

УДК 534.22; 539.32

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН И ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В УПРУГОДЕФОРМИРОВАННОМ МОНОКРИСТАЛЛЕ $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

А. Ф. Ермолов, В. В. Мошкин, В. Л. Преображенский,  
Н. А. Экономов

Экспериментально исследовано влияние статических деформаций на скорость магнитоупругих волн в гематите. Обнаружено ограничение диапазона магнитоупругой перенормировки спектра акустических волн. Предложено объяснение наблюдаемой особенности на основе модели реального кристалла с дефектами типа «случайное поле анизотропии». Измерены эффективные ангармонические модули упругости четвертого порядка, имеющие аномально большую величину ( $10^{20}$ — $10^{21}$  эрг/см<sup>3</sup>) и высокую чувствительность к изменениям напряженности магнитного поля.

Деформирование кристаллической решетки оказывает существенное влияние на спектр магнитоупругих возбуждений антиферромагнетиков с анизотропией типа «легкая плоскость» (АФЛП). Характерная для АФЛП и, в частности, для гематита ( $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) сильная динамическая связь упругой и магнитной подсистем [<sup>1-5</sup>] позволяет надежно регистрировать это влияние и детально исследовать с помощью статического деформирования особенности магнитоупругой динамики магнетиков в окрестности спин-ориентационных фазовых переходов.

Относительно слабые упругие деформации, сравнимые по величине со спонтанной магнитоупругой, индуцируют в базисной плоскости АФЛП магнитоупругую анизотропию. Ее энергия может превосходить энергию кристалломагнитной внутриплоскостной анизотропии, как это имеет место в гематите. Наведенная анизотропия проявляется, в частности, в изменении частоты антиферромагнитного резонанса (АФМР) [<sup>1-3</sup>]. При ориентации «трудной оси» наведенной анизотропии параллельно внешнему магнитному полю в базисной плоскости деформирование понижает частоту АФМР вплоть до полной компенсации вклада в активацию спектра от зеемановского взаимодействия. Точке компенсации соответствует ориентационный фазовый переход второго рода [<sup>6</sup>]. Дальнейшее увеличение деформаций приводит к отклонению ферромагнитного момента  $m$  от направления поля и соответствующей переориентации вектора антиферромагнетизма  $l$ . При этом частота АФМР начинает возрастать. Такая немонотонность зависимости частоты АФМР от деформирующих напряжений в  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> экспериментально наблюдалась в [<sup>3</sup>], а соответствующая переориентация вектора  $l$  исследовалась магнитооптическим методом в [<sup>7</sup>]. Принципиальная особенность изменения спектра магнитоупругих волн в переходной области состоит в том, что, несмотря на магнитную природу фазового перехода, критическое поведение оказывается присущим не спин-волновой, а одной из акустических мод связанных колебаний [<sup>6</sup>]. Если спин-волновая мода «размягчается» в точке перехода не полностью (вклад изотропной щели в активацию спектра остается нескомпенсированным), то скорость распространения одной из акустических магнитоупругих мод аномально падает. Теоретически вблизи перехода предска-

зывается изменение закона дисперсии звука с линейного на квадратичный [6].

В настоящей работе экспериментально исследуются аномалии акустических свойств монокристалла гематита вблизи ориентационных фазовых переходов, вызванных деформированием. Приводятся результаты измерения скорости магнитоупругих волн при ориентации «легкой оси» наведенной анизотропии под углом  $\pi/4$  к направлению магнитного поля  $H$  в базисной плоскости. В такой ориентации начальный участок деформационной зависимости скорости звука оказывается квадратичным, что дает возможность экспериментально определить величину ангармонических модулей упругости четвертого порядка. Результаты их измерений для кристалла  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  сопоставляются с данными расчетов. Для теоретического объяснения наблюдаемых закономерностей изменения скоростей звука в окрестности спиновой переориентации привлечена модель реального кристалла с дефектами типа «случайное поле» [8].

