

Эффекты линейного магнитоакустического двулучепреломления в FeVO₃

© Ю.Н. Мицай, К.М. Скибинский, М.Б. Стругацкий, В.В. Тараканов*

Симферопольский государственный университет,
333036 Симферополь, Украина

* Институт радиофизики и электроники Академии наук Украины,
310085 Харьков, Украина

(Поступила в Редакцию 24 сентября 1996 г.)

Построена теория магнитоакустического двулучепреломления в легкоплоскостном слабом ферромагнетике FeVO₃ с учетом механических граничных условий, накладываемых на образец в эксперименте. Получена зависимость амплитуды прошедшей через кристалл акустической волны от магнитного поля, которая удовлетворительно описывает эксперимент

Линейное двулучепреломление при распространении звука в антиферромагнитных кристаллах исследуется довольно давно [1–3]. Суть эффекта состоит в том, что при распространении поперечного звука вдоль оси третьего порядка одна из линейно поляризованных мод не взаимодействует с магнитной подсистемой (обыкновенная волна), а вторая весьма существенно взаимодействует с ней (необыкновенная волна). Скорость звука последней моды зависит от магнитного поля, что приводит к сдвигу фаз между модами и эллиптической поляризации вышедшей волны.

После прохождения звука через пластинку толщиной h амплитуда компоненты с поляризацией, ортогональной поляризации падающей линейно поляризованной волны, определяется следующим образом [3]:

$$A_{\perp} = \sqrt{2} \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 \sqrt{1 - \cos(\Delta k h)}. \quad (1)$$

Здесь φ_0 — угол между вектором поляризации падающей волны и вектором поляризации необыкновенной волны, Δk — разность волновых векторов обыкновенной и необыкновенной волн. Амплитуду падающей волны мы положили равной единице.

Экспериментальные исследования этого эффекта были проведены в [4,5]. По условиям эксперимента оказалось удобным регистрировать величину, пропорциональную $\Delta A_{\perp} = 1 - A_{\perp}$. На рис. 1 приведена теоретическая зависимость ΔA_{\perp} от магнитного поля H (формула (1)) для бората железа. Экспериментальные результаты приведены на рис. 2, а.

Сравнение экспериментальных и теоретических кривых демонстрирует их существенное различие. Эксперимент показывает, что максимумы на кривой зависимости $\Delta A_{\perp}(H)$ имеют различную высоту, расстояния между ними гораздо больше, чем предсказывает теория [3]. Кроме того, экспериментальная кривая имеет тонкую структуру.

В настоящей работе предложена теоретическая модель, учитывающая особенности магнитоупругого взаимодействия в FeVO₃, механические граничные условия, накладываемые на образец, и позволяющая описать эксперимент.

1. Модель

Как известно, кристалл FeVO₃ является легкоплоскостным слабым ферромагнетиком с симметрией D_{3d}^6 , магнитная энергия которого в однородном состоянии имеет следующий вид:

$$F_M = (1/2)Em^2 + d(l_x m_y - l_y m_x) - 2M_0 H m, \quad (2)$$

где E — обменная постоянная, d — постоянная Дзялошинского, \mathbf{m} и \mathbf{l} — векторы ферро- и антиферромагнетизма, связанные с намагниченностями подрешеток \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 стандартным образом,

$$\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0,$$

$$\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0,$$

$$M_0 = |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|,$$

ось z выбрана перпендикулярной базисной плоскости.

Из магнитооптических экспериментов следует, что механические граничные условия для изучаемого нами кристалла приводят к пространственно неоднородным магнитоакустическим деформациям, которые в свою очередь обуславливают существенную магнитную анизотропию в плоскости. В эксперименте [4,5] пьезодатчики приклеивались к изучаемому образцу клеем с

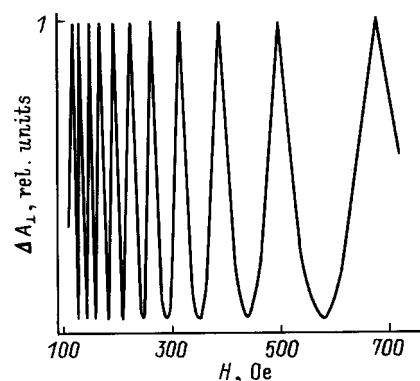


Рис. 1. Теоретическая кривая зависимости амплитуды гиперзвука $\Delta A_{\perp} = 1 - A_{\perp}$ от магнитного поля H в изотропной модели.

