Физика низких температур, 1996, т. 22, № 7, с. 752–757

Смягчение «немагнитной» упругой моды в пластине антиферромагнетика $FeBO_3$

В. В. Тараканов, В. И. Хижный

Институт радиофизики и электроники НАН Украины,
Украина, 310085, г. Харьков, ул. Акад. Проскуры, 12

Статья поступила в редакцию 12 апреля 1994 г., после переработки 21 ноября 1995 г.

Обнаружено уменьшение частоты акустических резонансов Фабри—Перо тонкой пластины бората железа в слабом магнитном поле $H \simeq 40$–160 Э при 77 К на сдвиговой моде η, поляризованной ортогонально мягкой (магнитоупругой) моде ζ. Сдвиг частоты акустического резонанса Δf_η достигает $\simeq 10^{-1}\,\Delta f_\zeta$ (где Δf_ζ — сдвиг частоты мягкой моды) при уменьшении H от 1 кЭ до 40 Э. Показано, что наблюдаемый эффект может быть связан с пьезомагнетизмом $FeBO_3$, ранее в этом кристалле не исследовавшимся.

Виявлено зменшення частоти акустичних резонансів Фабрі—Перо тонкої пластини бората заліза у слабкому магнітному полі $H \simeq 40$–160 Е при 77 К на зсуванній моді η, поляризованій ортогонально м'якої (магнітопружної) моді ζ. Зсув частоти досягає $\Delta f_\eta \simeq 10^{-1}\,\Delta f_\zeta$ (де Δf — зсув частоти м'якої моди) при зменшенні H від 1 кЕ до 40 Е. Показано, що спостерігаємий ефект може бути пов'язаний з п'єзомагнетизмом $FeBO_3$, який раніше у цьому кристалі не був досліджеиим.

1. Известно, что магнитоупругая связь способна изменить упругую симметрию антиферромагнитного (АФ) кристалла при его переходе из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние. В тригональных АФ, относящихся к пространственной группе симметрии D^6_{3d} и магнитной симметрии $3^+_z 2^-_x$, к которым принадлежит изучаемый в данной работе борат железа, релятивистская магнитострикция снимает, в частности, вырождение скоростей поперечного звука, распространяющегося вдоль главной оси симметрии кристалла $C_3 \parallel z$. Однако возможность разделения упругих мод по их поляризации на чистые продольные и поперечные колебания при этом сохраняется [1,2]. Две поперечные упругие моды с волновыми векторами q_ζ и $q_\eta \parallel C_3$ разделяются по их связи со спиновыми возбуждениями (СВ) на мягкую (магнитную) ζ-моду, линейно связанную с нижней ветвью СВ, и на жесткую (немагнитную) η-моду. Симметрийно η-мода связана с высоколежащей ветвью СВ, вклад которой в АФ «добавки» к модулю упругости c_{44} меньше, чем для моды ζ в $(\omega_{10}/\omega_{20})^2$ раз, где ω_{10} и ω_{20} — частоты однородного АФМР нижней и верхней ветвей СВ соответственно. При $H \ll H_D$ (здесь H_D — поле Дзялошинского) в $FeBO_3$ $(\omega_{10}/\omega_{20})^2 \approx\approx 10^{-4}$ и это позволяет, как правило, пренебрегать смягчением ζ-моды по сравнению с модой η, относя эти колебания в η-моде к «чистым», т. е. не содержащим примеси магнитной компоненты. Следует отметить, что отсутствие зависимости скорости немагнитной моды от H, обычно принимаемое априори, до настоящего времени экспериментально не проверялось.

Предметом работы является исследование поведения в магнитном поле обеих мод ζ и η поперечных акустических колебаний АФ пластины.

