

# Магнитное двупреломление звука и магнитоакустические осцилляции в гематите

© И.Ш. Ахмадуллин, С.А. Мигачев, М.Ф. Садыков, М.М. Шакирзянов

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Российской академии наук,  
420029 Казань, Россия

E-mail: i\_akhm@kfti.knc.ru

(Поступила в Редакцию 23 июня 2003 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования эффекта магнитного двулучепреломления звука в легкоспоскостном антиферромагнетике  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Обнаружены осцилляции амплитуды прошедшего через образец поперечного звука, распространяющегося вдоль тригональной оси  $C_3$  кристалла, в зависимости от величины магнитного поля  $\mathbf{H}$ , приложенного в базисной плоскости ( $\mathbf{H} \perp C_3$ ). Эксперименты качественно подтверждают выводы теории этого явления, развитой ранее Туровым. Обсуждаются возможные причины существенного количественного различия теории и эксперимента в полевой зависимости периода осциллирующей амплитуды звука. В неотожженных образцах гематита обнаружена  $60^\circ$  периодическая зависимость положения экстремумов осцилляций от направления магнитного поля в базисной плоскости, связанная с базисной анизотропией выше второго порядка. Наличие значительных ( $\sim 6 \cdot 10^3$  Ое) эффективных полей магнитной анизотропии в плоскости базиса может быть объяснено существованием больших остаточных напряжений в таких образцах.

**1.** Эффект линейного магнитного двулучепреломления (ДП) звука в антиферромагнетиках типа легкая плоскость (АФЛП) является одним из многочисленных новых магнитоакустических явлений, связанных с векторным параметром порядка — вектором антиферромагнетизма, теория которых была разработана в последние годы Туровым [1]. Природа линейного ДП связана со снятием вырождения спектра поперечных волн, распространяющихся вдоль трудной оси АФЛП, эффективным магнитоупругим (МУ) взаимодействием [2] и коротко заключается в следующем. При распространении когерентного поперечно-поляризованного звука вдоль трудной оси лишь одна из двух нормальных мод поперечных колебаний эффективно взаимодействует с магнитной подсистемой [1–3]. Вследствие перенормировки модулей упругости из-за МУ-связи скорость взаимодействующей (магнитной) моды становится зависящей от внешнего магнитного поля и отличной от скорости невзаимодействующей (немагнитной) моды. Это приводит к сдвигу фаз между модами и, как следствие, к эллиптической поляризации волны, прошедшей через АФ-образец. При этом амплитуда звука на выходе оказывается осциллирующей функцией магнитного поля [1,4].

**2.** В данной работе сообщается о первом наблюдении и результатах экспериментального исследования эффекта магнитного ДП линейно поляризованного поперечного звука, распространяющегося вдоль оси  $C_3$  в АФЛП  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, который, согласно теоретическим оценкам [4], является по своим параметрам наиболее подходящим объектом для изучения новых явлений в антиферромагнитоакустике. В экспериментах измерялась зависимость амплитуды прошедшего через образец гематита ультразвука от величины и направления магнитного поля  $\mathbf{H}$ , приложенного в легкой базисной плоскости, перпендикулярно оси  $C_3 \parallel \mathbf{Z}$  кристалла. Образцы

представляли собой прямоугольные параллелепипеды с плоскопараллельными (с точностью до  $10''$ ) оптически обработанными торцами, перпендикулярными оси  $C_3$ . К торцам приклеивались пьезопреобразователи ( $X$ -срез ниобата лития), один из которых являлся излучателем, а другой — приемником ультразвука. Причем пьезопреобразователи размещались таким образом, чтобы поляризации возбуждаемой и принимаемой волн были либо параллельны, либо перпендикулярны. Толщины пьезопреобразователей и частоты, на которых проводились измерения, подбирались такими, чтобы обеспечивалась максимальная эффективность преобразования только для одной собственной сдвиговой моды пьезопреобразователя. Эксперименты производились по эхо-импульсной методике [5]. Отклик системы определялся по первому прошедшему через образец акустическому импульсу. Такая методика в отличие от стационарного способа возбуждения звука, использованного в работах [6,7] при наблюдении эффекта линейного ДП звука в MnCO<sub>3</sub> и FeVO<sub>3</sub> соответственно, позволяет исключить влияние отраженных волн, присутствующих в образце при стационарной методике возбуждения.