двух сторон на базисную плоскость, что и приводило к упомянутым выше неоднородным деформациям. Эти соображения позволяют сформулировать простейшую физическую модель, суть которой состоит в следующем. Граничные условия приводят к возникновению пространственно неоднородной одноосной магнитной анизотропии в плоскости, которая минимальна в центре образца. Эта анизотропия, как уже отмечалось, зависит от координат и вызвана пространственно неоднородными деформациями кристалла. Очевидно, что в рамках этой модели внешнее магнитное поле, произвольно ориентированное в базисной плоскости, будет приводить к пространственно неоднородному распределению намагниченности по толщине кристалла. Таким образом, магнитную энергию кристалла в нашей модели можно представить в виде

$$F_M = (1/2)Em^2 + d(l_x m_y - l_y m_x) - 2M_0 H m - aM_{1X}^2 - aM_{2X}^2. \quad (3)$$

Здесь два последних слагаемых описывают магнитную анизотропию (ось $X \parallel$ оси легкого намагничивания), связанную с механическими граничными условиями, а константа анизотропии $a = a(z) > 0$ зависит от координаты z . В (3) отсутствует неоднородная обменная энергия поскольку толщины изучаемых образцов составляют величину порядка 10^{-1} см, что намного больше характерных масштабов, при которых необходим учет этой энергии. Выражение (3) может быть приведено к виду

$$F_M = (1/2)Em^2 - dm - 2M_0 H m \sin(\alpha - \theta) - 2aM_0^2 \cos^2 \theta. \quad (4)$$

Углы, фигурирующие в этой формуле, указаны на рис. 3. Как видно из этого рисунка, легкая ось для вектора

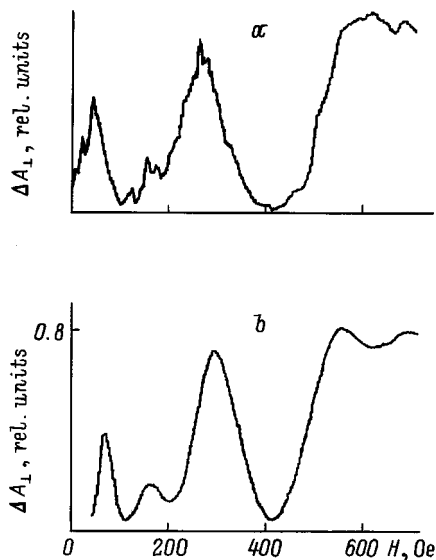


Рис. 2. а) Кривая зависимости амплитуды гиперзвука $\Delta A_{\perp} = 1 - A_{\perp}$ от магнитного поля H , полученная в результате эксперимента [4,5]. б) Теоретическая кривая зависимости амплитуды гиперзвука $\Delta A_{\perp} = 1 - A_{\perp}$ от магнитного поля H с учетом одноосной анизотропии в базисной плоскости.

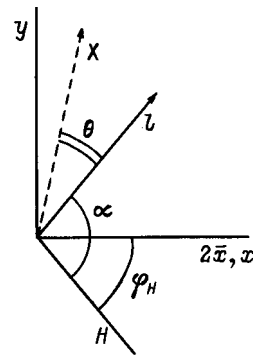


Рис. 3. Ориентация осей и векторов в кристалле бората железа. X — направление оси легкого намагничивания.

антиферромагнетизма составляет угол α с направлением магнитного поля.