2. Для одновременного измерения зависимости скорости обеих упругих мод от H мы выбрали методику, основанную на наблюдении сдвига частоты их акустических резонансов Фабри—Перо в магнитном поле, параллельном плоскости пластины. Схема измерений показана на рис. 1. Для исследований была отобрана пластина бората железа высокого магнитного качества с шириной линии АФМР $\Delta H_{1/2} \le 100$ Э на частоте 60 ГГц при 77 К. Пластина толщиной $d = 141 \pm 2{,}5$ мкм имела вид естественно ограненного правильного шестигранника с линейным размером в плоскости базиса ≈ 4 мм. Поверхность пластины ортогональна оси C_3. Пластина $FeBO_3$ помещалась между двумя пьезопреобразователями из ниобата лития X-среза, толщиной около 12 мкм. Один преобразователь был соединен коаксиальной линией с генератором качающейся частоты, второй — с панорамным

© В. В. Тараканов, В. И. Хижный, 1996

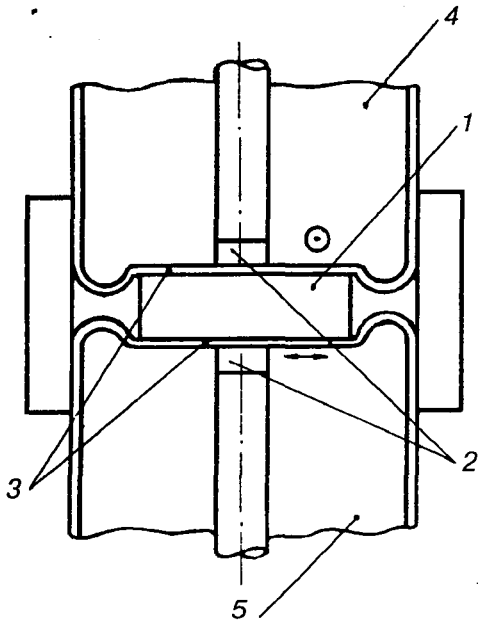

Рис 1. Схема измерительной ячейки: ⊙ и ⇔ — поляризации звука, излучаемого и принимаемого пьезопреобразователями; *1* — пластинка бората железа; *2* — пьезопреобразователи; *3* — экранирующая фольга; *4* и *5* — коаксиальная линия.

приемником. Для экранирования приемника от наводки электромагнитного сигнала генератора коаксиальная линия была перекрыта двумя диафрагмами из тонкой алюминиевой фольги, выполнявшей также функцию одного из электродов пьезопреобразователя. Суммарные потери на два преобразования и на прохождение звука через склейки и через образец составляли ≈ 30–40 дБ, а подводимая к излучающему преобразователю непрерывная электромагнитная мощность равнялась 100 мкВт. При этом амплитуда деформаций в упругой волне, по нашей оценке, не превышала 10^{-7}. Подмагничивающее поле H создавалось с помощью катушек Гельмгольца, размещенных, как и образец $FeBO_3$, в жидком азоте.

3. На частотной зависимости акустической мощности, прошедшей через образец, наблюдалась серия характерных всплесков (рис. 2), отвечающих размерным резонансам для акустической волны. При введении внешнего магнитного поля эти всплески «бегут» по частоте. Однако скорость их «бега» $\partial f^{(n)}/\partial H$ различна для разных серий резонансов. Резонансу $f^{(n)}$ с номером n соответствует частота $f^{(n)}_{\zeta,\eta} = V_{\zeta,\eta} n/2d$, где $V_{\zeta,\eta}$ — фазовая скорость звука для ζ- и η-моды соответственно. Поскольку положение векторов поляризации ζ- и η-мод в базисной плоскости зависит от ориентации вектора **H** относительно оси $C_2 \parallel x$ [3,4], можно было настроить акустический резонатор на одну из

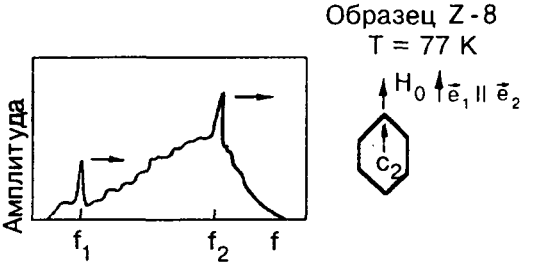

Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика прохождения поперечных акустических волн в пластинке бората железа. Стрелки указывают направление движения резонансов при увеличении магнитного поля H; $e_{1,2}$ — векторы поляризации звука, излучаемого и регистрируемого в пластине $FeBO_3$ соответственно; f_1 = 164 МГц; f_2 = 180 МГц; H_0 = 80 Э.

