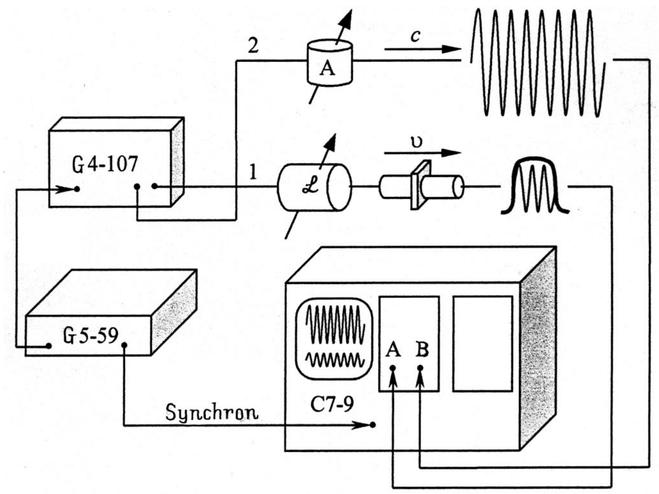

Рис. 1. Блок-схема измерительной установки фазово-импульсного метода измерения скорости звука.

моугольных параллелепипедов с линейными размерами $8 \times 8 \times 1.45$ mm. Торцевые рабочие грани образцов соответствовали "легкой" базисной плоскости кристалла $FeBO_3$, отклонение которых от плоскопараллельности составляло не более $1'$. В эксперименте применялся импульсный режим возбуждения ультразвуковых волн по принципу "на прохождение" (с двумя пьезопреобразователями). В качестве акустических преобразователей для возбуждения поперечного ультразвука применялись цилиндрические стержни X-среза $LiNbO_3$ длиной 15 и диаметром 5 mm. Акустический контакт образца с преобразователями обеспечивался тонким слоем силиконового кремнийорганического масла ГКЖ.

Измерения проводились при температуре $T = 77$ K. Для избежания образования доменной структуры образец был предварительно охлажден в магнитном поле $H = 1000$ Oe.

Акустические измерения, а именно измерения относительной скорости $\Delta\nu_s/\nu_{s0} = (\nu_s(H^*, \omega) - \nu_s(H^*, \omega'))/\nu_s(H^*, \omega')$, где $\nu_{s0} = \nu_s(H^*, \omega')$ — скорость звука вдали от резонанса при постоянном магнитном поле $H^* = 60$ Oe и на частоте $\omega'/2\pi = 70$ MHz, в зависимости от частоты возбуждаемых акустических колебаний ω проводились по фазово-импульсной методике [7].

Суть метода состоит в следующем (рис. 1). Непрерывный ВЧ-сигнал разветвлялся по двум каналам. По первому каналу импульсно-промодулированный сигнал проходил через коаксиальную линию переменной длины $\mathcal{L}$, преобразовывался в УЗ-волну, которая, проследовав через образец, затем вновь преобразовывалась в ВЧ-сигнал, поступающий на один из входов стробоскопического осциллографа. По второму каналу непрерывный ВЧ-сигнал поступал на второй вход осциллографа. Развертка на осциллографе устанавливалась так, чтобы на экране наблюдалось порядка 5–10 периодов исследуемых сигналов (рис. 1). На экране осциллографа подстройкой длины линии $\mathcal{L}$ контролировалась фазировка сигналов двух каналов

$$\varphi_1 = \varphi_2 + (2n+1)\pi, \quad (n = 1, 2, 3 \dots),$$

где φ_1 и φ_2 — фазы сигналов первого и второго каналов. Набег фазы в первом канале составлял

$$\varphi_1 = \varphi_{\mathcal{L}} + \varphi_d,$$

где $\varphi_{\mathcal{L}} = 2\pi f\mathcal{L}/c$ — набег фазы в линии переменной длины, c — скорость света, $\varphi_d = 2\pi fd/\nu_{s0}$ — набег фазы в образце, d — длина образца. Набег фазы во втором канале —

$$\varphi_2 = 2\pi fL_2/c,$$

где L_2 — путь электромагнитной волны во втором канале. Тогда получаем

$$f\mathcal{L}/c + fd/\nu_{s0} = fL_2/c + (n + 1/2).$$

Набег фазы в образце за счет изменения скорости звука компенсировался изменением фазы в линии переменной длины, так что $\varphi_1 = \varphi_{\mathcal{L}} + \varphi_d = \text{const}$. Таким образом, $\Delta\nu/\nu_{s0} = \nu_{s0}\Delta\mathcal{L}/cd$, где $\Delta\mathcal{L}$ — изменение длины измерительной линии. Измерения проводились по первому прошедшему УЗ-импульсу.

