Особенности магнитоакустических волн в Fe_3BO_6

© В.Д. Бучельников, Н.К. Даньшин*, Д.М. Долгушин,
А.И. Изотов*, В.Г. Шавров**, Л.Т. Цымбал*, T. Takagi***

Челябинский государственный университет,
454021 Челябинск, Россия
* Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина
** Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
125009 Москва, Россия
*** Institute of Fluid Science, Tohoku University,
980-8577 Sendai, Japan
E-mail: buche@csu.ru, shavrov@cplire.ru

(Поступила в Редакцию 22 ноября 2004 г.)

Экспериментально исследованы особенности магнитоакустических волн в орторомбическом антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом Fe_3BO_6 в окрестности спонтанного ориентационного фазового перехода первого рода. Обнаружено, что в точке перехода амплитуда активного (взаимодействующего со спиновыми волнами) звука существенно возрастает. Предложена феноменологическая теория магнитоупругих волн в ортоферритах, учитывающая наличие промежуточной доменной структуры в области ориентационного фазового перехода первого рода и позволяющая объяснить наблюдающуюся экспериментально аномалию амплитуды активного звука.

Соединение Fe_3BO_6 является орторомбическим антиферромагнетиком со слабым ферромагнетизмом. Как и в редкоземельных ортоферритах ($RFeO_3$, R — редкоземельный ион), в нем при понижении температуры происходит спонтанный ориентационный фазовый переход (ОФП) $\Gamma_4(G_x, F_z)$–$\Gamma_2(G_z, F_x)$, где **F**, **G** — соответственно векторы ферро- и антиферромагнетизма в двухподрешеточном приближении [1,2]. В отличие от редкоземельных ортоферритов данный переход в Fe_3BO_6 происходит не путем двух последовательных фазовых переходов второго рода через промежуточную угловую фазу $\Gamma_{24}(G_{x,z}, F_{x,z})$, а посредством одного ОФП первого рода [3]. Это единственное известное орторомбическое соединение, в котором спиновая переориентация из одного слабоферромагнитного состояния в другое происходит через ОФП первого рода, что делает данное соединение уникальным.

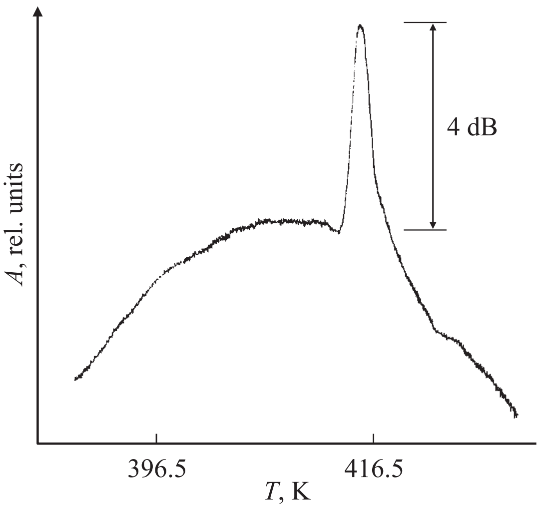
В настоящей работе экспериментально исследованы температурные зависимости скорости и затухания прошедших через образец Fe_3BO_6 поперечных звуковых волн в окрестности спонтанного ОФП $\Gamma_4(G_x, F_z)$–$\Gamma_2(G_z, F_x)$. Предложена феноменологическая теория связанных магнитоупругих волн в ортоферритах в области ОФП первого рода, которая позволяет объяснить наблюдающиеся экспериментально особенности магнитоакустических волн в Fe_3BO_6.

1. Эксперимент

Измерения скорости и затухания звука были выполнены с помощью импульсного ультразвукового спектрометра. Звук возбуждался резонансными пьезопреобразователями из ниобата лития на частоте 27.5 MHz. Затухание звука измерялось в непрерывном режиме с записью на самописец. Измерения относительного изменения скорости проводились фазочувствительным методом по точкам. Число надежно разрешенных прошедших через образец ультразвуковых эхо-импульсов (более десяти) позволяло достаточно точно определить абсолютную скорость звука в кристалле.