## 1. Методика эксперимента и результаты

Экспериментальные исследования зависимости скорости звука в гематите от напряженности внешнего магнитного поля и статических деформаций проводились фазоимпульсным методом. Образец имел форму параллелепипеда сечением  $2 \times 3$  мм в базисной плоскости кристалла и длиной 7 мм вдоль оси третьего порядка. Синтетический кристалл, из которого вырезался образец, получен методом спонтанной кристаллиза-

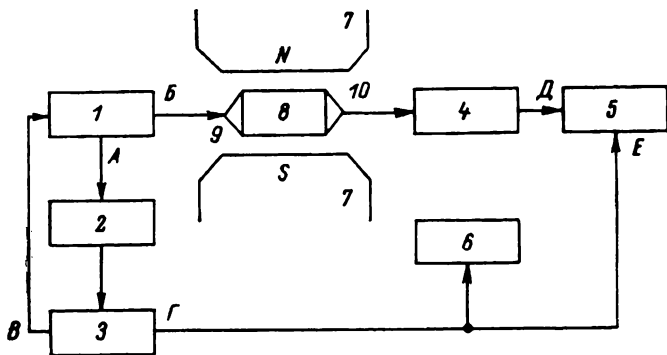


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — ВЧ генератор; 2 — схема управления; 3 — генератор прямоугольных импульсов; 4 — усилитель; 5 — двухканальный осциллограф; 6 — измеритель временных интервалов; 7 — электромагнит; 8 — образец; 9, 10 — пьезопреобразователи.

ции из раствора в расплаве висмутата натрия. В образце возбуждались акустические импульсы с высокочастотным заполнением на частоте 30 МГц. Изменения скорости звука при деформировании регистрировались по сдвигу фазы ВЧ заполнения на выходе кристалла.

На рис. 1 приведена блок-схема экспериментальной установки. Зондирующие радиоимпульсы вырабатывались высокочастотным генератором 1 с импульсной модуляцией, с выхода «А» генератора непрерывный сигнал поступал на схему управления 2, которая формировала синхроимпульсы с частотой повторения, кратной частоте ВЧ сигнала. Синхроимпульсы осуществляли запуск генератора прямоугольных импульсов 3. Прямоугольные импульсы с выхода «В» использовались для модуляции ВЧ генератора 1. Сигналы с его мощного выхода «Б» поступали на возбуждающий пьезопреобразователь 9. Акустическая волна в звукопроводе из гематита возбуждалась и регистрировалась с помощью сдвиговых пьезоэлектрических преобразователей из ниобата лития (срез ХУ-17°). Преобразователи приклеивались с помощью фенол-салицилата к противоположным торцевым плоскостям звукопровода, перпендикулярным оси третьего порядка. Поляризация преобразователей ориентировалась

параллельно оси второго порядка кристалла. Выходной акустический сигнал преобразовывался приемным преобразователем 10 в электрические колебания, которые после усиления в усилителе 4 подавались на вход «Д» канала вертикального отклонения двухканального осциллографа 5. С выхода «Г» генератора 3 прямоугольные синхрои импульсы с плавно регулируемой длительностью поступали на вход «Е» канала вертикального отклонения осциллографа, на вход внешнего запуска развертки и на цифровой измеритель временных интервалов 6. Запуск развертки осциллографа осуществлялся передним фронтом синхрои импульсов. Таким образом осуществлялась жесткая синхронизация развертки осциллографа с высокочастотным заполнением зондирующих радиоимпульсов, что позволило отслеживать на экране вызванные внешними воздействиями изменения фазы акустического сигнала при его распространении по звукопроводу.

Путем изменения длительности импульсов, поступающих на вход «Е» осциллографа, их задний фронт совмещался с текущим положением нулевого отсчета фазы ВЧ сигнала. При этом изменение длительности импульсов, равное изменению времени распространения звуковой волны по звукопроводу, измерялось измерителем временных интервалов. Точность измерения относительных изменений скорости звука составила 0.05 %. Абсолютное значение скорости звука измерялось по времени распространения акустического импульса по кристаллу с точностью 0.2 %. Величины прикладываемых к кристаллу механических напряжений воспроизводились с погрешностью  $\pm 2.0$  дин/см<sup>2</sup>.