В работе была получена зависимость относительного изменения фазовой скорости $\Delta\nu/\nu_{s0}$ от частоты УЗ-колебаний (рис. 2). Далее на рис. 5 для сравнения с теоретически полученными соотношениями $F_T(H^*, \omega)$ (34) будет приведена зависимость $F_{\text{exp}}(H^*, \omega)$ относительной разности квадратов скоростей от частоты звука вблизи ЯМАР.

При приближении со стороны меньших частот к частоте ЯМР происходит уменьшение фазовой скорости, а со стороны больших частот от частоты ЯМР — увеличение. Максимальное изменение фазовой скорости при монодоменном состоянии образца $FeBO_3$ ($H^* = 60$ Oe) составило $\sim 20\%$ с изменением знака дисперсии при $\omega = \omega_n \approx 75.4$ MHz. Ошибка в измерении величины $\Delta\nu/\nu_{s0}$ составила $\sim 10^{-2}$.

2. Теоретическое описание и обсуждение результатов

Для теоретического описания влияния ядерной спин-системы магнетика вблизи ЯМАР на характеристики упругих колебаний можно исходить из решения совместной системы уравнений движения ядерных намагниченностей подрешеток ($\mathbf{m}_i$) ($i = 1, 2$ в $FeBO_3$) [4] и уравнений упругой волны [2]

$$\frac{d\mathbf{m}_i}{dt} = \gamma_n[\mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_{ni}], \ \rho\frac{\partial^2 u_k}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{kl}}{\partial X_l}, \ k, l = X, Y, Z, \quad (1)$$

где γ_n — ядерное гиромагнитное отношение, $\mathbf{H}_{ni}$ — эффективные магнитные поля, определяемые взаимодействиями, в которых участвуют ядерные спины, u_k — компонента вектора смещений, σ_{kl} — компонента тензора

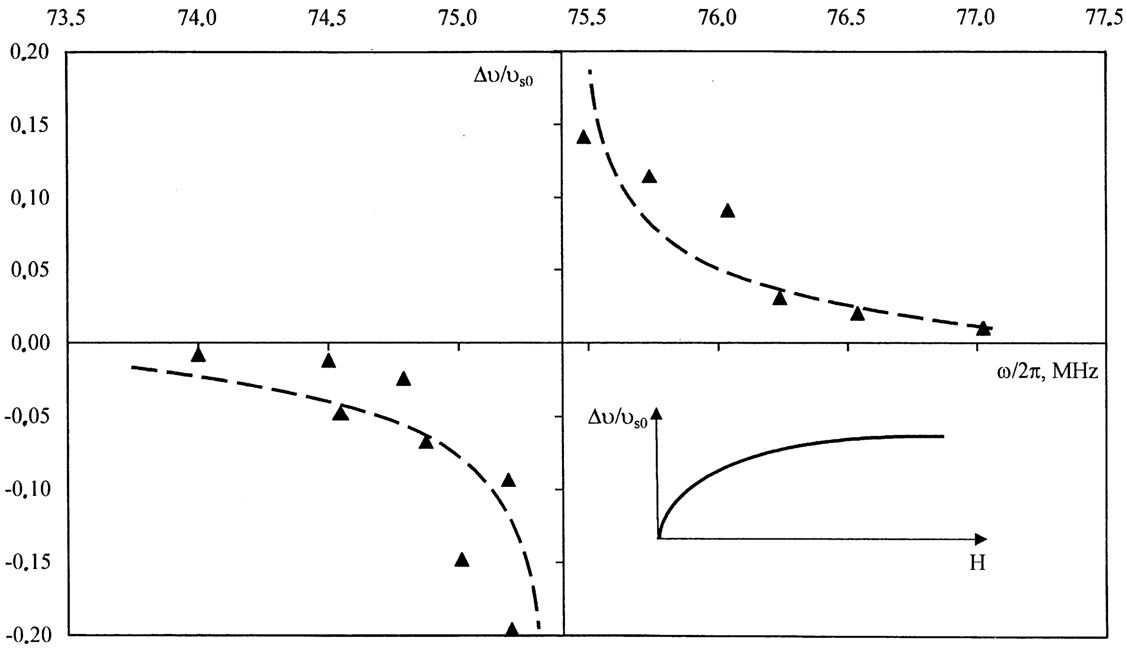

Рис. 2. Частотная и полевая (на вставке) зависимости относительной фазовой скорости поперечной ультразвуковой волны.