Температура спонтанного фазового перехода в исследуемом образце Fe_3BO_6 составляла 415 K. В связи с этим возникала необходимость изоляции рабочего объема от пьезодатчиков. Для этого образец размещался между двумя линиями задержки из кварца z-среза длиной по 4 cm. Акустический контакт линий задержки с образцом обеспечивался через алюминиевую фольгу толщиной $7\,\mu$m прижимом плоских поверхностей без смазки, а линий задержки с пьезодатчиками, находящимися при комнатной температуре, — через алюминиевую фольгу с помощью масла ГКЖ. Образец Fe_3BO_6 представлял собой монокристаллическую плоскопараллельную пластину размером $6.4\times3.1\times1.02$ mm с нормалью к плоскости образца **n**, параллельной оси монокристалла **a**. Точность совпадения оси **a** с нормалью равнялась 0.5°, а точность установки направления плоскости поляризации звука в плоскости образца составляла 3°.

Симметрийный анализ показывает, что, поскольку спонтанная переориентация $\Gamma_4(G_x, F_z)$–$\Gamma_2(G_z, F_x)$ обусловлена обращением в нуль анизотропии в плоскости ac, в этом случае активными (взаимодействующими со спиновыми волнами) должны быть звуковые моды с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$, $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{c}$ или $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{a}$ (**k** — волновой вектор, $\boldsymbol{\varepsilon}$ — вектор поляризации) [1,4]. На рисунке представлен результат измерения амплитуды прошедшего через образец ультразвукового сигнала в геометрии эксперимента $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$, $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{c}$. Из рисунка следует, что амплитуда прошедшего через образец активного звука в точке фазового



Температурная зависимость амплитуды активной поперечной звуковой волны в Fe_3BO_6 в области спонтанного ОФП $\Gamma_2{-}\Gamma_4$.

перехода не убывает (как во всех известных ортоферритах [1]), а возрастает. Это соответствует уменьшению затухания звука с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$, $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{c}$ в точке фазового перехода. Аномалия наблюдается на фоне плавного изменения с температурой амплитуды прошедшего через образец сигнала. Измерения скорости активного звука с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$, $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{c}$ показали, что в точке фазового перехода она уменьшается незначительно (относительное изменение скорости $\Delta S/S \sim 0.2\%$).

Затухание звуковых волн с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$, $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{b}$ обнаруживает также аномалию резонансного типа, но при $T = 415\,\mathrm{K}$ амплитуда сигнала для этого типа волн уменьшается. Изменения скорости звука в этой геометрии в пределах ошибки эксперимента не зафиксированы.

2. Теория. Обсуждение результатов

Наблюдаемое экспериментально аномальное поведение звуковых волн с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$, $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{c}$ можно качественно объяснить следующим образом. Известно, что в окрестности фазового перехода первого рода в ортоферритах существует промежуточная доменная структура [5]. В этом случае образец ортоферрита в форме пластины разбивается на домены чередующихся фаз $\Gamma_2(G_z, F_x)$ и $\Gamma_4(G_x, F_z)$, разделенных доменными границами. В доменных границах происходит поворот вектора антиферромагнетизма $\mathbf{G}$ от оси $\mathbf{z}$ к оси $\mathbf{x}$, а вектор ферромагнетизма $\mathbf{F}$ поворачивается от оси $\mathbf{x}$ к оси $\mathbf{z}$. Если рассматривать области, которые содержат достаточно много доменов фаз $\Gamma_2(G_z, F_x)$ и $\Gamma_4(G_x, F_z)$, но малые по сравнению с длиной звуковой волны, то звуковая волна при прохождении через кристалл будет взаимодействовать не с намагниченностью каждой из фаз $\Gamma_2(G_z, F_x)$ или $\Gamma_4(G_x, F_z)$, а со средней намагниченностью. При наличии доменной структуры направление средней намагниченности не совпадает с осью $\mathbf{x}$ или $\mathbf{z}$, а занимает некоторое промежуточное положение между этими осями. Ее направление будет зависеть от соотношения объемных долей доменов фаз $\Gamma_2(G_z, F_x)$ и $\Gamma_4(G_x, F_z)$, которые в свою очередь зависят от температуры. В такой ситуации взаимодействие звуковой волны с промежуточной доменной структурой в области фазового перехода первого рода должно быть аналогичным взаимодействию звука с магнитной подсистемой ортоферритов в угловой фазе $\Gamma_{24}(G_{x,z}, F_{x,z})$, в которой как раз при изменении температуры намагниченность изменяет свое направление от оси $\mathbf{z}$ к оси $\mathbf{x}$ или наоборот. Как было показано в [4], затухание звука в ортоферритах, обусловленное взаимодействием звуковых волн с магнитной подсистемой, максимально в точках фазовых переходов второго рода $\Gamma_{24}(G_{x,z}, F_{x,z}){-}\Gamma_2(G_z, F_x)$ и $\Gamma_{24}(G_{x,z}, F_{x,z}){-}\Gamma_4(G_x, F_z)$, когда намагниченность становится параллельной оси $\mathbf{x}$ или $\mathbf{z}$, и равно нулю в том случае, когда намагниченность составляет угол 45° с этими осями. Естественно предположить, что и в случае, когда в ортоферритах имеет место переход первого рода при наличии промежуточной доменной структуры, затухание звука должно вести себя аналогичным образом. Действительно, при равных долях доменов фаз $\Gamma_2(G_z, F_x)$ и $\Gamma_4(G_x, F_z)$ (т.е. в точке фазового перехода первого рода) средняя намагниченность будет составлять угол 45° с осями $\mathbf{x}$ и $\mathbf{z}$, а при максимальной доле одной из фаз совпадать с этими осями. Таким образом, с учетом проведенной здесь аналогии при наличии промежуточной доменной структуры затухание звука должно быть минимальным в точке фазового перехода первого рода и максимальным в точках потери устойчивости фаз, что и наблюдается в эксперименте.