Длительность зондирующих радиоимпульсов выбиралась равной 1 мкс, а частота следования — 100 кГц. Звукопровод помещался в постоянное магнитное поле с напряженностью, регулируемой в диапазоне 0—4.0 кЭ. Вектор напряженности магнитного поля ориентировался параллельно оси второго порядка кристалла. С целью определения магнитоупругих констант образца измерялась полевая зависимость скорости звука, которая аппроксимировалась методом наименьших квадратов с использованием известного для ромбоэдрических АФЛП соотношений [3, 5]

$$v_t(H) = v_t(\infty) \left[ 1 - \frac{H_E}{M_0} \left( \frac{2B_{14}\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 \frac{1}{C_{44}} \right]^{1/2} \quad (1)$$

где  $v_t(\infty) = \sqrt{C_{44}/\rho}$  — неперенормированная магнитоупругой связью скорость поперечного звука,  $C_{44}$  — модуль упругости,  $\rho$  — плотность кристалла,  $M_0$  — намагниченность подрешетки,  $B_{14}$  — магнитоупругая постоянная,  $H_E$  — обменное поле,  $\omega_{f0} = \gamma [H(H + H_D) + 2H_E H_{ms}]^{1/2}$  — частота АФМР в отсутствие сторонних деформаций,  $H_D$  — поле Дзялошинского,  $H_{ms}$  — эффективное поле спонтанной магнитострикции. При этом получены следующие значения параметров  $H_D = 21.7 \cdot 10^3$  Э,  $4B_{14}^2 H_E / M_0 C_{44} = 8.36 \cdot 10^4$  Э<sup>2</sup>,  $2H_E H_{ms} = 10.22 \cdot 10^6$  Э<sup>2</sup>, которые согласуются с известными результатами измерений, выполненных статическими методами, с помощью АФМР и акустического резонанса [1, 2, 5, 9]. Расчет зависимости  $v_t(H)$  с учетом приведенных данных показывает, что при  $H \rightarrow 0$  скорость связанной волны должна стремиться к своему минимальному значению  $v_{t\min} = 0.43 v_t(\infty)$ , а полная перестройка скорости звука при изменении напряженности магнитного поля от 0 до 4.0 кЭ должна составлять 50 %.

Влияние сторонних напряжений растяжения—сжатия и сдвига на магнитоупругую связь в гематите исследовалось по изменению скорости поперечной связанной магнитоупругой волны, распространяющейся вдоль оси третьего порядка кристалла. Геометрия экспериментов приводится на соответствующих рисунках на вставках.

При сжатии кристалла гематита (рис. 2,  $\sigma_{xx} > 0$ ) в направлении магнитного поля в базисной плоскости эффективное поле внешнего давления направлено встречно внешнему магнитному полю, компенсируя его при достижении критического значения  $H_{pc} = H(H + H_D) / 2H_E$ . Скорость связанной магнитоакустической волны при этом, как и в случае  $H \rightarrow 0$ ,

в соответствии с расчетом [10] должна стремиться к минимальному значению  $v_{t, \min} = 0.43v_t(\infty)$ . Результаты эксперимента приведены на рис. 2 точками. Вдали от фазового перехода экспериментальные зависимости согласуются с расчетными. В области переориентации скорость звука ограничивается, не достигая предсказываемого теорией минимального значения. Уровень ограничения относительного изменения  $\Delta v_t(H)/v_t(H)$  скорости звука практически не зависит от напряженности поля в точке перехода. Поскольку величина  $v_t(H)$  существенно зависит от поля, постоянство отношения  $\Delta v_t(H)/v_t(H)$  свидетельствует о росте критической величины скорости звука при увеличении критического значения поля и давления. При изменении поля от 0.5 до 1.5 кЭ критическая скорость растет от  $0.56v_t(\infty)$  до  $0.65v_t(\infty)$ .

