

## Проявление базисной анизотропии и механических граничных условий в магнитном двупреломлении звука 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: shakirzyanov@kfti.knc.ru

(Поступила в Редакцию 8 июля 2004 г.)

Изложены результаты экспериментального изучения угловой зависимости эффекта магнитного двупреломления звука в гематите от направления магнитного поля, приложенного в базисной плоскости кристалла. При комнатных температурах обнаружена гексагональная и одноосная анизотропия положения кривой магнитоакустических осцилляций в магнитном поле — кривой осцилляционной зависимости амплитуды прошедшей через кристалл акустической волны от величины поля. Показано, что гексагональная анизотропия обусловлена базисной анизотропией высших порядков. Появление одноосной магнитной анизотропии в базисной плоскости объясняется существованием механических напряжений на границах образца, возникающих при приклеивании к ним пьезопреобразователей. Наблюдаемое изменение направления оси одноосной анизотропии при изменении граничных условий подтверждает данное предположение.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-16025).

1. В работе авторов [1] сообщалось об экспериментальном наблюдении эффекта магнитного двупреломления (ДП) поперечного звука, распространяющегося вдоль трудной оси  $C_3$  в легкоплоскостном антиферромагнетике (ЛПАФ)  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . В соответствии с выводами теории ДП [2] были обнаружены осцилляции амплитуды прошедшего через образец звука, зависящие от величины магнитного поля  $H$  (магнитоакустические (МА) осцилляции), а также преобразование поляризации звука из линейной на входе в эллиптическую на выходе из образца. Природа этого явления связана со снятием вырождения спектра поперечных волн с волновым вектором  $\mathbf{k} \parallel C_3$  магнитоупругим (МУ) взаимодействием [3]. При распространении звука вдоль оси  $C_3$  лишь одна из двух нормальных мод поперечных колебаний эффективно взаимодействует с магнитной подсистемой, а именно с колебаниями вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$  в плоскости базиса. Эти колебания соответствуют низкочастотной квазиферромагнитной ветви спиновых волн в двухподрешеточных ЛПАФ, к которым относится и гематит ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) [2,3]. Вследствие перенормировки модулей упругости из-за МУ-связи скорость взаимодействующей моды (МУ-моды) становится отличной от скорости невзаимодействующей моды и зависящей от магнитного поля  $\mathbf{H}$  (в силу зависимости частоты АФМР  $\omega_{f0}$  от  $\mathbf{H}$ ). Это приводит к сдвигу фаз между нормальными модами поперечных колебаний  $\Delta\varphi(H)$ , величина которого на выходе из образца длиной  $d$  в направлении распространения определяется выражением  $\Delta\varphi(H) = \Delta kd/2$ , где  $\Delta k(H)$  — разность волновых векторов этих мод. Амплитуда результирующей волны на выходе оказывается таким образом осциллирующей функцией, зависящей от величины магнитного поля [1,2]. При исследовании угловой зависимости эффекта ДП было обнаружено, что положение кривых МА-осцилляций в магнитном поле существенно зависит от его направ-

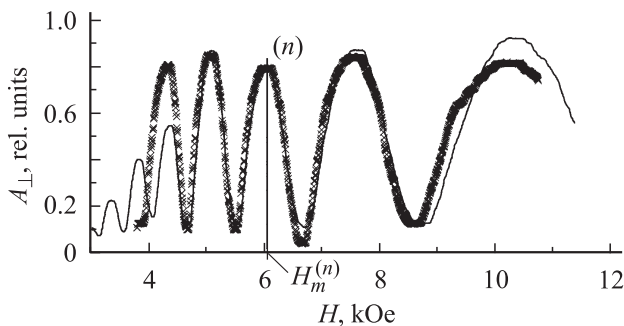
ления в базисной плоскости [1]. Наблюдалась  $60^\circ$  периодическая зависимость, которую удается объяснить при учете полей базисной анизотропии четвертого и шестого порядков. При этом на гексагональную зависимость накладывается  $180^\circ$  угловая зависимость, указывающая на существование в базисной плоскости значительной одноосной магнитной анизотропии. Однако появление такой анизотропии не следует из соображений кристаллохимической или магнитной анизотропии [4] и может быть обусловлено дополнительными магнитоэлектрическими полями [5,6]. В наших экспериментах наиболее вероятны две причины возникновения таких полей. Одна из них — остаточные напряжения в неотожженных образцах, которые выпиливались из монокристаллической булы, выращенной вдоль одной из осей второго порядка в плоскости базиса. Вторая причина — механические напряжения, возникающие в образце в результате приклеивания к торцам образца, параллельным базисной плоскости, с двух сторон пьезопреобразователей [5,6]. Причем неоднородные деформации, обусловленные этими напряжениями, могут быть, согласно [5,6], сравнимы с величиной спонтанной стрикции в гематите [7]. Для выяснения причин возникновения периодических закономерностей в угловой зависимости эффектов ДП звука были проведены новые эксперименты в отоженных образцах гематита, результаты которых обсуждаются в данной работе.