Результаты измерений зависимости амплитуд компонент прошедшей волны (частота возбуждаемого звука  $f = 90.85$  МГц) от величины магнитного поля ( $A_l$  — при параллельной,  $A_t$  — при перпендикулярной ориентации поляризации излучателя и приемника) показаны на рис. 1 и 2 (кривые  $a$ ). На этих же рисунках приведены теоретические зависимости (кривые  $b$ ), построенные по формулам из работы [4]

$$A_l = \{\cos^2 2\varphi_0 + \sin^2 \varphi_0 \cos^2(\Delta kd/2)\}^{1/2}, \quad (1)$$

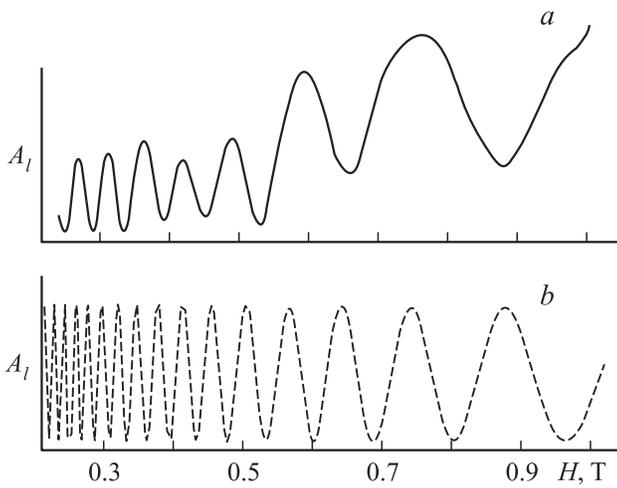
$$A_t = \{\sin^2 2\varphi_0 \sin^2(\Delta kd/2)\}^{1/2}, \quad A_l^2 + A_t^2 = 1, \quad (2)$$

$$\Delta k = \omega(1/V_\xi - 1/V_\eta), \quad V_\eta^2 = C_{44}/\rho, \quad (3)$$

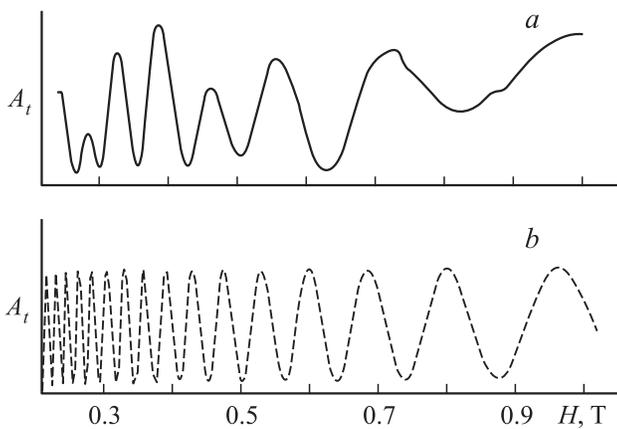
$$V_{\eta}^2 = V_{\xi}^2 \left( 1 - \frac{2H_E(2B_{14})^2}{C_{44}M_0\omega_{f_0}^2} \right),$$

$$\omega_{f_0}^2 = H(H + H_D) + 2H_E H_{ms}, \quad (4)$$

где  $\varphi_0$  — угол между направлением поляризации возбуждаемой волны и направлением поляризации магнитной нормальной моды  $\xi$ ;  $\omega$  — круговая частота звука,  $d$  — длина образца в направлении распространения;  $V_{\xi}$ ,  $V_{\eta}$  — фазовые скорости магнитной ( $\xi$ ) и немагнитной ( $\eta$ ) нормальных мод колебаний;  $\omega_0$  — частота квазиферромагнитной моды АФМР. Выражения (1)–(4) получены для рассматриваемых тригональных АФ, находящихся в легкоплоскостном слабоферромагнитном состоянии, в предположении, что величина магнитного поля  $H$  обеспечивает выполнение условия  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \perp \mathbf{L}$ , где  $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$  — вектор антиферромагнетизма;



**Рис. 1.** Осцилляции амплитуды прошедшего звука в зависимости от величины магнитного поля при параллельной ориентации поляризаций ( $\varphi_0 = 45^\circ$ ,  $\varphi_H \approx 140^\circ$ ). *a* — эксперимент, *b* — теория.



**Рис. 2.** Осцилляции амплитуды прошедшего звука в зависимости от величины магнитного поля при перпендикулярной ориентации поляризаций ( $\varphi_0 = 45^\circ$ ,  $\varphi_H \approx 140^\circ$ ). *a* — эксперимент, *b* — теория.