На рис. 3 представлены результаты измерения зависимости скорости от статического напряжения  $\sigma_{xx}$ . Сплошными линиями на рис. 3 приведен

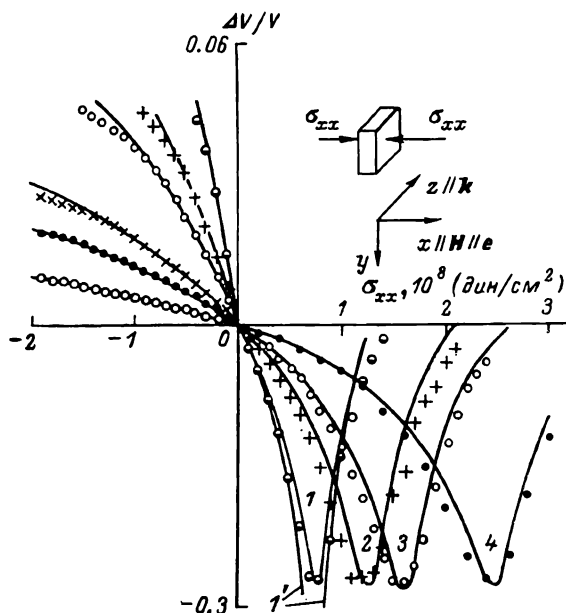


Рис. 2. Зависимость относительного изменения скорости магнитоупругой волны от напряжений растяжения—сжатия.

$H$ , кЭ: 1 — 0.5, 2 — 0.8, 3 — 1.0, 4 — 1.5. Сплошные кривые — расчет по соотношению (10), кривая 1' — расчет без учета влияния дефектов.

результат квадратичной аппроксимации экспериментальных зависимостей. При обработке экспериментальных данных, представленных на рис. 3, учитывалось, что сдвиговые напряжения  $\sigma_{xz}$  (при  $H \parallel x$ ) вызывают не только изменение скоростей, но и поляризации поперечных волн, распространяющихся в направлении тригональной оси. Поворот векторов поляризации нормальных волн обусловлен поворотом вектора  $l$  в плоскости базиса под действием напряжений  $\sigma_{xz}$ , эффективное поле анизотропии которых ориентировано в базисной плоскости под углом  $\pi/4$  к оси  $x$ . Свойственное ромбоэдрическим кристаллам вырождение по поляризации поперечных волн в плоскости базиса снимается магнитоупругим взаимодействием. Скорости линейно-магнитоупругосвязанной и несвязанной волн имеют различную величину, а поляризации направлены соответственно под углами  $2\varphi_0$  и  $(2\varphi_0 + \pi/2)$  к оси второго порядка ( $x$ ), где  $\varphi_0$  — угол отклонения вектора  $l$  от оси  $y$ . При описании распространения звука с помощью эффективных модулей упругости поворот поляризации возникает вследствие наличия недиагональных по индексам переменных деформаций компонент квазистатических модулей третьего порядка  $C_{15}^{(3)}$  (скобкой выделен индекс, относящийся к статической состав-

ляющей деформации  $u_{xz}^{\sigma}$ ). С учетом их вклада в перенормировку скоростей волн во втором порядке теории возмущений можно показать, что за квадратичное по статическим деформациям ( $u_{xz}^{\sigma}$ ) изменение скорости поперечной волны  $v_{\perp}$  ответственна комбинация эффективных модулей  $\Delta C_{(55)44}^{(4)} + \Delta C_{(55),55}^{(4)}$ , при этом

$$\rho \Delta v_{\perp}^2 = 2 [\Delta C_{(55)44}^{(4)} + \Delta C_{(55),55}^{(4)}] (u_{xz}^{\sigma})^2. \quad (2)$$