Проиллюстрируем изложенное выше с помощью феноменологической теории связанных магнитоупругих волн в ортоферритах, которая отличается от существующих на данный момент теорий [1,2,4] тем, что в ней учитывается промежуточная доменная структура, возникающая в ортоферритах в окрестности ОФП первого рода [5].

С этой целью рассмотрим стандартную связанную систему уравнений Ландау–Лифшица и теории упругости с учетом затухания в магнитной подсистеме [1,2]

$$\dot{\mathbf{F}} = -\frac{g}{2M_0}\left\{\left[\mathbf{F}, \frac{\partial W}{\partial \mathbf{F}}\right] + \left[\mathbf{G}, \frac{\partial W}{\partial \mathbf{G}}\right]\right\} + \frac{g}{2M_0}\mathbf{R}_\mathbf{F},$$

$$\dot{\mathbf{G}} = -\frac{g}{2M_0}\left\{\left[\mathbf{F}, \frac{\partial W}{\partial \mathbf{G}}\right] + \left[\mathbf{G}, \frac{\partial W}{\partial \mathbf{F}}\right]\right\} + \frac{g}{2M_0}\mathbf{R}_\mathbf{G},$$

$$\rho \ddot{U}_i = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \tag{1}$$

где g — гиромагнитное отношение, $\mathbf{R}_{\mathbf{F},\mathbf{G}}$ — релаксационные слагаемые, которые записывались в виде [6]

$$\mathbf{R}_\mathbf{F} = -\lambda_0 \frac{\partial W}{\partial \mathbf{F}} - \lambda_\perp \mathbf{G}^2 \frac{\partial W}{\partial \mathbf{F}} - (\lambda_\perp - \lambda_\parallel)\mathbf{G}\left(\mathbf{G}, \frac{\partial W}{\partial \mathbf{F}}\right),$$

$$\mathbf{R}_\mathbf{G} = -\lambda_0 \frac{\partial W}{\partial \mathbf{G}} - \lambda_\perp \mathbf{G}^2 \frac{\partial W}{\partial \mathbf{G}} - (\lambda_\perp - \lambda_\parallel)\mathbf{G}\left(\mathbf{G}, \frac{\partial W}{\partial \mathbf{G}}\right),$$

M_0 — намагниченность насыщения подрешетки при $T = 0$; W — плотность свободной энергии, ρ —

плотность магнетика, $\mathbf{U}$ — вектор смещений, $\sigma_{ik} = \partial W/\partial U_{ik}$ — тензор напряжений, U_{ik} — тензор деформаций, λ — параметры релаксации. Релаксационные слагаемые $\mathbf{R}_{\mathbf{F},\mathbf{G}}$ записаны в приближении $F \ll G$; в самом общем случае без данного приближения для двухподрешеточных антиферромагнетиков они приведены в [6] в виде разложения по эффективным полям $\partial W/\partial \mathbf{F}$ и $\partial W/\partial \mathbf{G}$. Параметры λ_0, $\lambda_\parallel$ и $\lambda_\perp$ выделяют вклад в диссипацию от продольных и поперечных колебаний по отношению к векторам ферро- и антиферромагнетизма. Плотность свободной энергии имеет вид