мод, вращая **H** вокруг оси C_3. Акустическая система преобразователь—образец—преобразователь была достаточно широкополосной, что позволило измерить зависимость $f^{(n)}_{\zeta,\eta}(H)$ на η-моде с n = 10 и 11 и на ζ-моде с n = 11, 12, 13. Результаты измерений приведены на рис. 3. Было найдено, что эмпирические зависимости для ζ- и η-моды отвечают следующим формулам:

$$f_\zeta = 16{,}4n\left(1 - 45{,}76/(H + 78)\right)^{1/2} \text{ МГц}, \quad (1)$$

$$f_\eta = 16{,}4n\left(1 - 9{,}57/(H + 78)\right)^{1/2} \text{ МГц}. \quad (2)$$

Здесь 16,4 МГц — частотный интервал между модами с $\Delta n = 1$ при $H \to \infty$. Зависимость (1) совпала с полученной ранее Сиви [5]. Согласно [4,5]:

$$f_\zeta = \frac{V_\infty n}{2d}\left(1 - \frac{2H_E H_{me2}}{H_{e1}^2 + \Delta_1}\right)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь $V_\infty = (c_{44}/\rho)^{1/2} = 4{,}64 \cdot 10^5$ см/с ($c_{44} = 9{,}2 \cdot 10^{11}$ эрг/см^3; ρ = 4,28 г/см^3) определено по интервалу между резонансными частотами при разных n; H_E = 2,86 МЭ — поле однородного обмена; H_{me2} = 0,8 Э — второе магнитоупругое поле (по терминологии [4]); $H_{me2} = 2B_{14}^2/M_0 c_{44}$; $B_{14} = 1{,}41 \cdot 10^7$ эрг/см^3 — стрикционная магнитоупругая постоянная; M_0 = 506 Гс — равновесная намагниченность подрешетки при 77 K; $H_{e1}^2 = HH_D + 2H_E H_{me1}$ — величина, определяющая частоту однородного АФМР, $H_D = 9{,}93 \cdot 10^4$ Э — поле Дзялошинского, H_{me1} = 0,7 Э — первое магнитоупругое поле (по терминологии [4]); $\Delta_1 \approx$ ≈ 3,7 кЭ^2 — добавка, причину появления которой

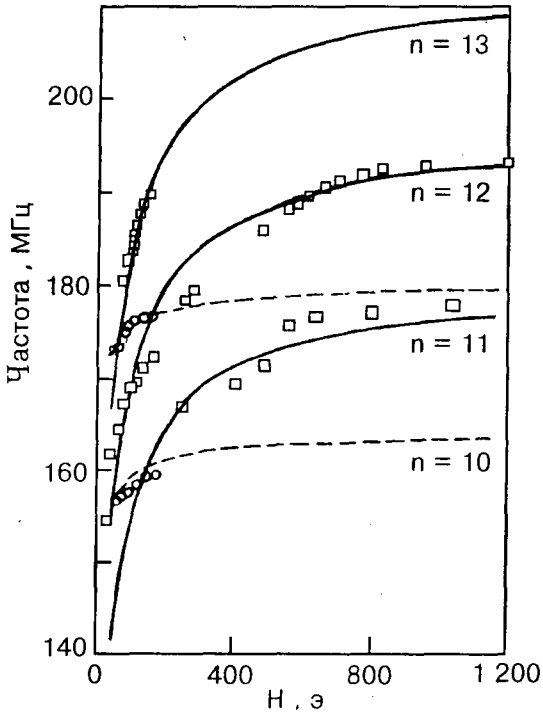

Рис. 3. Зависимость частоты акустических резонансов Фабри—Перо в пластине $FeBO_3$ от магнитного поля H для двух ортогональных колебаний сдвига по толщине: ○ и □ — эксперимент; сплошные кривые — аппроксимация (1); пунктирные кривые — аппроксимация (2); n — порядок резонанса. Толщина пластинки 141 мкм, T = 77 К.

мы обсудим далее. Приведенные константы взяты из [6–8].

4. Остановимся вначале на происхождении зависимости $f_\eta(H)$, проявляющейся в слабых полях. Сравнение (2) с (1) однозначно указывает на то, что η-мода, как и ζ-мода, смягчается в результате «зацепления» с нижней ветвью СВ — об этом говорит одинаковый для обеих формул знаменатель выражения, стоящего в скобках. Однако очевидно, что механизм «зацепления» у этих мод разный, что отражают разные числители формул (1) и (2).