Для комбинации модулей в равенстве (2) можно получить следующее выражение

$$\Delta C_{(55),55}^{(4)} + \Delta C_{(55)44}^{(4)} = \left( \frac{H_E}{M_0} \right)^3 \left( \frac{2B_{14}\gamma^2}{\omega_{f_0}\omega_H} \right)^2 (7HH_D + H^2), \quad (3)$$

где  $\omega_H = \gamma \sqrt{H(H+H_D)}$ . На рис. 4 сплошной линией приведен результат расчета полевой зависимости модулей упругости по формуле (3). Там же

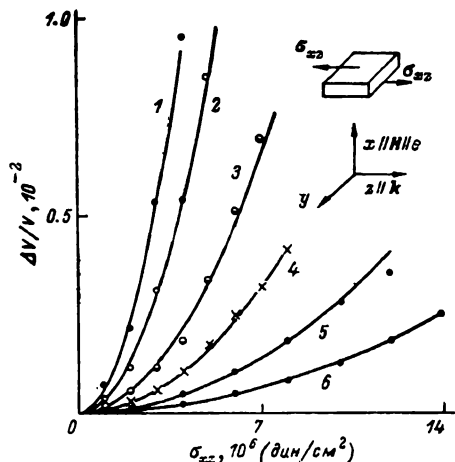


Рис. 3. Зависимость относительного изменения скорости магнитоупругой волны от напряжений сдвига.

$H$ , кЭ: 1 — 0.5, 2 — 0.7, 3 — 1.0, 4 — 1.3, 5 — 1.7, 6 — 2.5.

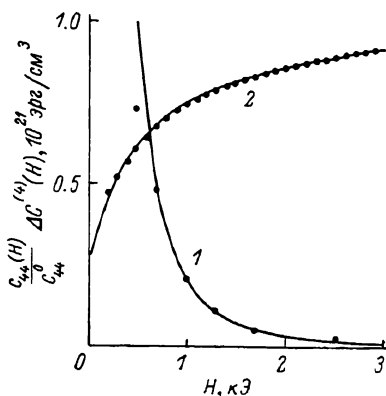


Рис. 4. Зависимость модулей упругости второго и четвертого порядка от напряженности магнитного поля (точки — эксперимент, кривые — расчет).

1 —  $\Delta C^{(4)}$ , 2 —  $C_{44}/C_{44}^0$ .

точками приведены данные обработки результатов измерения в соответствии с соотношением (2). Точка приведения соответствует напряженности поля  $H=1$  кЭ. Видно качественное согласие теоретического и экспериментального хода полевой зависимости при  $H > 0.5$  кЭ. Количественный расчет модулей с учетом независимо определенных выше магнитоупругих параметров кристалла дает близкое к указанному на рис. 4 значение.

Приведенные результаты подтверждают предсказываемое теорией аномальное возрастание нелинейных модулей с ростом порядка нелинейности, гигантскую величину ( $10^{20}$ — $10^{21}$  эрг/см<sup>3</sup>) и полевую чувствительность эффективных модулей упругости четвертого порядка АФЛП.

## 2. Теория влияния дефектов типа «случайное поле» на модули упругости АФЛП

Одной из причин наблюдаемого ограничения перенормировки скорости магнитоупругой волны в точке фазового перехода может быть влияние дефектов кристаллической решетки.

Рассмотрим изменения, которые могут внести в деформационную зависимость модулей упругости дефекты, наводящие случайное локальное поле магнитной анизотропии. В кристалле  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> роль таких дефектов могут играть примеси ионов Fe<sup>2+</sup> [11, 12].