$$
\begin{aligned}
W = {} & \frac{1}{2}a\mathbf{G}^2 + \frac{1}{4}b\mathbf{G}^4 + \frac{1}{2}A\mathbf{F}^2 + \frac{1}{2}D(\mathbf{FG})^2 + \frac{1}{2}D'\mathbf{F}^2\mathbf{G}^2 \\
& - 2M_0\mathbf{HF} + \frac{1}{2}k_{ac}^0G_z^2 + \frac{1}{2}k_{ab}^0G_y^2 + \frac{1}{4}k_2G_z^4 + \frac{1}{4}k_2'G_y^4 \\
& + \frac{1}{2}k_2''G_y^2G_z^2 + d_1F_xG_z - d_3F_zG_x + 2\big[(B_{11}U_{xx} \\
& + B_{12}U_{yy} + B_{13}U_{zz})G_x^2 + (B_{21}U_{xx} + B_{22}U_{yy} \\
& + B_{23}U_{zz})G_y^2 + (B_{31}U_{xx} + B_{32}U_{yy} + B_{33}U_{zz})G_z^2 \\
& + B_{44}U_{yz}G_yG_z + B_{55}U_{xz}G_xG_z + B_{66}U_{xy}G_xG_y\big] \\
& + \frac{1}{2}(C_{11}U_{xx}^2 + C_{22}U_{yy}^2 + C_{33}U_{zz}^2) + C_{12}U_{xx}U_{yy} \\
& + C_{13}U_{xx}U_{zz} + C_{23}U_{yy}U_{zz} \\
& + 2C_{44}U_{yz}^2 + 2C_{55}U_{xz}^2 + 2C_{66}U_{xy}^2. \qquad (2)
\end{aligned}
$$

Здесь пять первых слагаемых описывают энергию однородного обмена, шестое — энергию магнетика во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$, следующие слагаемые — энергию анизотропии (члены с коэффициентами k), энергию взаимодействия Дзялошинского–Мория (члены с коэффициентами d), магнитоупругости (члены с коэффициентами B) и упругости (члены с коэффициентами C). При записи (2) использовались стандартные обозначения, принятые для ортоферритов [1,2,4].

Поскольку в области ОФП первого рода существует промежуточная доменная структура, состоящая из доменов фаз $\Gamma_4(G_x, F_z)$ и $\Gamma_2(G_z, F_x)$, в качестве основного равновесного состояния магнетика необходимо рассматривать состояние из чередующихся фаз Γ_2 и Γ_4, разделенных доменными границами. В таком состоянии векторы $\mathbf{F}$ и $\mathbf{G}$ вращаются в плоскости xz и углы между этими векторами и осью $\mathbf{z}$ зависят от координаты y (при одновременном учете в энергии (2) слагаемого с неоднородным обменом) [5]. Для данного состояния необходимо получить линеаризованную систему уравнений движения намагниченности (Ландау–Лифшица) и упругости, описывающую малые колебания вблизи положения равновесия. Эту систему следует затем усреднить по объему, содержащему достаточно много доменов фаз Γ_2 и Γ_4, линейные размеры которых, однако, малы по сравнению с длиной звуковой волны Δ. При таком усреднении можно пренебречь в линеаризованной системе динамических уравнений слагаемыми, описывающими неоднородный обмен. В этом случае отсутствуют поверхностные волны, локализованные на доменной границе, но остаются объемные спиновые колебания, которые и представляют интерес, поскольку именно с ними взаимодействуют звуковые колебания с такими длинами волн. При этом подходе задача о нахождении спектра связанных магнитоупругих волн в состоянии с промежуточной доменной структурой становится эквивалентной задаче о нахождении спектра данных колебаний в угловой фазе $\Gamma_{24}(G_{z,x}, F_{x,z})$, в которой подразумевается, что векторы $\mathbf{G}$ и $\mathbf{F}$ неявным образом зависят от координаты y. Эта зависимость исчезает при последующем усреднении (см. далее). Из (2) следует, что в состоянии $\Gamma_{24}(G_{z,x}, F_{x,z})$ значения векторов $\mathbf{F}$ и $\mathbf{G}$ определяются с помощью уравнений

$$
\mathbf{F} = 2M_0\chi_\perp\big[\mathbf{H} - D\chi_\parallel\mathbf{G}(\mathbf{HG}) + \mathbf{G}_d\big],
$$

$$
\chi_\perp^{-1} = A + D\mathbf{G}^2, \qquad \chi_\parallel^{-1} = A(D + D')\mathbf{G}^2,
$$