упругих напряжений, вычисляемого с учетом МУ-связи V_{ME}. Ограничимся в дальнейшем рассмотрением эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_m = A\mathbf{M}_i$, определяемого СТВ [4]

$$V_{HFI} = A \sum_{i=1}^{2} \mathbf{M}_i \mathbf{m}_i \qquad (2)$$

поскольку СТВ является наиболее сильным, существенно превышающим все остальные взаимодействия ($\mathbf{M}_i$ — намагниченность подрешеток). Уравнения движения ядерных намагниченностей имеют наиболее удобный вид в собственных системах координат (x_i, y_i, z_i) связанных с равновесными направлениями намагниченностей подрешеток $\mathbf{M}_{0i}$ ($\mathbf{M}_{0i} \parallel z_i$) [8]. В приближении малых колебаний $\mathbf{m}_i$, когда можно пренебречь изменениями z-компонент ($m_i^{z_i} \approx m_0$) как величинами второго порядка малости по сравнению с изменениями $m_i^{x_i}$, $m_i^{y_i}$ [4], эти уравнения запишутся в виде

$$\frac{dm_i^{x_i}}{dt} = \omega_{0n} m_i^{y_i} - \gamma_n m_0 \Delta H_{ni}^{y_i};$$

$$\frac{dm_i^{y_i}}{dt} = -\omega_{0n} m_i^{x_i} + \gamma_n m_0 \Delta H_{ni}^{x_i}, \qquad (3)$$

где $\omega_{0n} = \gamma_n A M_0$ — несмещенная частота ЯМР, определяемая статической частью ($\mathbf{H}_{ni}^0 = A\mathbf{M}_0$) сверхтонкого поля,

$$\mathbf{H}_{ni} = \mathbf{H}_{ni}^0 + \Delta\mathbf{H}_{ni} = A(\mathbf{M}_{0i} + \Delta\mathbf{M}_{ni}) \qquad (4)$$

($M_0 = M_{01} = M_{02}$ — равновесное значение намагниченностей подрешеток). Введя новые переменные

$$m_\pm^\alpha = m_1^{\alpha_1} \pm m_2^{\alpha_2}, \quad \alpha = x, y, \quad \alpha_1 = x_i, y_i, \qquad (5)$$

уравнения (3) можно переписать в виде

$$\frac{dm_\pm^x}{dt} = \omega_{0n} m_\pm^y - \gamma_n m_0 A(\Delta M_1^{y_1} \pm \Delta M_2^{y_2}),$$

$$\frac{dm_\pm^y}{dt} = -\omega_{0n} m_\pm^x + \gamma_n m_0 A(\Delta M_1^{x_1} \pm \Delta M_2^{x_2}). \qquad (6)$$

Величины $\Delta\mathbf{H}_{ni}^{\alpha_i}$, входящие в уравнения (3) и (6) и равные

$$\Delta\mathbf{H}_{ni}^{\alpha_i} = A\Delta\mathbf{M}_i^{\alpha_i} = A(\mathbf{M}_i^{\alpha_i} - \mathbf{M}_{0i}^{\alpha_i}), \qquad (7)$$

представляют собой динамическую часть эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{ni}$, обусловленную колебаниями векторов $\mathbf{M}_i$ вблизи своих равновесных значений $\mathbf{M}_{0i}$. Колебания намагниченностей подрешеток вблизи своих равновесных значений в рассматриваемом случае равны

$$\Delta\mathbf{M}_i = \Delta\mathbf{M}_{im} + \Delta\mathbf{M}_{iu},$$

где колебания $\Delta\mathbf{M}_{im}$ определяются сверхтонкими полями $\mathbf{H}_i = A\mathbf{m}_i$, действующими со стороны ядерных магнитных моментов на электронные спины, а колебания $\Delta\mathbf{M}_{iu}$ — магнитоупругими полями $\mathbf{h}_{iu}$, связанными с упругими деформациями звуковой волны. Поля $\mathbf{h}_{iu}$ определяются как вариационные производные от МУ-энергии [9]

$$\mathbf{h}_{iu} = \frac{\delta V_{ME}}{\delta \mathbf{M}_i}, \qquad (8)$$

$$V_{ME} = 2B_{44} l_Z l_Y u_{ZY} + 4B_{14} l_Z l_Y u_{ZY}, \quad u_{ZY} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_Z}{\partial Y}\right), \qquad (9)$$