В рамках феноменологических уравнений движения учтем неидеальность решетки введением пространственно-неоднородного поля анизотропии  $h_d(\varphi, \mathbf{r})$  в базисной плоскости. Такой подход аналогичен предложенному в работе [8] для описания влияния дефектов на структурные фазовые переходы. В первом обменном приближении уравнения движения для магнитной и упругой подсистем АФЛП могут быть представлены в виде [10, 13]

$$-\gamma^{-2}(\ddot{\varphi} - v_m^2 \Delta \varphi) = HH_D \sin \varphi + \frac{1}{2} H^2 \sin 2\varphi -$$

$$- \frac{2H_E}{M_0} (\hat{B}_1 \hat{u} \sin 2\varphi - \hat{B}_2 \hat{u} \cos 2\varphi) + 2H_E h_d(\varphi, \mathbf{r}), \quad (4)$$

$$\rho \hat{u}_i = \partial t_{ik} / \partial x_k, \quad \hat{t} = \hat{C} \hat{u} + \hat{B}_1 \cos 2\varphi + \hat{B}_2 \sin 2\varphi + \hat{s}, \quad (5)$$

здесь  $\varphi$  — угол между вектором антиферромагнетизма и осью в базисной плоскости,  $\hat{B}_{1,2}$  — тензоры магнитоупругих констант,  $\hat{C}$  — тензор модулей упругости,  $\hat{t}$  — тензор внутренних напряжений,  $\hat{s}$  — тензор сторонних механических напряжений,  $\hat{u}$  — тензор деформаций,  $v_m$  — скорость спиновых волн. Внешнее поле  $H$  в соответствии с условиями эксперимента считаем ориентированным параллельно оси второго порядка ( $x$ ). Решение системы (4), (5) ( $\varphi, \hat{u}$ ) будем искать в виде суперпозиции пространственно-однородных равновесных составляющих ( $\hat{u}_0, \varphi_0$ ), неоднородных статических отклонений от равновесия ( $\varphi_d(\mathbf{r}), \hat{u}_d(\mathbf{r})$ ), обусловленных дефектами, фиксирующими параметр порядка, и неоднородных переменных, составляющих, относящихся к магнитоупругому возбуждению ( $\varphi'(\mathbf{r}, t), \hat{u}'(\mathbf{r}, t)$ ). С точностью до членов, линейных по  $\hat{u}'$  и квадратичных по  $\varphi'$ , решение системы (4), (5) относительно переменных отклонений магнитных моментов в волне можно получить в виде

$$\begin{aligned} \varphi'(\mathbf{r}, t) = & \frac{2H_E}{M_0} \hat{\beta}_2 \left( \frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 \hat{u}'(\mathbf{r}, t) + \frac{4H_E}{M_0} \hat{\beta}_1 \hat{u}'(\mathbf{r}, t) \int \chi(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \varphi_d(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' - \\ & - R \frac{4H_E}{M_0} \hat{\beta}_1 \hat{u}'(\mathbf{r}, t) \left( \int \chi(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \varphi_d(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \right)^2 + \\ & + S \frac{H_E}{M_0} \hat{\beta}_2 \hat{u}'(\mathbf{r}, t) \left( \frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 \int \chi(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \varphi_d^2(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\chi(\mathbf{r}) = \int \chi(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{k}$  — обобщенная восприимчивость,  $\chi(\mathbf{k}) = (\gamma/\omega_{f\mathbf{k}})^2$ ,  $\omega_{f\mathbf{k}}^2 = \omega_{f0}^2 + v_m^2 \mathbf{k}^2$ ,

$$\begin{aligned} \hat{\beta}_1 = & \hat{B}_1 \cos 2\varphi_0 + \hat{B}_2 \sin 2\varphi_0, \quad \hat{\beta}_2 = \hat{B}_1 \sin 2\varphi_0 - \hat{B}_2 \cos 2\varphi_0, \\ & 0, \quad H_p < H_{pc}, \\ R = & \begin{cases} \frac{3HH_D(4H_E^2 H_p^2 - H^2 H_D^2)^{1/2}}{2H_E H_p - H^2}, & H_p > H_{pc}, \end{cases} \quad (7) \\ S = & HH_D \cos \varphi_0 + 4(H^2 - 2H_E H_p) \cos 2\varphi_0 + 8H_E H_{ms}. \quad (8) \end{aligned}$$