$$
\begin{aligned}
\mathbf{G}_d = \big\{ & D\chi_\parallel(d_1 - d_3)G_zG_x^2 \\
& - d_1G_z,\, 0,\, D\chi_\parallel(d_1 - d_3)G_xG_z^2 + d_3G_x \big\},
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
(a + b\mathbf{G}^2 + D'\mathbf{F}^2 + 4\Delta_1 - B_{55}^2G_z^2/C_{55})G_x & \\
+ D(\mathbf{FG})F_x - d_3F_z & = 0,
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
(a + b\mathbf{G}^2 + D'\mathbf{F}^2 + 4\Delta_3 + k_{ac}^0 + k_2G_z^2 & \\
- B_{55}^2G_x^2/C_{55})G_z + D(\mathbf{FG})F_z + d_1F_x & = 0, \qquad (3)
\end{aligned}
$$

$\Delta_i = \sum_{p=1}^{3} B_{ip}U_{pp}^{(0)}$, $U_{ik}^{(0)}$ — равновесные деформации [1].

В соответствии с экспериментом рассмотрим случай распространения волн вдоль оси монокристалла $\mathbf{x} \parallel \mathbf{a}$. Для линеаризации системы связанных уравнений (1) все переменные представлялись в виде $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_0 + \mathbf{q}\exp(ikx - i\omega t)$, где $\mathbf{Q}_0$ — равновесные значения, а $\mathbf{q}$ — малые отклонения от равновесного состояния. После этого проводилось усреднение полученной системы связанных уравнений. С этой целью все коэффициенты перед переменными величинами $\mathbf{q}$ в системе уравнений представлялись в виде [5]

$$
Q = Q(\Gamma_2)(1 - \xi) + Q(\Gamma_4)\xi, \qquad (4)
$$

где $Q(\Gamma_2)$, $Q(\Gamma_4)$ — значения коэффициентов в фазах $\Gamma_2(G_z, F_x)$ и $\Gamma_4(G_x, F_z)$; $(1 - \xi)$, ξ — доля доменов этих фаз соответственно. Как отмечалось выше, справедливость такого усреднения обусловлена тем, что длина звуковой волны $\Lambda = S/\omega \approx 10^{-2}$ cm намного превосходит размер доменов в промежуточном состоянии [5].

Окончательно полная система связанных уравнений запишется как

$$(i\omega-\lambda\omega_{fx})f_x-(1-\xi)\omega_{cb}g_y+\xi\omega_{d3}f_y=0,$$

$$(i\omega-\lambda\omega_E)f_y-(1-\xi)\omega_{ca}g_x+\xi\omega_{ac}g_z$$
$$+(1-\xi)(\omega_{d3}-\omega_{d1})f_z-\xi\omega_d f_x$$
$$+\frac{\rho S_5^2\omega_{me5}}{B_{55}}(2\xi-1)iku_z=0,$$

$$(i\omega-\lambda\omega_{fz})f_z-\xi\omega_{ab}g_y+(1-x)\omega_{d1}f_y$$
$$-\frac{\rho S_6^2\omega_{me6}}{B_{66}}\xi iku_y=0,$$

$$(i\omega-\lambda\omega_{gx})g_x+\frac{\omega_{d3}\omega_{ab}}{\omega_E}\xi g_y+(1-\xi)\omega_E f_y$$
$$+\frac{\rho S_6^2\omega_{me6}\omega_{d3}}{B_{66}\omega_E}\xi iku_y=0,$$

$$(i\omega-\lambda\omega_{gy})g_y-\frac{\omega_{d3}\omega_{E1}}{\omega_E}\xi g_x$$
$$-(1-\xi)\frac{\omega_{d1}\omega_{E1}}{\omega_E}g_z-(1-\xi)\omega_E f_x+\xi\omega_E f_z$$
$$-\frac{\rho S_5^2\omega_{me5}}{\omega_E}\left[\frac{4B_{31}}{B_{55}}\omega_{d1}(1-\xi)+\frac{4B_{11}}{B_{55}}\omega_{d3}\xi\right]iku_x=0,$$

$$(i\omega-\lambda\omega_{gz})g_z+\frac{\omega_{d1}\omega_{cb}}{\omega_E}(1-\xi)g_y-\xi\omega_E f_y=0,$$