где u_{ZY} — компонента тензора упругих деформаций, создаваемых в образце звуком. B_{44}, B_{14} — соответствующие компоненты тензора магнитострикции, l_X, l_Y, l_Z —

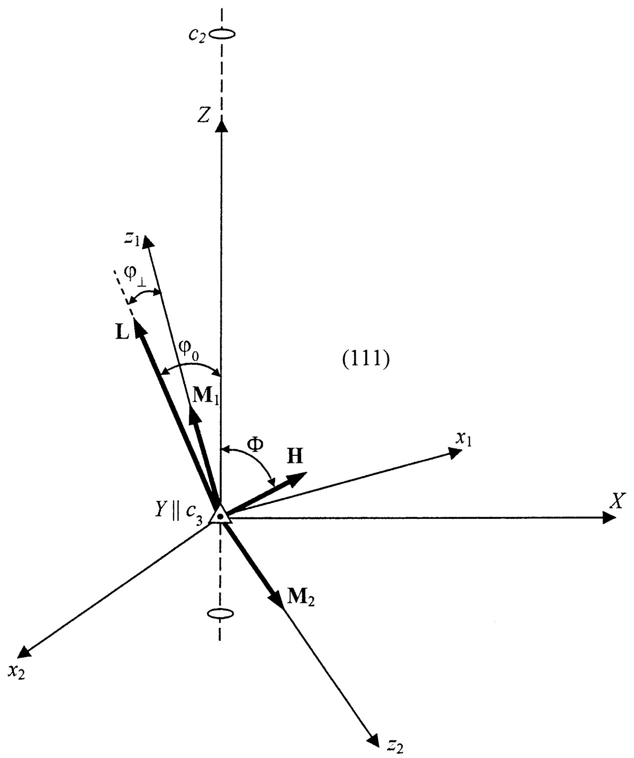

Рис. 3. Главная (X, Y, Z) и локальные (x_i, y_i, z_i) системы координат.

компоненты вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$, $\mathbf{l} = \mathbf{L}/2M_0$. Вид МУ-энергии (9) определяется из общего вида МУ-энергии [9] с учетом того, что в кристалле возбуждается поперечная ультразвуковая волна частоты ω, направленная вдоль "трудной" оси $c_3 \parallel Y$, $\mathbf{k} \parallel Y$ и поляризованная вдоль оси $Z \parallel c_2$ в "легкой" плоскости (c_2 — ось второго порядка).

Дальнейшие расчеты и преобразования уравнений (6), связанные с величинами $\Delta\mathbf{M}_i^{\alpha_i}$, удобнее вести в полярной системе координат (с полярной осью вдоль оси $c_3 \parallel Y$), в которой компоненты векторов I и $\mathbf{M} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$ имеют вид [5]

$$l_Z = \cos\theta\cos\varphi, \quad l_X = \cos\theta\sin\varphi, \quad l_Y = \sin\theta,$$

$$M_Z = M\sin\varphi, \quad M_X = M\cos\varphi, \quad M_Y = 0, \qquad (10)$$

где φ и θ — азимутальный и полярный углы вектора $\mathbf{L}$, отсчитываемые соответственно от оси Z от "легкой" плоскости (рис. 3). Выражения (10) записаны при условии, что вектор $\mathbf{M}(\mathbf{M} \perp \mathbf{L})$, характеризующий слабый ферромагнетизм $FeBO_3$, расположен в этой же плоскости. Слабый ферромагнетизм, обусловленный взаимодействием Дзялошинского, определяется отклонением векторов $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ при $H = 0$ от строгой параллельности на некоторый малый угол $\varphi_\perp \approx (H + H_D)/2H_E$ [8].

Поскольку H, $H_D \ll H_E$ (H_D — поле Дзялошинского, H_E — обменное поле), то угол $\varphi_\perp \approx 56'$ крайне мал, и при решении данного круга задач им можно пренебречь. Тогда легко видеть, что "собственные" системы координат спин-систем ядерных подрешеток z_i, x_i, y_i получаются из систем координат Z, X, Y путем поворота на угол φ_0 для первой ($i = 1$) подрешетки и на угол $\varphi_0 + \pi$ для второй вокруг оси $c_3 \parallel Y$ (рис. 3). Угол φ_0 — есть равновесное значение азимутального угла φ. Равновесное значение угла θ равно нулю ($\theta_0 = 0$, см. далее). В этом случае с учетом неравенства $|L| \gg |M|$ [2] для компонент динамической части эффективного магнитного поля $\Delta H_{ni}^{\alpha_i}$ можно записать

$$\Delta H_{ni}^{y_1} \approx \frac{1}{2}A\Delta L^Y, \qquad \Delta H_{n2}^{y_2} \approx -\frac{1}{2}A\Delta L^Y,$$

$$\Delta H_{n1}^{x_1} \approx -\frac{1}{2}A\Delta L_Z\sin\varphi_0 + \frac{1}{2}A\Delta L_X\cos\varphi_0,$$

$$\Delta H_{n2}^{x_2} \approx \frac{1}{2}A\Delta L_Z\sin\varphi_0 - \frac{1}{2}A\Delta L_X\cos\varphi_0, \qquad (11)$$