Упругая и магнитоупругая энергия кристалла $FeVO_3$ определяются его пространственной группой симметрии и имеют известный вид

$$F^e = (1/2)C_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + C_{12}u_{xx}u_{yy} + 2C_{66}u_{xy}^2 + (1/2)C_{33}u_{zz}^2 + 2C_{44}(u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + C_{13}(u_{xx} + u_{yy})u_{zz} + 2C_{14}(u_{xx}u_{zz} - u_{yy}u_{zz} + 2u_{xy}u_{xz}), \quad (5)$$

$$F^{me} = B_{11}(u_{xx}l_x^2 + u_{yy}l_y^2) + B_{12}(u_{yy}l_x^2 + u_{xx}l_y^2) + 2B_{66}u_{xy}l_x l_y + 2B_{14}[2u_{xz}l_x l_y + u_{yz}(l_x^2 - l_y^2)] + B_{31}u_{zz}(l_x^2 - l_y^2). \quad (6)$$

Здесь ось x совпадает с осью второго порядка $2x$ (рис. 3). Из условия минимума $F^e + F^{me}$ мы получаем явное выражение для статических деформаций

$$u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)} = (B_{66}C_{44} - 2B_{14}C_{14}) \times \cos[2(\alpha - \varphi_H - \theta)] / [2(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})],$$

$$u_{xy}^{(0)} = (B_{66}C_{44} - 2B_{14}C_{14}) \times \sin[2(\alpha - \varphi_H - \theta)] / [2(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})],$$

$$u_{xz}^{(0)} = (2B_{14}C_{66} - B_{66}C_{14}) \times \sin[2(\alpha - \varphi_H - \theta)] [2(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})],$$

$$u_{yz}^{(0)} = (2B_{14}C_{66} - B_{66}C_{14}) \times \cos[2(\alpha - \varphi_H - \theta)] / [2(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})], \quad (7)$$

При исследовании распространения поперечного звука вдоль оси третьего порядка мы, как обычно, можем ограничиться изучением колебаний векторов \mathbf{l} и \mathbf{m} в базисной плоскости. Пусть угол φ описывает отклонение вектора \mathbf{l} от равновесного положения. В этом случае

(рис. 3) для компонент вектора **I** имеем следующие выражения:

$$I_x = l \cos(\alpha - \varphi_H - \theta + \varphi),$$

$$I_y = l \sin(\alpha - \varphi_H - \theta + \varphi).$$

Выделяя в тензоре деформации статические и динамические компоненты, можем разложить энергию кристалла с точностью до слагаемых второго порядка по динамическим переменным φ и u_{ik} (здесь и далее u_{ik} — динамическая часть тензора деформации, а не полная деформация). Принимая во внимание низкие частоты изучаемых акустических колебаний, можем, как и в [3], считать, что колебания вектора **I** адиабатически следуют за деформациями кристалла, вызванными распространением звуковой волны. В этом случае, минимизируя энергию по φ , получаем

$$\varphi = \frac{2B_{14}\{u_{yz} \sin[2(\alpha - \varphi_H - \theta)] - u_{xz} \cos[2(\alpha - \varphi_H - \theta)]\}}{M_0[H_{me1} + Hm \sin(\alpha - \theta) + 2aM_0 \cos 2\theta]}.$$

Для равновесного значения вектора ферромагнетизма **m** имеем

$$m = [d + 2M_0H \sin(\alpha - \theta)]/E. \quad (9)$$

Для диагонализации квадрупольной по динамическим переменным u_{ik} энергии кристалла необходимо выполнить следующие преобразования координат:

$$r = x \cos[2(\alpha - \varphi_H - \theta)] - y \sin[2(\alpha - \varphi_H - \theta)],$$

$$q = y \cos[2(\alpha - \varphi_H - \theta)] - x \sin[2(\alpha - \varphi_H - \theta)], z = z. \quad (10)$$

В указанных координатах квадратичная часть суммы $F_e + F_{me}$ сводится к виду

$$F_e^{eff} = 2u_{qz}^2 C_{44} + 2u_{rz}^2 (C_{44} - \Delta C^{eff}). \quad (11)$$

Здесь

$$\Delta C^{eff} = \frac{4B_{14}^2 H_{ex}}{M_0 \{2H_{ex} H_{me1} + 4aM_0 H_{ex} \cos 2\theta + H \sin(\alpha - \theta) [H \sin(\alpha - \theta) + H_d]\}}, \quad (12)$$

где

$$H_{me1} = (B_{66}^2 C_{44} - 4B_{14}^2 C_{66} + 4B_{66} B_{14} C_{14}) / [2M_0 (C_{66} C_{44} - C_{14}^2)]$$

— эффективное магнитоупругое поле, обусловленное спонтанными магнитоэластическими деформациями, $H_{ex} = E/4M_0$ — эффективное обменное поле, $H_d = d/2M_0$ — поле Дзялошинского.