$$(\omega^2-\omega_1^2)u_x+\frac{4ikB_{11}}{\rho}\xi g_x+\frac{4ikB_{31}}{\rho}(1-\xi)g_z=0,$$

$$(\omega^2-\omega_6^2)u_y+\frac{ikB_{66}}{\rho}\xi g_y=0,$$

$$(\omega^2-\omega_5^2)u_z+\frac{ikB_{55}}{\rho}\xi g_z+\frac{ikB_{55}}{\rho}(1-\xi)g_x=0. \quad (5)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\omega_{fx}=g\left[\chi_\perp^{-1}(1-\xi)+\chi_\parallel^{-1}\xi+16\pi M_0^2\right]/2M_0,$$

$$\omega_{fz}=g\left[\chi_\parallel^{-1}(1-\xi)+\chi_\perp^{-1}\xi\right]/2M_0,$$

$$\omega_{gx}=g\big[2\xi b+(1-\xi)\big(-k_{ac}^0-k_2-4(\Delta_2-\Delta_1)$$
$$+\chi_\perp d_1^2+D\chi_\perp^2 d_1^2\big)\big]/2M_0,$$

$$\omega_{gy}=\xi\omega_{ab}+(1-\xi)\omega_{cb},$$

$$\omega_{gz}=g\big[(1-\xi)(2b+2k_2+\chi_\perp d_1^2)$$
$$+\xi\big(k_{ac}^0+4(\Delta_3-\Delta_1)+\chi_\perp d_3^2\big)\big]/2M_0,$$

$$\omega_E=g\chi_\perp^{-1}/2M_0,\quad \omega_{E1}=g\chi_\perp^{-1}[1+2\chi_\perp(b-D')]/2M_0,$$

$$\omega_{d3,1}=gd_{3,1}/2M_0,\quad \omega_d=g[d_3-d_1+16\pi M_0^2\chi_\perp d_3]/2M_0,$$

$$\omega_{ab}=g[k_{ab}^0+4(\Delta_2-\Delta_1)+\chi_\perp d_3^2]/M_0,$$

$$\omega_{cb}=g[k_{ab}^0+k_2''-k_{ac}^0-k_2+4(\Delta_2-\Delta_3)+\chi_\perp d_1^2]/2M_0,$$

$$\omega_{ca}=g[-k_{ac}-k_2-4(\Delta_3-\Delta_1)+\chi_\perp d_1(d_1-d_3)]/2M_0,$$

$$\omega_{ac}=g[k_{ac}+4(\Delta_3-\Delta_1)+\chi_\perp d_3(d_3-d_1)]/2M_0,$$

$$\omega_i^2=S_i^2k^2,\quad S_i^2=C_{ii}/\rho,$$

$$\omega_{mei}=\frac{gB_{ii}^2}{2M_0\rho S_i^2},\quad \lambda=\lambda_0+\lambda_\parallel.$$

При выводе уравнений (5) в релаксационных слагаемых использовалось условие $\lambda_\perp=\lambda_\parallel$, а также пренебрегалось слагаемыми, пропорциональными малой величине F. Кроме того, предполагалось, что в фазах Γ_2 и Γ_4 величина $G\approx 1$ и все характерные частоты намного меньше обменной частоты ω_E.

Система уравнений (5) является сложной для анализа законов дисперсии связанных магнитоупругих волн. Не теряя общности результатов, можно ее значительно упростить. Для этого примем следующие приближения: $B_{31}=B_{11}=0$, $d_3=d_1=0$, что отвечает пренебрежению взаимодействием продольного звука со спиновой подсистемой и взаимодействием Дзялошинского–Мория. В этом случае система связанных уравнений (5) распадается на две независимые системы относительно переменных f_y, g_x, g_z, u_z и g_y, f_x, f_z, u_y соответственно. В одной из них со спиновой подсистемой взаимодействует поперечная звуковая волна с поляризацией $\varepsilon\parallel\mathbf{c}$, а в другой — поперечная звуковая волна с поляризацией $\varepsilon\parallel\mathbf{b}$. На основании полученных систем связанных уравнений легко найти дисперсионные уравнения магнитоупругих волн