где ΔL_α характеризуют малые колебания вектора $\mathbf{L}$ около положения равновесия. В полярной системе координат эти колебания описываются малыми отклонениями ($\Delta\varphi$, $\Delta\theta$) углов φ и θ от своих равновесных значений φ_0 и θ_0 и в линейном приближении равны

$$\Delta L_Z \approx -L_0\sin\varphi_0\Delta\varphi, \quad \Delta L_X \approx L_0\cos\varphi_0\Delta\varphi,$$

$$\Delta L_Y \approx L_0\Delta\theta. \qquad (12)$$

Соответствующие компоненты динамической части эффективного поля ($\Delta H_m^{\alpha_i}$), согласно выражениям (11), есть

$$\Delta H_{n1}^{y_1} \approx AM_0\Delta\theta, \quad \Delta H_{n2}^{y_2} \approx -AM_0\Delta\theta,$$

$$\Delta H_{n1}^{x_1} \approx AM_0\Delta\varphi, \quad \Delta H_{n1}^{x_2} \approx AM_0\Delta\varphi. \qquad (13)$$

Подставив выражение (13) в (6) для уравнений, описывающих движение ядерных намагниченностей, окончательно получаем

$$\frac{dm_+^x}{dt} = \omega_{0n}m_+^y, \qquad \frac{dm_+^\nu}{dt} = -\omega_{0n}m_+^x + 2\gamma_n m_0 AM_0\Delta\varphi,$$

$$\frac{dm_-^x}{dt} = \omega_{0n}m_-^y - 2\gamma_n m_0 AM_0\Delta\theta, \quad \frac{dm_-^y}{dt} \approx -\omega_{0n}m_-^x. \quad (14)$$

Рассмотрим далее уравнение упругой волны (второе уравнение в системе (1)). Тензор упругих напряжений σ_{kl}, входящий в уравнение, определяется как вариационная производная от упругой (V_E) и МУ (V_{ME}) энергий и записывается в виде [2,9]

$$\sigma_{kl} = \frac{\delta(V_E + V_{ME})}{\delta u_{kl}}, \quad V_E = c_{mnkl}u_{mn}u_{kl}, \qquad (15)$$

где c_{mnkl} — компоненты тензора модулей упругости. Для реализуемой в эксперименте ситуации ($\mathbf{k} \parallel c_3 \parallel Y$, $\mathbf{e} \parallel Z$), когда $V_E = c_{44}u_{ZY}^2$ [9] (c_{44} — компонента тензора модуля упругости в обозначениях Фогта), уравнение упругой волны с учетом вида V_{ME} в линейном приближении по малым $\Delta\varphi$, $\Delta\theta$ и u_{ZY} имеет вид

$$\rho\frac{\partial^2 u_Z}{\partial t^2}=\frac{\partial}{\partial y}\Big\{2c_{44}u_{ZY}+B_{44}\cos\varphi_0\Delta\theta + 2B_{14}\cos 2\varphi_0\Delta\varphi\Big\}. \qquad (16)$$

Для определения малых отклонений $\Delta\varphi$ и $\Delta\theta$, обусловленных малыми возмущениями $V_{HFI}=-\mathbf{H}_i\mathbf{M}_i$ и V_{ME}, можно исходить из условия минимума плотности энергии

$$F=F_M+V^0_{ME}+V_{HFI}+V_{ME}, \qquad (17)$$

где V^0_{ME} — энергия спонтанной магнитострикции [2,9,10], а F_M представляет собой магнитную часть, которая равна [9,10]

$$F_M=2M_0\Big\{H_EM^2+H_DM\cos\theta+\frac{1}{2}H_A\sin^2\theta + HM\sin(\varphi-\Phi)\Big\} \qquad (18)$$