Из выражения (11) для эффективной упругой энергии мы можем записать фазовые скорости и волновые векторы обыкновенной и необыкновенной волн

$$v_q = \sqrt{C_{44}/\rho}, \quad k_q = \omega/v_q,$$

$$v_r = \sqrt{(C_{44} - \Delta C_{eff})/\rho}, \quad k_r = \omega/v_r, \quad (13)$$

где ρ — плотность кристалла.

Вектор поляризации обыкновенной волны параллелен оси q , а необыкновенной — оси r .

Угол θ в формулах (10), (12) зависит не только от величины поля H , но и от координаты z . Таким образом, ориентация осей r и q плавно изменяется вдоль оси z в кристалле, и, следовательно, при распространении звуковой волны будет происходить перераспределение энергии между обыкновенной и необыкновенной компонентами звуковой волны. Скорость v_r также зависит от координаты. Все это делает задачу вычисления амплитуды вышедшей из кристалла волны гораздо более сложной, чем в случае однородно намагниченного образца.

2. Вычисление амплитуды

Вначале нужно определить зависимость $\theta(H, z)$. Минимизируя магнитную часть энергии (4) по углу θ , получаем следующее уравнение:

$$H = -\frac{2a(z)M_0 H_{ex} \sin 2\theta}{H_d \cos(\alpha - \theta)}. \quad (14)$$

Задавая зависимость константы магнитной анизотропии $a(z)$ от координаты z , может определить $\theta(H, z)$ из (14) численно. Далее введем угол γ между осями r и $2x$. Как следует из рис. 3 и формул (10), этот угол определяется выражением $\gamma = 2(\alpha - \varphi_H - \theta)$. Для расчета амплитуды удобно применить известный из оптики метод матриц Джонса [6]. Если представить кристалл разбитым на n однородно намагниченных слоев с постоянной внутри каждого слоя анизотропией, то связь между входящей и выходящей из p -го слоя волной будет определяться следующим образом:

$$\begin{pmatrix} u_{rp}^{out} \\ u_{qp}^{out} \end{pmatrix} = T_p \begin{pmatrix} u_{rp}^{in} \\ u_{qp}^{in} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Здесь матрица T_p определяется выражением

$$T_p = \begin{pmatrix} \exp(-ik_{rp}h/n) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{q}h/n) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \Delta\gamma_p & \sin \Delta\gamma_p \\ -\sin \Delta\gamma_p & \cos \Delta\gamma_p \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где $\Delta\gamma_p = \gamma_{p+1} - \gamma_p = -2(\theta_{p+1} - \theta_p)$ — угол поворота оси r при переходе от слоя p к слою $p + 1$.

Применяя (15) последовательно ко всем n слоям, получим следующую связь между амплитудами входящей и выходящей волн:

$$\begin{pmatrix} u_{rp}^{out} \\ u_{qp}^{out} \end{pmatrix} = T_n T_{n-1} \dots T_2 T_1 \begin{pmatrix} u_r^{in} \\ u_q^{in} \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} u_r^{in} \\ u_q^{in} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Матрицу T удобно представить в виде

$$T = \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Пусть вектор поляризации \mathbf{e} звука, входящего в кристалл по направлению z , составляет угол ψ с направлением поляризации необыкновенной волны r на поверхности кристалла. Нетрудно показать, что

$$\psi(H) = \psi_0 - 2\theta(H, z = -h/2), \quad (19)$$

где $\psi_0 = \psi(0)$. Здесь и далее начало координат выбрано в центре кристалла. В базисе (r, q) входящая линейно поляризованная волна на поверхности кристалла записывается следующим образом:

$$\begin{pmatrix} u_r^{\text{in}} \\ u_q^{\text{in}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u^{\text{in}} \cos \psi \\ u^{\text{in}} \sin \psi \end{pmatrix}.$$