$$\omega^5+i\lambda(\omega_E+\omega_{gx}+\omega_{gz})\omega^4-i\{\omega_5^2+\omega_{1S}^2$$
$$+\lambda^2[\omega_E(\omega_{gx}+\omega_{gz})+\omega_{gx}\omega_{gz}]\}\omega^3$$
$$-i\lambda[\omega_5^2(\omega_E+\omega_{gx}+\omega_{gz})+\omega_E\omega_{1rS}^2+\lambda^2\omega_E\omega_{gx}\omega_{gz}]\omega^2$$
$$+\omega_5^2\{\omega_{1S}^2-\omega_E\omega_{me5}(2\xi-1)^2$$
$$\times\lambda^2[\omega_E(\omega_{gx}+\omega_{gz})+\omega_{gx}\omega_{gz}]\}\omega$$
$$+i\lambda\omega_5^2\omega_E[\omega_{1rS}^2+\omega_{2rS}^2(2\xi-1)+\lambda^2\omega_{gx}\omega_{gz}]=0, \quad (6)$$

$$\omega^5+i\lambda(\omega_{fx}+\omega_{gy}+\omega_{fz})\omega^4-[\omega_6^2+\omega_{2S}^2$$
$$+\lambda^2(\omega_{fx}\omega_{gy}+\omega_{fx}\omega_{fz}+\omega_{gy}\omega_{fz})]\omega^3$$
$$-i\lambda[\omega_6^2(\omega_{fx}+\omega_{gy}+\omega_{fz})+\omega_E\omega_{3rS}^2$$
$$+\lambda^2\omega_{fx}\omega_{gy}\omega_{fz}]\omega^2+\omega_6^2[\omega_{2S}^2-\omega_E\omega_{me6}\xi^3$$
$$+\lambda^2(\omega_{fx}(\omega_{gy}+\omega_{fx}\omega_{fz}+\omega_{gy}\omega_{fz}]\}\omega$$
$$+i\lambda\omega_6^2[\omega_E\omega_{3rS}^2-\omega_E\omega_{fx}\omega_{me6}\xi^3+\lambda^2\omega_{fx}\omega_{gy}\omega_{fz}]=0, \quad (7)$$

где

$$\omega_{1S}^2=\omega_E[\omega_{ca}(1-\xi)^2+\omega_{ac}\xi^2],$$
$$\omega_{1rS}^2=\omega_{gz}\omega_{ca}(1-\xi)^2+\omega_{gx}\omega_{ac}\xi^2,$$
$$\omega_{2rS}^2=\omega_{me5}[\omega_{gz}(1-\xi)^2-\omega_{gx}\xi^2],$$
$$\omega_{2S}^2=\omega_E[\omega_{cb}(1-\xi)^2+\omega_{ab}\xi^2],$$
$$\omega_{3rS}^2=\omega_{fz}\omega_{cd}(1-\xi)^2+\omega_{fx}\omega_{ab}\xi^2.$$

Дисперсионные уравнения (6), (7) позволяют определить законы дисперсии связанных магнитоупругих волн. При $\lambda = 0$ из них получаем законы дисперсии незатухающих магнитоупругих волн

$$\omega_{\mathrm{I}}^2 = \omega_{1S}^2 + \omega_5^2 \omega_E \omega_{me5} (2\xi - 1)^2 / \omega_{1S}^2,$$

$$\omega_{\mathrm{II}}^2 = \omega_{2S}^2 + \omega_6^2 \omega_E \omega_{me6} \xi^3 / \omega_{2S}^2, \qquad (8)$$

$$\omega_{\mathrm{III}}^2 = \omega_5^2 \left[1 - \omega_E \omega_{me5} (2\xi - 1)^2 / \omega_{1S}^2\right],$$

$$\omega_{\mathrm{IV}}^2 = \omega_6^2 \left[1 - \omega_E \omega_{me6} \xi^3 / \omega_{2S}^2\right]. \qquad (9)$$

Первые две ветви спектра отвечают квазиспиновым волнам, а вторые две — квазиупругим волнам. Из (9) видно, что скорость квазиупругих волн $S_{\mathrm{III}} = \omega_{\mathrm{III}}/k$ с поляризацией $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{c}$ максимально уменьшается в точках потери устойчивости фаз Γ_2 и Γ_4, т.е. при $\xi = 1$ и 0 соответственно. В точке же ОФП (ей отвечает значение параметра $\xi = 1/2$) в принятых приближениях скорость этого квазизвука не изменяется, что согласуется с результатами эксперимента (как отмечалось выше относительное уменьшение скорости такого звука $\Delta S/S \sim 0.2\%$). Скорость квазиупругих волн с поляризацией $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{b}$ максимально уменьшается только в точке потери устойчивости фазы Γ_2. В фазе же Γ_4 данный звук вовсе не взаимодействует со спиновой подсистемой.