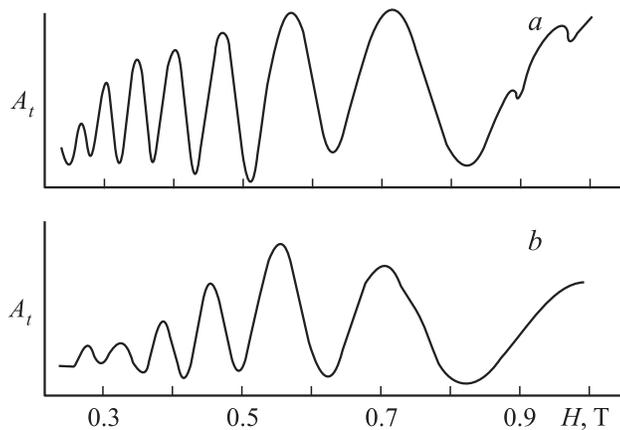
$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$  — ферромагнитный момент;  $M \ll L$ ;  $M_1$  и  $M_2$  — намагниченности подрешеток [4]. Также предполагается, что эффективная МУ-связь обусловлена колебаниями вектора антиферромагнетизма в легкой базисной плоскости [2]. В том случае, когда  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \perp \mathbf{L}$ , направление поляризации нормальных мод определяется из соотношений [4]

$$\xi = X \cos 3\varphi_H - Y \sin 3\varphi_H, \quad \eta = Y \cos 3\varphi_H + X \sin 2\varphi_H,$$

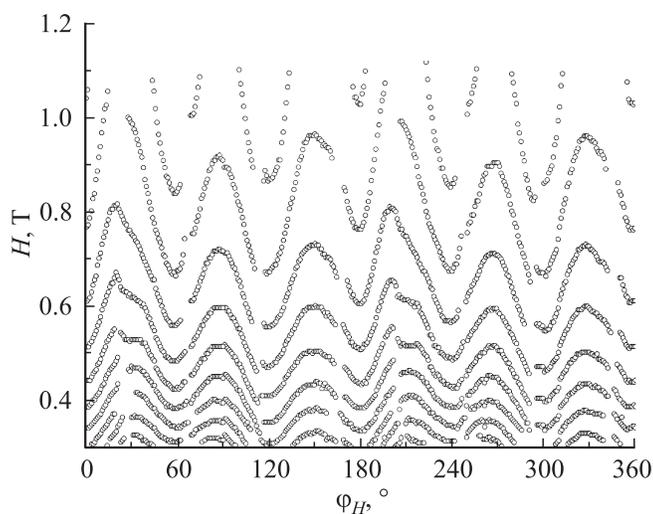
где  $\mathbf{X}$ ,  $\mathbf{Y}$  — оси координат ( $\mathbf{X} \parallel \mathbf{M}$ ,  $\mathbf{Y} \parallel \mathbf{L}$ ),  $\varphi_H$  — угол между направлением магнитного поля  $\mathbf{H}$  и осью симметрии второго порядка  $C_2$  в базисной плоскости. При построении теоретических зависимостей использовались известные из литературы [2–4] значения параметров: обменного поля  $H_E = 9.2 \cdot 10^6$  Ое, поля Дзялошинского  $H_D = 2.2 \cdot 10^4$  Ое, поля спонтанной магнитострикции  $H_{ms} = 0.96$  Ое, константы МУ-связи  $2B_{14} = 29.2 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>, модуля упругости  $C_{44} = 9.42 \cdot 10^{11}$  эрг/см<sup>3</sup>, плотности кристалла  $\rho = 5.29$  г/см<sup>3</sup> и равновесной намагниченности подрешеток  $M_0 = 870$  Г; длина образца  $d = 0.6$  см.

3. Как следует из приведенных графиков, эксперименты подтверждают основные выводы теории магнитоакустического линейного ДП [4]: о преобразовании линейной поляризации звука в эллиптическую; об осцилляции интенсивности прошедшего звука в зависимости от величины внешнего магнитного поля; о росте периода осцилляций с увеличением поля. Однако получено лишь качественное согласие, тогда как в количественном отношении имеются существенные различия между теорией и экспериментом. Аналогичная картина наблюдается в  $\text{MnCO}_3$  [6] и  $\text{FeVO}_3$  [7]. Прежде всего следует отметить существенное отличие периода осцилляций  $\Delta H$ , а также наблюдаемую зависимость амплитуды осцилляций от величины магнитного поля  $H$ . Наряду с этим в исследуемом образце гематита была обнаружена периодическая (гексагональная) зависимость положений экстремумов осцилляций от направления магнитного поля  $\mathbf{H}$  в базисной плоскости, т.е. от угла  $\varphi_H$ . Согласно теории [4], сдвиг фазы осцилляций при переходе от параллельной установки поляризации излучающего и приемного пьезопреобразователей к перпендикулярной должен составлять половину периода осцилляций. Однако в эксперименте данный сдвиг проявляет сильную зависимость как от направления, так и от величины магнитного поля. Сдвиг фазы на полпериода наблюдался лишь при некоторых углах  $\varphi_H$  и не очень больших значениях  $H$  (рис. 1–3).