2. В экспериментах измерялась зависимость амплитуды прошедшей через образец гематита поперечной ультразвуковой волны ( $\mathbf{k} \parallel C_3$ ) с частотой  $f \cong 91$  МГц от величины и направления магнитного поля, приложенного в базисной плоскости, перпендикулярной оси  $C_3$  кристалла. Методика измерений и требования к образцам подробно изложены в [1]. Отметим лишь, что эллиптичность волны на выходе позволяет располагать поляризации излучающего и принимающего пьезопре-

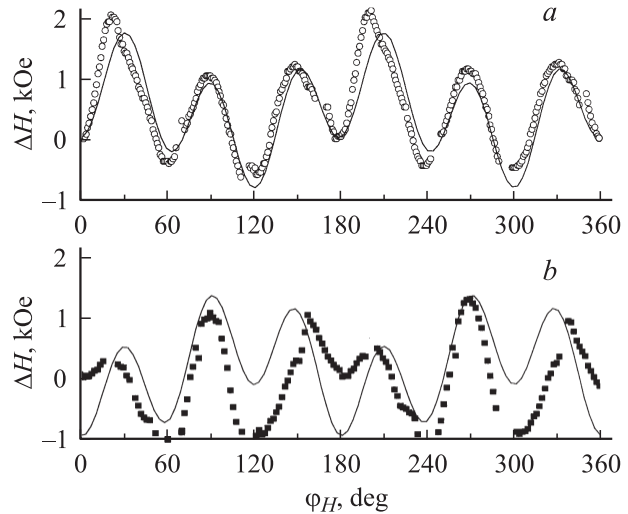
образователей на плоскопараллельных границах образца под любым углом друг к другу. Наиболее удобно (прежде всего для сравнения с теорией), если они расположены либо параллельно, либо перпендикулярно друг другу [1]. Далее приводятся результаты измерений при их ортогональной ориентации для двух различных направлений поляризации входного пьезообразователя (излучателя). В первом случае направление поляризации излучателя составило угол  $\xi = 30^\circ$  с выделенной осью второго порядка  $C_2$  (ось роста монокристаллической булы), во втором случае угол  $\xi$  между ними равнялся  $120^\circ$ . Соответствующим образом приклеивались и приемные преобразователи.

Измерения проводились при комнатной температуре в интервале магнитных полей  $3 \leq H \leq 20$  кОе, приложенных в базисной легкой плоскости образца. Образец вращался в магнитном поле, направление поля в базисной плоскости определялось углом  $\varphi_H$ , отсчитываемым от той же выделенной оси второго порядка  $C_2$ . Процедура отжига монокристаллов была стандартной и выполнялась в воздушной атмосфере по следующей схеме: в течение 3 h температура равномерно поднималась до температуры отжига, равной  $1100^\circ\text{C}$ ; далее в течение 6 h проводился отжиг при этой температуре. Время остывания до комнатной температуры в печи составляло 20 h.

На рис. 1 представлены экспериментальные кривые МА-осцилляций  $A_\perp(H)$  в этих образцах при  $\varphi_H = 0$  для обеих ориентаций преобразователей (сплошная линия соответствует расположению излучателя с  $\xi \cong 30^\circ$ , крестиками обозначена кривая, полученная при  $\xi \cong 120^\circ$ ). На рис. 2 показана зависимость величины магнитного поля  $\Delta H_m^{(n)}(\varphi_H) = H_m^{(n)}(\varphi_H) - H_m^{(n)}(0)$ , при котором наблюдается максимум (под номером  $n$ ) кривой  $A_\perp(H)$ , от его направления для обеих ориентаций излучателя. Как видно из рис. 2, величина  $\Delta H_m^{(n)}(\varphi_H)$  в обоих случаях ( $\xi = 30^\circ, 120^\circ$ ) является периодической функцией с периодом  $60^\circ$ , на которую в свою очередь наложена  $180^\circ$  анизотропия значительной амплитуды. При сравнении рис. 2, *a* и *b* (точки) четко прослеживается поворот оси этой анизотропии на  $90^\circ$ . Необходимо заметить, что результаты экспериментов в отожженных образцах, полученные при ориентации излучателя, когда угол



**Рис. 1.** Осцилляции амплитуды прошедшего звука в зависимости от величины поля  $H$  ( $\varphi_H \cong 0$ ). Сплошная линия получена при  $\xi \cong 30^\circ$  ( $\varphi_0 \cong 30^\circ$ ), крестиками обозначены результаты при  $\xi \cong 120^\circ$  ( $\varphi_0 \cong 120^\circ$ ).