(H_A — поле анизотропии вдоль трудной оси). Условия равновесия, определяемые из минимизации энергии F_M, при постоянном магнитном поле, приложенном в "легкой" плоскости под углом Φ к оси второго порядка $c_2 \parallel Z$, для рассматриваемого типа АФЛП получены в работе [10] (с учетом условий $\mathbf{M}\cdot\mathbf{L}=0$, $M^2+L^2\approx L_0^2$), согласно которым

$$\mathbf{M}\parallel\mathbf{H},\quad \mathbf{L}\perp Y,\quad M_{\text{equil}}\propto\frac{H+H_D}{2H_E},$$
$$\theta_0=0,\quad \varphi_0=\Phi+\frac{\pi}{2}. \qquad (19)$$

Разлагая далее энергию F около положения равновесия (19) по малым величинам ΔM, $\Delta\varphi$, $\Delta\theta$, $m^\alpha_\pm$ и $u_{ZY}\ll u_0$ (u_0 — величина спонтанной деформации) с точностью до второго порядка включительно и минимизируя полученное выражение, можно получить, что

$$\Delta\varphi\approx\frac{H_nH_E}{2M_0}\left(\frac{\gamma}{\omega_f}\right)^2 m^x_+-\frac{2B_2H_E}{M_0}\left(\frac{\gamma}{\omega_f}\right)u_{ZY},$$
$$B_2=2B_{14}\cos 2\varphi_0, \qquad (20)$$
$$\Delta\theta\approx\frac{H_nH_E}{2M_0}\left(\frac{\gamma}{\omega_a}\right)^2 m^y_--\frac{2B_1H_E}{M_0}\left(\frac{\gamma}{\omega_a}\right)^2u_{ZY},$$
$$B_1=B_{44}\cos\varphi_0 \qquad (21)$$
$$\omega_a^2=\gamma^2(H_D(H_D+H)+2H_EH_A),$$
$$\omega_f^2=\gamma^2(H(H+H_D)+2H_EH^0_{ms}), \qquad (22)$$

где ω_a и ω_f — частоты АФМР [10], γ — электронное гиромагнитное отношение, H^0_{ms} — эффективное поле спонтанной магнитострикции [2]. Таким образом, подставляя выражения (20) и (21) в уравнения (14) и (16), получаем в окончательном виде систему уравнений, описывающих МУ-динамику АФЛП вблизи частоты ЯМР ($m_+=m^x_+/m_0$, $m_-=m^y_-/m_0$)

$$\frac{d^2m_+}{dt^2}=-\omega^2_{nf}m_+-2\omega^2_{0n}\eta_fB_2u_{ZY};$$
$$\frac{d^2m_-}{dt^2}=-\omega^2_{na}m_--2\omega^2_{0n}\eta_aB_1u_{ZY}, \qquad (23)$$

$$\frac{d^2u_Z}{dt^2}=\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial Y}\left\{\begin{matrix}2c_{44}u_{ZY}+\frac{1}{4}m_0H_n\eta_am_- \\ +\frac{1}{4}m_0H_n\eta_fB_2m_+-\eta_aB_1^2u_{ZY}-\eta_fB_2^2u_{ZY}\end{matrix}\right\}, \qquad (24)$$

$$\omega^2_{nf}=\omega^2_{0n}\left(1-\frac{1}{2}m_0H_n\eta_f\right),$$
$$\omega^2_{na}=\omega^2_{0n}\left(1-\frac{1}{2}m_0H_n\eta_a\right),$$
$$\eta_f=\frac{2H_E}{M_0}\left(\frac{\gamma}{\omega_f}\right)^2,\quad \eta_a=\frac{2H_E}{M_0}\left(\frac{\gamma}{\omega_a}\right)^2. \qquad (25)$$

Ограничимся в дальнейшем рассмотрением малых колебаний вектора $\mathbf{L}$ лишь в плоскости базиса ($\Delta\varphi\neq 0$, $\Delta\theta\approx 0$). В этом случае $m_-\approx 0$ и система уравнений (23), (24) примет вид

$$\frac{d^2m_+}{dt^2}=-\omega^2_{nf}m_+-2\omega^2_{0n}\eta_fB_2u_{ZY}, \qquad (26)$$

$$\frac{d^2u_Z}{dt^2}=\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial Y}\left\{2c_{44}u_{ZY}+\frac{1}{4}m_0H_n\eta_fB_2m_+-\eta_fB_2^2u_{ZY}\right\}. \qquad (27)$$