Усредняя по случайному распределению дефектов в пространстве линеаризованное по переменной  $\varphi'(\mathbf{r}, t)$  уравнение (5), можно получить следующее соотношение для эффективных модулей упругости второго порядка

$$\begin{aligned} \hat{C}_{\alpha\beta\gamma\delta} = & \hat{C} - \frac{4H_E}{M_0} \hat{\beta}_2^2 \left( \frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 + \frac{2H_E}{M_0} \hat{\beta}_2^2 \left( \frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^4 [7HH_D \cos \varphi_0 + \\ & + 4(H^2 - 2H_E H_p) \cos 2\varphi_0 + 8H_E H_{ms}] \overline{\varphi_d^2} - 16 \frac{H_E}{M_0} \hat{\beta}_1 \hat{\beta}_2 \overline{\varphi_d \chi \varphi_d} + \\ & + R \left[ \frac{8H_E}{M_0} \hat{\beta}_1 \hat{\beta}_2 \overline{(\chi \varphi_d)^2} + \frac{4H_E}{M_0} \hat{\beta}_1 \hat{\beta}_2 \left( \frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 \overline{\varphi_d \chi \varphi_d} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

В частности, для скорости  $v_z(H, H_p)$  тригональной магнитоупругой волны с направлением распространения вдоль тригональной оси из (9) следует

$$v_z^2 = C_{44} - \frac{H_E}{M_0} \left( \frac{2B_{14}\gamma}{\omega_{f0}} \right)^2 + \frac{2H_E}{M_0} B_{14}^2 \left( \frac{\gamma}{\omega_{f0}} \right)^4 \times \\ \times [7HH_D \cos \varphi_0 + 4(H^2 - 2H_E H_p) + 8H_E H_{ms}] \overline{\varphi_d^2}. \quad (10)$$

Последнее слагаемое в квадратных скобках определяет поправку к модулю упругости, обусловленную дефектами и ограничивающую перенормировку скорости звука в окрестности фазового перехода.

Необходимо отметить, что величина  $\overline{\varphi_d^2}$ , будучи вычисленной с использованием статического распределения  $\varphi_d(r)$ , определенного в линейном приближении, расходится в точке перехода пропорционально радиусу корреляции спиновых флуктуаций  $\overline{\varphi_d^2} \sim r_c = v_m^2 / (\omega_{f0}^2 - 2H_E H_{ms})^{1/2}$ . При этом область применимости соотношения (10) ограничивается условием

$\frac{1}{2\pi} \left( \frac{\omega_{f0}}{v_m} r_c \right)^2 \overline{\varphi_d^2} \ll 1$ . Данное неравенство нарушается в относительно узкой окрестности точки перехода, где скорость магнитоупругих волн практически перестает изменяться. Для сравнения экспериментальных зависимостей (рис. 2) с теорией в области ее применимости удобно положить величину  $\overline{\varphi_d^2}$  ограниченной некоторым характерным значением  $\kappa$ , определяемым по экспериментальным данным. Такое допущение означает формальное ограничение радиуса корреляции конечным значением  $r'_c$  в критической области, где соотношение (10) уже неприменимо.