Чтобы отыскать причину размягчения жесткой упругой моды, рассмотрим, что может дать учет пьезомагнитных (ПМ) членов F_{ps} в магнитоупругой энергии F_{se}. В линейном по упругой деформации e_{lm} приближении

$$F_{ps} = \Lambda_{iklm}\, m_i\, l_k\, e_{lm}\,, \qquad (4)$$

где m_i и l_k — компоненты векторов спонтанной намагниченности и антиферромагнетизма соответственно, нормированные на $2M_0$; Λ_{iklm} — ПМ постоянная (тензор четвертого ранга, симметричный по второй паре индексов). С учетом (4) F_{se} можно представить в виде суммы стрикционной F_{sp} и ПМ частей:

$$F_{se} = F_{sp} + F_{ps}\,, \qquad (5)$$

$$F_{sp} = B_{iklm}\, l_i\, l_k\, e_{lm}\,, \qquad (6)$$

где B_{iklm} — постоянные магнитострикции.

Равновесная величина $|\mathbf{m}|$ определяется скашиванием спинов магнитных подрешеток в результате взаимодействия Дзялошинского—Мория. Для $FeBo_3$ при $H \ll H_E$

$$|\mathbf{m}| \simeq H_D/2H_E \approx 1/60\,.$$

Отсюда видно, что

$$F_{ps} < F_{sp}\,, \qquad (7)$$

если обе постоянные B и Λ — величины одного порядка. Для большинства АФ, допускающих существование ПМ эффекта, включая и $FeBO_3$, постоянные Λ в настоящее время не известны. Будем, однако, считать, что, даже если $\Lambda > B$, неравенство (7) выполняется. Это позволяет опустить в F_{se} следующие по порядку малости члены $\sim m_i\, m_k\, e_{lm}$. Как следует из (4), ПМ добавка в (5) может быть связана как с вращением векторов $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$ в поле упругих деформаций, так и с изменением их длины.

Матрицы постоянных Λ для всех кристаллографических классов, допускающих ПМ, были найдены в [9]. При исследовании роли ПМ эффекта в случае, когда АФ помещен во внешнее магнитное поле $H > H_a$, где H_a — поле анизотропии*, в (4) должны быть сохранены члены, инвариантные относительно группы $G_{\Pi M}^{(H)}$, образуемой пересечением группы симметрии вектора $\mathbf{H}$ с шубниковской группой парамагнитной фазы кристалла G [11].

Рассмотрим два случая, относящиеся к ориентации вектора $\mathbf{H}$ в базисной плоскости кристалла: $\mathbf{H} \parallel C_2 \parallel \mathbf{x}$ и $\mathbf{H} \perp C_2$. Можно показать, что они исчерпывают возможные ситуации, когда вектор $\mathbf{H}$ лежит в базисной плоскости кристалла. Дейст-

* В $FeBO_3$ различают поле H_A (анизотропия в направлении «трудной» оси z) и H_a (гексагональная анизотропия в базисной плоскости), $H_A \simeq 3{,}1$ кЭ, $H_a < 1$ Э [7]. Ввиду малости H_a члены $\sim H_a$ оказываются несущественными в магнитной энергии. Связанные с ними эффекты теоретически изучены в [10].

вительно, в первом случае ось симметрии C_∞ для **H** совпадает с осью второго порядка C_2, а перпендикулярная ей плоскость симметрии того же вектора (обозначим σ_H) — с одной из плоскостей симметрии σ_d. Поэтому $G^{(H)} \equiv G$. Иная ситуация реализуется, если $\mathbf{H} \perp C_2$. Теперь $C_2 \perp C_\infty$ и $\sigma_H \perp \sigma_d$. Но $\sigma_d \parallel \mathbf{H}$ и $C_2 \perp \mathbf{H}$ для группы симметрии вектора **H** являются запрещенными операциями обычной симметрии и разрешенными в антисимметрии. Последние входят в группу $G_{ПМ} = G + GR$ благодаря оператору R, обозначающему здесь обращение времени. Таким образом, поле H лишь фиксирует положение вектора **m** относительно оси C_2 в базисной плоскости, а матрица постоянных Λ имеет тот же вид, что и в отсутствие магнитного поля. С учетом всех симметрийных преобразований точечной группы матрица постоянных Λ будет иметь вид, приведенный в Приложении. Отличие этой матрицы от найденной в [9] связано с использованием преобразований точечной, а не пространственной, как в [9], группы симметрии.