**Рис. 2.** Угловая зависимость положения кривой МА-осцилляций от направления магнитного поля в базисной плоскости. *a* —  $\xi \cong 30^\circ$ , *b* —  $\xi \cong 120^\circ$ . Сплошные линии — аппроксимация функциями вида (2).

$\xi \cong 30^\circ$ , очень незначительно отличаются от данных для неотожженных образцов при тех же условиях [1], которые во избежание загромождения рисунков здесь не приводятся. Таким образом, можно предположить, что остаточные деформации, связанные с ростом монокристаллов, малы по сравнению с деформациями, обусловленными спонтанной стрикцией, и что наблюдаемая одноосная анизотропия в базисной плоскости связана с граничными условиями [6].

3. Наблюдаемые в эксперименте МА-осцилляции (рис. 1) описываются соответствующим выражением, полученным в [2] (в относительных единицах),

$$A_\perp(H) = \sqrt{\sin^2(2\varphi_0) \sin^2(\Delta k(H)d/2)}, \quad (1)$$

где  $\varphi_0$  — угол между направлением поляризации возбуждаемой волны и направлением поляризации нормальной (поперечной) МУ-моды. Выражение (1) позволяет получить лишь качественное согласие, тогда как в количественном отношении имеются существенные различия между теорией и экспериментом. Аналогичная картина наблюдается и в других ЛПАФ, таких как  $\text{MnCO}_3$  [8],  $\text{FeVO}_3$  [9]. Возможные причины отсутствия хорошего количественного согласия подробно обсуждаются в [10]. Одна из теоретических моделей, позволяющих согласовать экспериментальные и расчетные зависимости  $A_\perp$  от величины поля  $H$ , рассмотрена в работе [6].

Экспериментальная угловая зависимость  $\Delta H_m^{(n)}(\varphi_H) = H_m^{(n)}(\varphi_H) - H_m^{(n)}(0)$  положения максимумов кривой  $A_\perp(H)$  в магнитном поле (очевидно, это относится и к любой другой точке кривой МА-осцилляций) достаточно хорошо аппроксимируется функцией

$$\Delta H_m^{(n)}(\varphi_H) \equiv \Delta H_m^{(n)} \cong \beta \cos 2(2\varphi_H - \alpha) + \chi \cos(6\varphi_H), \quad (2)$$

которая может быть объяснена из следующих соображений. Согласно (1), амплитуда звука на выходе из образца

максимальна при выполнении условия

$$\Delta k(H_m^{(n)}) = \pi(2n + 1)/2, \quad H_m^{(n)} \equiv H_m^{(n)}(\varphi_H). \quad (3)$$

Разность волновых векторов  $\Delta k(H_m^{(n)})$  в случае используемых в эксперименте достаточно больших полей, при которых выполняется неравенство  $\Delta k/k \ll 1$ , можно приближенно записать в виде [2]

$$\Delta k(H_m^{(n)}) \approx k \frac{\Delta}{\omega_{f0}^2(H_m^{(n)})}, \quad \Delta = \frac{H_E(2B_{14})^2}{M_0 C_{44}},$$

$$k = 2\pi f/V_\eta, \quad V_\eta = C_{44}/\rho, \quad (4)$$

где  $V_\eta$  — скорость невзаимодействующей моды,  $C_{44}$  — модуль упругости,  $\rho$  — плотность кристалла,  $B_{14}$  — компонента тензора МУ-связи,  $H_E$  — обменное поле,  $M_0$  — равновесная намагниченность подрешеток. Частота АФМР квазиферромагнитной моды  $\omega_{f0}$  при учете предполагаемой одноосной анизотропии и базисной анизотропии четвертого и шестого порядков имеет вид [5,11]

$$\omega_{f0}^2(H_m^{(n)}) = \gamma^{-2} \left\{ H_m^{(n)} \left( H_m^{(n)} + H_D \right) + 2H_E H_{ms}^0 + 2H_E H_p \cos 2(\theta - \varphi_H) + 36H_E H_a \cos 6\varphi_H \right\}. \quad (5)$$

Из выражений (4) и (5) видно, что величина магнитного поля  $H_m^{(n)}$ , при которой выполняется условие (3), является сложной периодической функцией угла  $\varphi_H$ .