Предполагая, что величины $m_+=m_+(Y,t)$, $u_Z=u_Z(Y,t)$ изменяются по закону $m_+(Y,t)=m^0_+\exp[i(\omega t-kY)]$, $u_Z=u^0_Z\exp[i(\omega t-kY)]$, где ω и $\mathbf{k}$ частота и волновой вектор связанных МУ-волн, из уравнений (26) и (27) можно получить дисперсионное уравнение, определяющее влияние ядерной спин-системы на связь ω и k

$$(\omega^2_{nf}-\omega^2)(\nu_s^2(H)k^2-\omega^2) - k^2\nu_s^2(\infty)\omega^2_{0n}\left(\frac{\gamma}{\omega_f}\right)^2H_EH_eB=0,$$
$$H_e=Am_0, \qquad (28)$$
$$\nu_s^2(H)=\nu_s^2(\infty)(1-B),$$
$$B=\frac{4H_EB_{14}^2\cos^2 2\varphi_0}{M_0c_{44}[H(H+H_D)+2H_EH^0_{ms}]}, \qquad (29)$$

где $\nu_s(H)$ — скорость звука при определенном значении H, $\nu_s^2(\infty)=\nu_s^2(H=\infty)$. Выражение для скорости звука $\nu_s(H)$ (29) полностью соответствует выражениям, полученным в работах [2,3], и описывает ее полевую зависимость, связанную с перенормировкой упругих констант вследствие МУ-связи (вставка к рис. 2). Как следует из дисперсионного уравнения (28), при совпадении частот ЯМР и звука ($\omega_{nf}\approx\omega_s(k)=\nu_s(H)k$), т.е. в условиях ЯМАР (рис. 4), МУ-волна имеет две ветви и

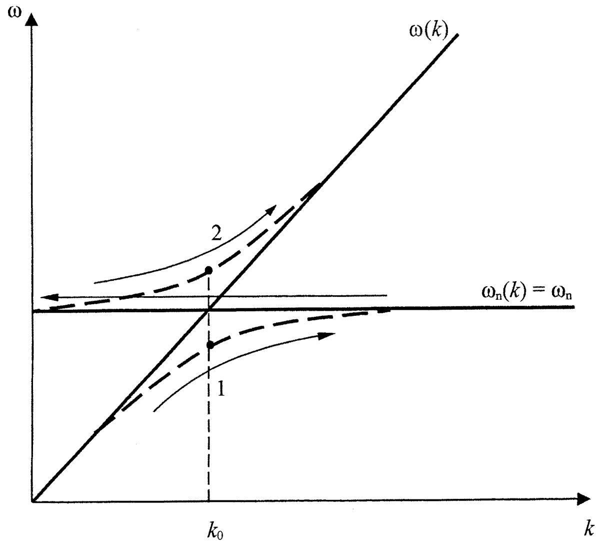

Рис. 4. Спектры магнитоупругих волн вблизи ЯМАР в отсутствие дисперсии в спектре колебаний ядерных спинов.

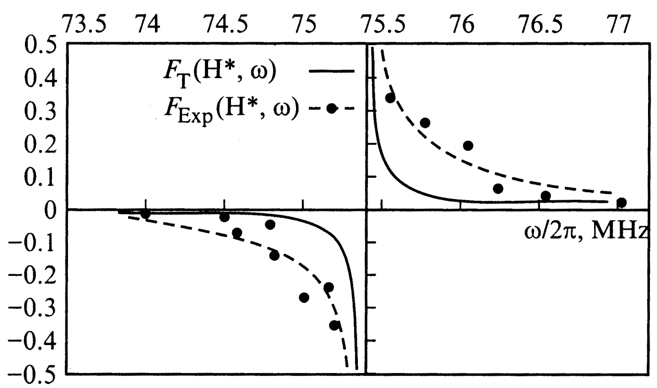

Рис. 5. Теоретическая $(F_T(H^*,\omega))$ и экспериментальная $(F_{\mathrm{exp}}(H^*,\omega))$ зависимости относительной разности квадратов скоростей от частоты вблизи ЯМАР.

одному значению волнового вектора k_0 соответствуют две частоты, максимальная разность между которыми, $(\delta\omega)$, определяемая из соотношения

$$(\omega_s^2-\omega_{1,2}^2)=\pm(\omega_s\omega_{0n})\left(\frac{\beta_0 B}{1-B}\right)^{\frac{1}{2}},$$

$$\beta_0=\frac{H_E H_e}{H(H+H_D)+2H_E H_{ms}^0}, \tag{30}$$

приблизительно равна (считаем $\omega_1+\omega_2\approx 2\omega_s$)