На рис. 2 сплошными линиями показаны результаты расчетов зависимости скорости звука от статических напряжений, полученные с учетом влияния дефектов. Вместо расходящейся функции  $\overline{\varphi_d^2}$  в расчете с помощью соотношения (10) использована величина  $\kappa r'_c / (r_c^2 + r_c'^2)^{1/2}$ , ограниченная значением  $\kappa = 0.045$  вблизи перехода ( $r_c^2 / r_c'^2 \geq 1$ ) и учитывающая пропорциональную  $r_c$  теоретическую зависимость  $\overline{\varphi_d^2}$  от поля и напряжений вне непосредственной окрестности перехода ( $r_c^2 / r_c'^2 \ll 1$ ), где условия применимости соотношения (10) удовлетворяются. Расчет выполнен для  $r'_c \equiv v_m / \gamma (2H_E h)^{1/2}$  с параметром  $h \approx 0.1$  Э, что соответствует  $r'_c \approx 10^{-4}$  см. Результаты расчета и измерений качественно согласуются, что указывает на возможность объяснения неполной перенормировки спектра магнитоупругих волн вблизи фазовых переходов в АФЛП влиянием дефектов типа «случайное поле». Следует отметить, что величина  $r_c$  для высокотемпературных АФЛП оказывается макроскопически велика не только в непосредственной окрестности критической точки  $H_p = H_{pc}$ , но и в широкой области вдали от нее, где  $|H_p - H_{pc}| \gg H_{ms}$ . Вследствие этого учет влияния дефектов на ориентационный фазовый переход в них становится особенно существенным. В соответствии с соотношением (10) вклад дефектов в абсолютный уровень ограничения скорости звука растет с ростом напряженности магнитного поля или соответствующего критического поля давлений  $H_{pc}$ , что согласуется с обсуждавшимися выше данными эксперимента.

В существенно анизотропных кристаллах (например ортоферритах и легкоосных антиферромагнетиках) роль, аналогичную  $H_{pc}$ , могут играть характерные поля анизотропии, определяющие высокую активацию магнотного спектра, которая имеет место вдали от фазового перехода. В рамках изложенной теоретической модели влиянием дефектов может быть объяснена обычно слабая перенормировка спектра акустических волн вблизи ориентационных переходов в таких магнетиках. Сказанное можно отнести и к наблюдаемым слабым аномалиям модулей упругости, связанным со взаимодействием звука с активационной (антиферромагнитной) ветвью магнотного спектра в гематите вблизи точки Морина [14].

В заключение авторы благодарят В. А. Мурашова за предоставленные монокристаллы гематита.

- [1] Боровик-Романов А. С., Рудашевский Е. Г. ЖЭТФ, 1964, т. 17, № 6, с. 2095—2101.
- [2] Tasaki A., Iida S. J. Phys. Soc. Japan, 1963, vol. 18, N 8, p. 1148—1154.
- [3] Ожогин В. И., Максименков П. П. ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 2 (8), с. 657—667.
- [4] Савченко М. А. ФТТ, 1964, т. 6, № 3, с. 864—872.
- [5] Seavey M. H. Sol. St. Commun., 1972, vol. 10, N 2, p. 219—223.
- [6] Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В., Шавров В. Г. ЖЭТФ, 1974, т. 67, № 2 (8), с. 816—823.
- [7] Меркулов В. С., Рудашевский Е. Г., Ле Галль А., Лейкюрас К. ЖЭТФ, 1978, т. 75, № 2, с. 628—640.
- [8] Леванюк А. П., Осипов В. В., Сигов А. С., Собянин А. А. ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 1, с. 345—368.
- [9] Levitin R. Z., Pashotov A. S., Schurov V. A. Phys. Lett., 1968, vol. 27A, N 9, p. 603—604.
- [10] Ожогин В. И., Преображенский В. Л. ЖЭТФ, 1977, т. 73, № 3, с. 988—1000.
- [11] Котюжанский Б. Я., Марышко М., Прозорова Л. А. ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 2, с. 765—772.
- [12] Мурашов В. А., Сидоров А. Н., Жаринова Т. А., Сурков В. И., Мосин Ю. М. III Всесоюзная конференция «Состояние и перспектива развития методов получения монокристаллов», Харьков, Тезисы докладов. 1985, с. 86—87.
- [13] Preobrazhenskyy V. L., Savchenko M. A. Proc. XX<sup>th</sup> Congr. AMPERE, Tallin, 1978, p. 410.
- [14] Евтихийев Н. Н., Преображенский В. Л., Шумилов В. Н., Экономов Н. А. XV Всесоюзная конференция по физике магнитных явлений. Тезисы докладов. Пермь, 1981, ч. I, с. 63—64.

Московский институт радиотехники,  
электроники и автоматики  
Москва

Поступило в Редакцию  
6 июля 1987 г.