Здесь при единичной амплитуде падающей волны $u^{\text{in}} = \exp(i\omega t)$. Используя (17) и (18), определяем на выходе из образца компоненту волны u_{\perp}^{out} с поляризацией, перпендикулярной поляризации входящей волны u^{in} ,

$$\begin{aligned} u_{\perp}^{\text{out}} &= u_r^{\text{out}} \cos(\pi/2 + \psi) + u_q^{\text{out}} \sin(\pi/2 + \psi) \\ &= [C_1 \cos^2 \psi + (D_1 - A_1) \sin \psi \cos \psi - B_1 \sin^2 \psi] \\ &\quad \times \cos \omega t + [C_2 \cos^2 \psi + (D_2 - A_2) \sin \psi \cos \psi \\ &\quad - B_2 \sin^2 \psi] \sin \omega t. \end{aligned} \quad (21)$$

Отсюда получаем искомое выражение для амплитуды

$$A_{\perp} = \sqrt{R_1^2 + R_2^2}, \quad (22)$$

где

$$R_1 = C_1 \cos^2 \psi + (D_1 - A_1) \sin \psi \cos \psi - B_1 \sin^2 \psi,$$

$$R_2 = C_2 \cos^2 \psi + (D_2 - A_2) \sin \psi \cos \psi - B_2 \sin^2 \psi,$$

Формула (22) позволяет определить $A_{\perp}(H)$, если задан закон по которому анизотропия $a(z)$ убывает в глубь кристалла. Положим

$$a(z) = k_1 + k_2|z|. \quad (23)$$

Оптимизация параметров k_1, k_2, α, ψ_0 в (22) приводит к зависимости $\Delta A_{\perp}(H)$, изображенной на рис. 2, *b*. Оказалось, что k_1 и k_2 соответствуют анизотропии с эффективными полями $\simeq 200$ Ое на поверхности и $\simeq 130$ Ое в центре кристалла.

Расстояния между максимумами кривой на рис. 2, *b* значительно больше соответствующих расстояний в изотропной модели (рис. 1). Это объясняется появлением дополнительного слагаемого $4aM_0^2 H_{\text{ex}} \cos 2\theta$ в знаменателе выражения для ΔC_{eff} (см. (12)), которое обусловлено наведенной в базисной плоскости анизотропией. Различие высот максимумов является результатом зависимости ориентации осей r и q от величины магнитного поля. В формуле (22) последнее обстоятельство проявляется в том, что ψ является функцией H .

Расчеты показывают, что параметры α, ψ_0 ответственны главным образом за высоту максимумов, а параметры

k_1, k_2 определяют интервалы монотонности кривой. В процессе подгонки теоретической кривой к экспериментальной выбор параметров α, ψ_0, k_1, k_2 оказался практически однозначным.

Отметим в заключение, что кривая на рис. 2, *b* приведена для полей, больших $\simeq 50$ Ое, при которых доменная структура в борате железа уже отсутствует.

Список литературы

- [1] Е.А. Туров. ЖЭТФ **92**, 5, 1886 (1987).
- [2] V.V. Eremenko, N.F. Kharchenko. The linear magneto-optic effect in magnetically ordered crystals / Ed. I.M. Khalatnikov. Sov. Sci. Rev. (1984) V. 5. P. 1.
- [3] Е.А. Туров. ЖЭТФ **96**, 6, 2140 (1989).
- [4] V. Khizhnyi, A. Korolyuk, V. Tarakanov, M. Strugatsky. Magnetoacoustic oscillation at a geometry of Cotton-Mouton effect in the FeBO₃ single crystal. Proc. XX Int. Conf. on Low Temp. Physics. Oregon. USA (1993). V. 2. PG-6.
- [5] А.П. Королюк, В.В. Тараканов, В.Н. Хижный, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий. ФНТ **22**, 8, 824 (1996).
- [6] М. Азам, Н. Башара. Эллипсометрия и поляризованный свет. М. (1981). 583 с.