$$\delta\omega\approx\omega_{0n}\sqrt{\frac{\beta_0 B}{1-B}}. \tag{31}$$

Параметры, входящие в выражение (30), хорошо известны [3] и величина $\delta\omega$ при значении $H=60$ Oe составляет примерно ~ 300 kHz, что существенно больше ширины линии ЯМР ($\Delta\omega_{NMR}\approx 3$ kHz) и АЯР ($\Delta\omega_{ANR}\approx 30$ kHz). Таким образом, можно предположить, что наблюдаемое на эксперименте скачкообразное изменение скорости звука вблизи частоты ЯМР обусловлено переходом в точке пересечения (в точке резонанса) кривых дисперсии с нижней ветви МУ-волн (ветвь *1* на рис. 4) на верхнюю (ветвь *2*). Сам же ход кривой зависимости скорости звука в образце от частоты может быть определен из уравнений (26) и (27), которые легко сводятся к одному уравнению для смещений $u_z(Y)$

$$-\omega^2 u_Z(Y)=\frac{c_{44}}{\rho}\left\{1-B-\frac{\omega_{0n}^2}{\omega_{nf}^2-\omega^2}\beta_0 B\right\}\frac{\partial^2 u_Z(Y)}{\partial^2 Y}. \tag{32}$$

Из выражения (32) видно, что пространственно меняющаяся часть ядерной намагниченности, обусловленная упругим смещением, действуя через сверхтонкую и магнитоупругую связи, вносит вклад в эффективный модуль упругости (c_{44}^*)

$$c_{44}^*=c_{44}\left\{1-B-\frac{\omega_{0n}^2\beta_0}{\omega_{nf}^2-\omega^2}B\right\}. \tag{33}$$

Причем этот вклад носит резонансный по частоте характер и имеет максимальное значение вблизи частоты ЯМР ω_{nf}, сравнимое по величине с изменением модуля упругости вследствие Му-связи без учета взаимодействия между электронной и ядерной подсистемами [2,3] (см. формулу (29)). Определенная из экспериментальных данных величина относительного изменения квадрата скорости звука при данном значении постоянного магнитного поля $H=H^*$ может быть определена из (33) и имеет вид

$$F_T(H^*,\omega)=\frac{\nu_s^2(H^*,\omega)-\nu_s^2(H^*,\omega=\omega')}{\nu_s^2(H^*,\omega=\omega')}$$

$$=\frac{\omega_{nf}^2\beta_0 B}{(\omega^2-\omega_{nf}^2)(1-B)}, \tag{34}$$

где $\nu_s^2(H^*,\omega)=c_{44}^*/\rho$, $\nu_s^2(H^*,\omega=\omega')=c_{44}(1-B)/\rho$ — значение квадрата скорости звука, когда его частота $\omega=\omega'$ далека от частоты ЯМР $(\nu_s^2(H^*,\omega=\omega')\equiv\nu_s^2(H^*)$ (формула (29))). Ход кривой зависимости $F_T(H^*,\omega)$ от частоты возбуждаемого звука имеет вид кривой дисперсии и находится в качественном согласии с ходом экспериментальной кривой $F_{\mathrm{exp}}(H^*,\omega)$ (рис. 5). Мы здесь не ставили перед собой задачи добиться количественного согласия с экспериментальными данными, что, прежде всего, требует учета как реальной ширины линии ЯМР, так и затухания МУ-волн, что внесло бы определенные сложности в теоретические выкладки, не изменяя при этом принципиальной картины происходящих явлений. Таким образом, можно утверждать, что ядерная спин-система оказывает существенное влияние на магнитоупругие свойства магнетиков в области частот, близких к частоте ЯМР, т. е. в условиях ядерного магнитоакустического резонанса.

Авторы благодарны М.И. Куркину за ценные замечания, высказанные при обсуждении работы.

Список литературы

[1] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967).
[2] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. УФН **155**, *4*, 593 (1988).
[3] M.H. Seavey. Solid Stat. Commun. **10**, 219 (1972).
[4] Е.А. Туров, М.П. Петров. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. Наука, М. (1969).
[5] Х.Г. Богданова, В.А. Голенищев-Кутузов, М.И. Куркин и др. ЖЭТФ **112**, *5(11)*, 1830 (1997).
[6] Kh.G. Bogdanova, V.A. Golenishev-Kutuzov, M.I. Kurkin et. al. Appl. Magn. Reson. **14**, *4*, 583 (1998).
[7] В.Р. Гакель. ЖЭТФ **67**, *5(11)*, 1827 (1974).
[8] М.И. Куркин, Е.А. Туров. ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применение. Наука, М. (1990).
[9] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. ЖЭТФ **73**, 988 (1977).
[10] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. ФТТ **7**, 217 (1965).