В выражение (5) входят следующие магнитные поля:  $H_D$  — поле Дзялошинского,  $H_{ms}^{(0)}$  — изотропная часть поля спонтанной магнитострикции,  $H_a$  — эффективное поле базисной анизотропии высших порядков [4],  $H_p$  — магнитострикционное поле, обусловленное деформациями, возникающими в результате действия какой-либо внешней силы, приложенной в базисной плоскости под углом  $\theta$  к выделенной оси второго порядка  $C_2$  [5,11]. Такой силой является, например, давление, приложенное в плоскости базиса, влияние которого на частоту АФМР  $\omega_{f0}$  подробно излучалось в [15]. В рассматриваемом случае, следуя выводам работы [6], можно предположить, что неравное нулю дополнительное магнитострикционное поле  $H_p$  в базисной плоскости обусловлено механическими граничными условиями. Эти условия возникают в результате приклеивания к торцевым поверхностям образца, параллельным базисной плоскости, пьезопреобразователей с сильной анизотропией коэффициента теплового расширения ( $X$ -срез ниобата лития). При затвердевании склейки (эпоксидная смола), происходящем с выделением тепла, возникает сильное растяжение пластинки преобразователя в выделенном направлении в плоскости среза, что и приводит к неоднородным механическим напряжениям на границах. Эти напряжения, как и создаваемые ими магнитострикционные поля, будут обладать осевой симметрией, направление оси которой, очевидно, определяется направлением максимального растяжения пьезодатчика. Наблюдаемое в

эксперименте изменение фазы одноосной анизотропии на  $90^\circ$  при переключении обоих пьезопреобразователей с разворотом направления векторов поляризации на угол  $90^\circ$ , на наш взгляд, подтверждает данное предположение.

Из изложенного выше следует, что параметры  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\chi$ , входящие в выражение (2) для аппроксимирующей функции  $\Delta H_m^{(n)}$ , определяются следующими факторами:  $\beta$  — магнитострикционным полем  $H_p$  внешних напряжений, угол  $\alpha$  — ориентацией оси  $X$  в плоскости среза пьезодатчиков относительно оси  $C_2$  образца в плоскости базиса,  $\chi$  — магнитным полем гексагональной базисной анизотропии  $H_a$ . Экспериментальные зависимости на рис. 2 описываются функциями вида (2) со следующими параметрами: для рис. 2,  $a$   $\beta \cong 0.5$ ,  $\chi \cong 0.8$ ,  $\alpha \cong 17^\circ$ ; для рис. 2,  $b$   $\beta \cong 0.5$ ,  $\chi \cong 0.8$ ,  $\alpha \cong 105^\circ$  (сплошные линии). Как видно из рис. 2,  $b$ , аппроксимирующая функция удовлетворительно характеризует экспериментальную кривую. В то же время она полностью соответствует изменению оси анизотропии на  $90^\circ$  при изменении граничных условий и хорошо описывает общий ход наблюдаемой зависимости. На основании экспериментальных данных можно оценить обменно-усиленные значения этих полей, которые в наших образцах приближенно равны  $\sqrt{36H_E H_a} \approx 4.6$  кОе и  $\sqrt{2H_E H_p} \approx 1.8$  кОе. Величина поля базисной анизотропии сравнима с литературными данными [4].

В заключение отметим, что обнаруженная угловая зависимость эффекта ДП поперечного звука в ЛПАФ определяется распределением в плоскости базиса довольно слабых магнитных полей. Это демонстрирует высокую чувствительность ультразвуковых методов и возможность их использования для изучения не только упругих и магнитоупругих, но и чисто магнитных свойств сильных магнетиков.

## Список литературы

- [1] И.Ш. Ахмадуллин, С.А. Мигачев, М.Ф. Садыков, М.М. Шакирзянов. ФТТ **46**, 2, 305 (2004).
- [2] Е.А. Туров. ЖЭТФ **96**, 6(12), 2140 (1989).
- [3] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. УФН **155**, 4, 593 (1988).
- [4] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшиков, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. Физматлит, М. (2001). 559 с.
- [5] А.С. Боровик-Романов, Е.Г. Рудашевский. ЖЭТФ **47**, 6(12), 2095 (1964).
- [6] Ю.Н. Мищай, К.М. Скибинский, М.Б. Стругацкий, В.В. Тараканов. ФТТ **39**, 5, 901 (1997).
- [7] М.А. Urguhart, J.E. Goldman. Phys. Rev. **101**, 5, 1443 (1956).
- [8] В.Р. Гакель. Письма в ЖЭТФ **9**, 5, 590 (1969).
- [9] А.П. Корольюк, В.В. Тараканов, В.И. Хижный. ФНТ **22**, 8, 924 (1996).
- [10] Е.А. Туров, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. УФН **172**, 2, 193 (2002).
- [11] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. ФТТ **7**, 1, 217 (1965).