Выражение для F_{ps} в этом случае имеет вид

$$F_{ps} = \left(\Lambda_{11} m_x l_x + \Lambda_{12} m_y l_y - \Lambda_{61} m_y l_z - \Lambda_{81} m_z l_y + \Lambda_{91} m_z l_z\right) e_{xx} +$$
$$+ \left(\Lambda_{12} m_x l_x + \Lambda_{11} m_y l_y + \Lambda_{61} m_y l_z + \Lambda_{81} m_z l_y + \Lambda_{91} m_z l_z\right) e_{yy} + \left[\Lambda_{13}\left(m_x l_x + m_y l_y\right) + \Lambda_{93} m_z l_z\right] e_{zz} +$$
$$+ 2\left[\Lambda_{14}\left(m_x l_x - m_y l_y\right) + \Lambda_{35} m_y l_z + \Lambda_{75} m_z l_y\right] e_{yz} + 2\left[\Lambda_{14}\left(m_x l_y + m_y l_x\right) e_{xz} + \Lambda_{35} m_x l_z + \Lambda_{75} m_z l_x\right] e_{xz} +$$
$$+ 2\left[\left(\Lambda_{11} - \Lambda_{12}\right)\left(m_x l_y + m_y l_x\right) - 2\Lambda_{61} m_x l_z - 2\Lambda_{81} m_z l_x\right] e_{xy}. \qquad (8)$$

Выпишем также стрикционную F_{sp} и упругую F_p энергии:

$$F_{sp} = \left(B_{11} l_x^2 + B_{12} l_y^2\right) e_{xx} + \left(B_{11} l_y^2 + B_{12} l_x^2\right) e_{yy} + B_{33} l_z^2 e_{zz} + 4\left(B_{44} l_x l_z + B_{14} l_x l_y\right) e_{xz} +$$
$$+ 4\left[B_{44} l_y l_z + B_{14}\left(l_x^2 - l_y^2\right)\right] e_{yz} + 4\left[\left(B_{11} - B_{12}\right) l_x l_y + B_{41} l_x l_z\right] e_{xy} + 2B_{41} l_y l_z \left(e_{xx} - e_{yy}\right), \qquad (9)$$

$$F_p = \frac{1}{2} c_{11}\left(e_{xx}^2 + e_{yy}^2\right) + \frac{1}{2} c_{33} e_{zz}^2 + c_{12} e_{xx} e_{yy} + c_{13}\left(e_{xx} + e_{yy}\right) e_{zz} +$$
$$+ \left(c_{11} - c_{12}\right) e_{xy}^2 + 2c_{44}\left(e_{xx}^2 + e_{yz}^2\right) + 2c_{14}\left[\left(e_{xx} - e_{yy}\right) e_{yz} + 2e_{xy} e_{xz}\right]. \qquad (10)$$

Свободная энергия АФ содержит еще магнитную часть:

$$F_s = 2M_0\left[H_E \mathbf{m}^2 - H_D\left(m_x l_y - m_y l_x\right) + \frac{1}{2} H_A l_z^2 + \frac{1}{2} \alpha M_0 (\nabla \mathbf{l})^2 - \mathbf{mH}\right], \qquad (11)$$

где α — постоянная неоднородного обмена.

Приравнивая нулю производные от F по **m**, **l** и e_{ml}, можно найти основное состояние АФ с учетом ПМ добавки (8). Пусть $H \parallel 0x$, тогда $m_x^0 \neq 0$, $l_y^0 \simeq 1$; $e_{xx}^0 \neq 0$, $e_{yy}^0 \neq 0$, $e_{yz}^0 \neq 0$, $e_{xz}^{(0)} \neq 0$, $e_{xy}^{(0)} \neq 0$. Учет (8), в частности, приводит к появлению равновесных z-компонент векторов **m** и **l**:

$$m_z^{(0)} \approx \frac{\Lambda_{81}}{4M_0 H_E}\left(e_{yy}^0 - e_{xx}^0\right), \qquad (12)$$

$$l_z^{(0)} \approx \frac{\Lambda_{91}}{\Lambda_{81}} \frac{2H_E}{H_A}\left(e_{xx}^0 + e_{yy}^0\right). \qquad (13)$$

Все они, однако, невелики, ввиду того что $m_z^{(0)} \sim H_E^{-1}$, а $l_z^{(0)} \sim H_A^{-1}$. Далее мы не будем учитывать z-компоненты векторов **m** и **l** ввиду их малости.