Решение уравнений (6), (7) в первом приближении по параметру затухания λ позволяет определить затухание звуковых волн $\Gamma = k''$, где k'' — мнимая часть волнового числа. Оно выражается формулами

$$\Gamma_{\mathrm{III}} = \frac{\lambda}{2} \frac{\omega_E \omega_{me5} (2\xi - 1)}{S_5 \omega_{1S}^2 (1 - \zeta_5)^{3/2}}$$

$$\times \Bigg\{ (\omega_{gz} - \omega_{gx})(\omega_{ca} + \omega_{ac}) \xi^2 (1 - \xi)^2$$

$$+ \frac{\omega^2}{\omega_{1S}^2} \left[(\omega_{gx} + \omega_E)\omega_{ca}(1-\xi)^2 + (\omega_{gz} + \omega_E)\omega_{ac}\xi^2\right] \Bigg\}, \qquad (10)$$

$$\Gamma_{\mathrm{IV}} = \frac{\lambda}{2} \frac{\omega_E \omega_{me6} \xi^3}{S_5 \omega_{2S}^4 (1 - \zeta_6)^{3/2}}$$

$$\times \left[(\omega_{fx} - \omega_{fz})\omega_{cb}\omega_E(1-\xi)^2 + \omega^2(\omega_{gy} + \omega_{fz})\right], \qquad (11)$$

где $\zeta_5 = \omega_E \omega_{me5}(2\xi - 1)^2/\omega_{1S}^2$, $\zeta_6 = \omega_E \omega_{me6} \xi^3/\omega_{2S}^2$ — параметры магнитоупругой связи.

Приведенные формулы (10), (11) позволяют качественно объяснить экспериментально наблюдаемые особенности распространения звуковых волн в Fe_3BO_6. В частности, из (10) следует, что на границах устойчивости существования промежуточной доменной структуры ($\xi = 0$ и 1) параметр магнитоупругой связи ζ_5 максимален, а частота ω_{1S}^2 минимальна, и затухание поперечного звука Γ_{III} с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$, $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{c}$ имеет максимумы. В точке же фазового перехода (при $\xi = 1/2$) затухание такого звука равно нулю и определяется только затуханием в упругой подсистеме, которое не учитывалось при выводе формулы (10). Таким образом, в точке ОФП первого рода затухание активного звука действительно должно иметь минимум, что и наблюдается экспериментально (см. рисунок). Из (11) следует, что затухание Γ_{IV} поперечного звука с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$, $\boldsymbol{\varepsilon} \parallel \mathbf{b}$ должно иметь один максимум, соответствующий одной границе существования промежуточной доменной структуры ($\xi = 1$ — точка потери устойчивости фазы Γ_2). Именно такая ситуация имеет место в эксперименте [3].

Отметим, что может быть предложена еще одна гипотеза объяснения неблюдавшейся экспериментально акустической аномалии в Fe_3BO_6. Согласно ей, из-за сильного магнитоупругого взаимодействия поглощение активного звука при приближении к ОФП возрастает настолько, что данные звуковые волны в окрестности самой точки ОФП становятся чисто релаксационными [2]. В этом случае действительная часть звуковой частоты равна нулю и поглощение звука должно быть минимальным. Однако против этой гипотезы свидетельствует то, что относительное изменение скорости активного звука вблизи точки ОФП является настолько незначительным, что не должно приводить к сильному увеличению затухания звука при подходе к точке ОФП.

Список литературы

[1] В.Д. Бучельников, Н.К. Даньшин, Л.Т. Цымбал, В.Г. Шавров. УФН **166**, *6*, 585 (1996).

[2] В.Д. Бучельников, Н.К. Даньшин, Л.Т. Цымбал, В.Г. Шавров. УФН **169**, *10*, 1049 (1999).

[3] Л.Т. Цымбал, А.И. Изотов, Н.К. Даньшин, К.Н. Кочарян. ЖЭТФ **105**, *4*, 948 (1994).

[4] И.Е. Дикштейн, В.В. Тарасенко, В.Г. Шавров. ФТТ **19**, *4*, 1107 (1977).

[5] В.Г. Барьяхтар, В.А. Попов. Проблемы физики твердого тела. УНЦ АН СССР, Свердловск (1975). 193 с.

[6] А.А. Мухин, А.С. Прохоров. Тр. ИОФАН **25**, 162 (1990).