Разумеется, трудно ожидать количественного согласия с выводами теории, основанной на изотропной модели, и очевидно, что необходимо дальнейшее развитие теории на основе соответствующих моделей. По-видимому, прежде всего здесь необходимо учесть неоднородные по образцу спонтанные деформации, приводящие к возникновению дополнительной пространственно неоднородной магнитной анизотропии в базисной плоскости,



**Рис. 3.** Осцилляции амплитуды прошедшего звука в зависимости от величины магнитного поля при  $\varphi_H \approx 105^\circ$  ( $l$  — параллельные,  $t$  — перпендикулярные поляризации).



**Рис. 4.** Зависимость значений магнитного поля  $H$ , при которых наблюдаются максимумы осцилляций, от угла  $\varphi_H$ .

обуславливающей разброс ориентаций осей нормальных колебаний  $\xi$  и  $\eta$  по кристаллу [4,8]. Причины неоднородных деформаций могут быть различными: блочность реальной кристаллической решетки [1], механические граничные условия при возбуждении и приеме звука [7,8], условия роста кристаллов и др. Построение теоретической модели, описывающей особенности экспериментов по ДП звука в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , является целью наших дальнейших исследований. В данной работе мы хотели бы остановиться на обсуждении обнаруженной нами зависимости положения экстремумов осцилляций прошедшего через образец звука от направления магнитного поля. На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости величин магнитного поля, при которых наблюдаются определенные максимумы, от его направления в базисной плоскости, т.е. от  $\varphi_H$  (поляризации излучателя и приемника перпендикулярны). Из рис. 4

видно, что вся кривая магнитоакустических осцилляций „колеблется“ около некоторого положения. При этом прослеживается  $60^\circ$  гексагональная зависимость. На наш взгляд, такая зависимость может быть обусловлена анизотропией шестого порядка в базисной плоскости. Учет базисной анизотропии более высокого, чем второго, порядка приводит к появлению в спектре низкочастотной ветви спиновых колебаний анизотропной щели, равной [9]

$$\Delta H_\Delta^2 \cos 6\varphi_H, \quad H_\Delta = \sqrt{36H_E H_a}, \quad (5)$$

где  $H_a$  — эффективное поле базисной анизотропии. В этом случае выражение для частоты АФМР  $\omega_{f0}$ , входящей в выражение (4) для скорости магнитной моды нормальных колебаний ( $\xi$ ), запишется в виде

$$\omega_{f0} = \gamma^{-2} \{H(H + H_D) + 2H_E H_{ms} + H_\Delta^2 \cos 6\varphi_H\}. \quad (6)$$

Таким образом, в разности фаз  $\Delta kd/2$  появляется зависимость от угла  $\varphi_H$ . По экспериментальным данным, представленным на рис. 3, можно оценить величину  $H_\Delta$ , которая составляет примерно  $(4-6) \cdot 10^3$  Ое. Эти значения  $H_\Delta$  в 4–5 раз больше известных из литературы значений  $H_\Delta$ , полученных в гематите другими методами (АФМР [10], метод вращающих моментов [11]). Следует, однако, заметить, что значения  $H_\Delta \approx 10^3 - 1.5 \cdot 10^3$  Ое получены в [10,11] для отожженных образцов, тогда как в наших экспериментах использовался неотожженный образец  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . Известно, однако, что в таких образцах существуют остаточные напряжения, исчезающие в процессе отжига. Можно предположить, что именно эти напряжения и являются причиной достаточно больших полей магнитной анизотропии в исследованных нами образцах.

Авторы признательны В.А. Голенищеву-Кутузову за плодотворные дискуссии и постоянный интерес к работе.

## Список литературы

- [1] Е.А. Туров, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. УФН **172**, 2, 193 (2002).
- [2] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. УФН **155**, 4, 593 (1998).
- [3] M.H. Seavey. Solid. State Commun. **10**, 2, 219 (1972).
- [4] Е.А. Туров. ЖЭТФ **96**, 6(12), 2140 (1989).
- [5] Дж. Такер, В. Рэмpton. Гиперзвук в физике твердого тела. Мир, М. (1975). 453 с.
- [6] В.Р. Гакель. Письма в ЖЭТФ **9**, 5, 590 (1969).
- [7] А.П. Королюк, В.В. Тараканов, В.И. Хижный. ФНТ **22**, 8, 924 (1996).
- [8] Ю.Н. Мицай, К.М. Скибинский, М.Б. Стругацкий, В.В. Тараканов. ФТТ **39**, 5, 901 (1997).
- [9] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. Физматлит, М. (2001). 559 с.
- [10] H.Kumaga, H. Abe, K. Ono, J. Shimada, K. Iwanada. Phys. Rev. **99**, 3, 1116 (1955).
- [11] А.А. Богданов. ФТТ **14**, 11, 3362 (1972).