В этом приближении перейдем к угловой переменной: $\mathbf{l}(-\sin\varphi, \cos\varphi, 0)$; $\mathbf{m}(m_0 \cos\varphi, m_0 \sin\varphi, 0)$ и из условия $\partial F_{ps}/\partial\varphi = 0$ получаем, что ПМ — активная упругая мода

$$e_{\zeta z}^{(ps)} = -e_{xz} \sin 2\varphi - e_{yz} \cos 2\varphi. \qquad (14)$$

Таким образом, при $\mathbf{H} \parallel C_2$ она поляризована вдоль оси y и совпадает с жесткой η-модой. Поэтому ПМ добавку к скорости звука экспериментально легко выделить. Ее величину можно найти

стандартным путем, решая уравнение линейной теории упругости совместно с уравнениями Ландау—Лифшица для $d\mathbf{m}/dt$ и $d\mathbf{l}/dt$. Поскольку частота звука мала по сравнению с частотой АФМР нижней ветви (и частотой щели в ее спектре), из уравнений для $d\mathbf{m}/dt$ и $d\mathbf{l}/dt$ определяется «синхронная» компонента $\tilde{l}_x$, которая теперь зависит от обеих деформаций:

$$\tilde{l}_x \approx -\frac{\gamma^2}{\omega_{01}^2}\frac{H_E}{2M_0}\left(B_{14}\,e_{xz} + \Lambda_{14}\,e_{yz}\right), \quad (15)$$

Для того чтобы избежать путаницы, мы по-прежнему будем оперировать терминами ζ- и η-мод в их прежнем значении, т.е. ζ — мягкая (стрикционная) мода, а η — жесткая мода в том же приближении.

При подстановке (15) в (8) и (9), появятся члены $\sim e_{xz}\,e_{yz}$, которые необходимо приравнять нулю. С использованием (8) из уравнения движения для вектора упругих смещений e находим ПМ добавку к упругому модулю c_{44} для моды η

$$\Delta c_{44}^{(ps)} = -\frac{4\Lambda_{14}^2 H_D}{M_0 H_{e1}^2}\,; \quad (16)$$

для моды ζ

$$\Delta c_{44}^{(ps)} = -\frac{\Lambda_{14}^2}{M_0 H_E}\,. \quad (17)$$

Таким образом, добавка для η-моды оказывается существенной из-за усиливающего действия поля Дзялошинского. Другими словами, H_D при учете F_{ps} влияет на акустические характеристики АФ так же, как H_E в стрикционном приближении. Наоборот, ПМ добавка (17) для ζ-моды лишь незначительно перенормирует ее скорость.

С помощью (16) можно оценить величину ПМ постоянной Λ_{14}:

$$\Lambda_{14} \approx 0{,}1 B_{14} H_E / H_D \approx 4{,}2\cdot 10^7 \text{ эрг/см}^3\,.$$

5. В п. 3 было показано, что для согласования результатов эксперимента (1) с расчетной зависимостью (3) приходится вводить добавку Δ_1 к H_{e1}^2, определяющей частоту однородного АФМР. Существенно, что Δ_1 не мала. Наличие этой добавки может быть обусловлено результатами измерений [5], выполненных по другой методике. Однако в работе [5] природа Δ_1 не обсуждалась и даже не был сделан вывод о существовании этой добавки. Дело, по-видимому, в том, что при анализе результатов измерений в [5] были использованы неточные значения H_E, H_D, M_0. Может показаться, что Δ_1 легко объяснить переориентацией спинов в поле статических упругих напряжений, т.е. условиями закрепления образца. Однако при этом результат (1) данной работы не мог бы совпадать с измерениями [5], выполненными на свободно подвешенной пластинке бората железа.

Мы полагаем, что Δ_1 можно объяснить влиянием неоднородного АФМР на частоте ω_{1k}. В [12] было получено, что

$$\frac{\omega_{1k}^2}{\gamma^2} = H_{e1}^2 + \left(\frac{4\pi M_0 H_D^2}{H_E}\right) k_y^2\,, \quad (18)$$

где k_y — нормированная компонента волнового вектора магнитостатической волны. Из (18) следует, что $\Delta_1 \approx 3{,}7$ кЭ^2 при $k_y \approx 0{,}4$.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить В. Н. Селезнева за предоставление образцов бората железа и А. П. Королюка за поддержку. Работа частично финансировалась Государственным фондом фундаментальных исследований Украины: проекты «Борат» и «Ясень».

Приложение

Матрица пьезомагнитных постоянных

$$\Lambda_{iklm} = \begin{pmatrix} \Lambda_{11} & \Lambda_{12} & \Lambda_{13} & \Lambda_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Lambda_{14} & (\Lambda_{11}-\Lambda_{12}) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Lambda_{35} & -2\Lambda_{61} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Lambda_{14} & (\Lambda_{11}-\Lambda_{12}) \\ \Lambda_{12} & \Lambda_{11} & -\Lambda_{13} & -\Lambda_{14} & 0 & 0 \\ -\Lambda_{61} & \Lambda_{61} & 0 & \Lambda_{35} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Lambda_{75} & -2\Lambda_{81} \\ -\Lambda_{81} & \Lambda_{81} & 0 & \Lambda_{75} & 0 & 0 \\ \Lambda_{91} & \Lambda_{91} & \Lambda_{93} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Здесь индексы столбцов: $lm = xx, yy, zz, zy, zx, xy$; индексы строк: $ik = xx, xy, xz, yx, yy, yz, zx, zy, zz$.

1. В. Г. Барьяхтар, М. А. Савченко, В. В. Ганн, П. В. Рябко, *ЖЭТФ* **47**, 1989 (1964).
2. С. А. Бреус, В. Л. Соболев, Б. И. Худик, *ФНТ* **4**, 1167 (1978).
3. Е. А. Туров, *Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков*, УрО АН СССР, Свердловск (1990).
4. Е. А. Туров, *ЖЭТФ* **96**, 2140 (1989).
5. M. H. Seavey, *Solid State Commun.* **10**, 219 (1972).
6. V. I. Khizhnyi, A. P. Korolyuk, V. V. Tarakanov, and M. B. Strugatsky, *XX Intern. Conf. on Low Temp. Phys.*, Handbook II, PG-6, Eugene, Oregon, USA (1993).

7. В. Н. Селезнев, *Магнитоупорядоченные бораты железа*, дис. ... д-ра ф.-м. наук, Симферополь, СГУ (1989).
8. D. Diehl, W. Jantz, J. Nolang, W. Wettling, *Current Topics in Mater. Sci.*, v. 11, pt. III (1984).
9. А. И. Мицек, В. Г. Шавров, *ФТТ* 6, 210 (1964).
10. И. Е. Дикштейн, В. В. Тарасенко, *ФТТ* 30, 1409 (1988).
11. В. Г. Барьяхтар, И. М. Витебский, Ю. Г. Пашкевич, В. Л. Соболев, В. В. Тарасенко, *ЖЭТФ* 87, 1028 (1984).
12. В. Г. Барьяхтар, М. А. Савченко, В. В. Тарасенко, *ЖЭТФ* 49, 1631 (1965).

«Nonmagnetic» elastic mode softening in a plate of $FeBO_3$ antiferromagnet

V. V. Tarakanov and V. I. Khizhnyi

A decrease of Fabry—Perrot resonance frequencies for a transverse elastic η-mode polarized ortogonal to the soft magnetoelastic ζ-mode is observed in a thin plate of $FeBO_3$ in a weak magnetic field $H \simeq 40$–160 Oe. The measured frequency shift Δf_η reaches the value of $0.1\Delta f_\zeta$ as H decreases from 1 kOe to 40 Oe, $T = 77$ K. It is shown that the observes effect may be associated with the piezomagnetic properties of iron borate not investigated before.