

Антиферромагнитная коническая рефракция упругих волн в гематите

С. А. Мигачев, М. Ф. Садыков, М. М. Шакирзянов¹⁾

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра РАН, 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 19 февраля 2010 г.

В тригональном легкоплоскостном антиферромагнетике $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ наряду с обычной внутренней конической рефракцией поперечных упругих волн, распространяющихся вдоль тригональной оси \mathbf{C}_3 , экспериментально обнаружена зависящая от постоянного магнитного поля коническая рефракция, обусловленная перенормировкой модулей упругости эффективным магнитоупругим взаимодействием. Показано, что угол отклонения (θ_η) потока энергии от оси \mathbf{C}_3 при внутренней конической рефракции не зависит от величины магнитного поля, приложенного в базисной плоскости ($\mathbf{H} \perp \mathbf{C}_3$) и является постоянной величиной, определяемой соотношением модулей упругости C_{14} и C_{44} . Угол отклонения потока энергии при антиферромагнитной конической рефракции увеличивается с ростом поля и стремится к значению θ_η при больших значениях H . Полученные результаты хорошо согласуются с теорией этого явления, развитой в работах Е.А. Турова, и подтверждают ее выводы.

Известно, что в тригональных кристаллах ось 3-го порядка \mathbf{C}_3 не является “чистой” акустической осью. Это приводит к тому, что при распространении поперечных упругих волн вдоль оси \mathbf{C}_3 ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3$) поток звуковой энергии будет отклоняться от направления распространения и групповая скорость поперечных волн \mathbf{V} не будет совпадать с их фазовой скоростью $\mathbf{v} \parallel \mathbf{k}$. Причем величина фазовой скорости v является проекцией вектора \mathbf{V} на направление распространения. К тригональным кристаллам относятся и кристаллы гематита, которые при комнатных температурах являются антиферромагнетиками типа “легкая плоскость” (АФЛП) с вектором антиферромагнетизма \mathbf{L} , лежащим в “легкой” базисной плоскости (XY), перпендикулярной оси \mathbf{C}_3 ($\mathbf{L} \perp \mathbf{C}_3$). Эффективная магнитоупругая (МУ) связь одной из двух нормальных мод поперечных упругих волн с волновым вектором $\mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3$ с осцилляциями вектора \mathbf{L} снимает вырождение по скорости этих мод [1–3]. Эти осцилляции \mathbf{L} соответствуют низкочастотной квазиферромагнитной ветви спиновых волн в двухподрешеточных АФЛП. Вследствие перенормировки модулей упругости из-за МУ связь скорость взаимодействующей моды (магнитоупругая ξ -мода) становится отличной от скорости невзаимодействующей моды (η -мода) и зависящей от величины магнитного поля \mathbf{H} , приложенного в базисной плоскости (в силу зависимости частоты АФМР ω_{f0} квазиферромагнитной ветви от величины H). Снятие вырождения МУ связью, помимо различия фазовых скоростей нормальных поперечных мод с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3$ (v_ξ, v_η), приводит к тому, что

каждая из них будет иметь свое направление поляризации ($\xi \perp \eta$), свою величину групповой скорости (V_ξ, V_η), а также свое направление групповой скорости ($\mathbf{V}_\xi, \mathbf{V}_\eta$) – скорости переноса упругой энергии [2].

Теоретическое рассмотрение явления конической рефракции в АФЛП (частности в гематите) дано в работе [2]. Согласно этой работе, в магнитных полях, приложенных в базисной плоскости ($\mathbf{H} \perp \mathbf{C}_3$) и больших полях монодоменизации гематита ($H > H_d \sim 1.6$ кЭ), полярные (θ_ξ и θ_η) и азимутальные (φ_ξ и φ_η) углы векторов \mathbf{V}_ξ и \mathbf{V}_η определяются уравнениями

$$|\operatorname{tg}(\theta_\xi)| = B(H) |C|, \quad |\operatorname{tg}(\theta_\eta)| = |C|, \quad C = C_{14}/C_{44}, \\ \operatorname{tg}(\varphi_\xi) = \operatorname{ctg}(6\varphi_H), \quad \varphi_\eta = \varphi_\xi + \pi; \quad (1)$$

$$B_\xi(H) = [H(H+H_D)+\Delta H_{m1}]/[H(H+H_D)+\Delta H_{m2}], \\ \Delta H_{m1} = 2H_E(H_{me1} - H_{me2}), \\ \Delta H_{m2} = 2H_E(H_{me1} - H_{me3}). \quad (2)$$

Полярные углы (θ_ξ, θ_η) в уравнениях (1) отсчитываются от оси $OZ \parallel \mathbf{C}_3$, азимутальные углы ($\varphi_\xi, \varphi_\eta$) в плоскости (XY) отсчитываются от выбранной оси 2-го порядка \mathbf{C}_2 . Угол φ_H , отсчитываемый от той же оси \mathbf{C}_2 , характеризует направление магнитного поля \mathbf{H} . Величины, входящие в уравнения (1) и (2), соответственно есть: C_{14}, C_{44} – компоненты тензора модулей упругости, H_E – обменное поле, H_D – поле Дзялошинского, $H_{me1}, H_{me2}, H_{me3}$ – эффективные МУ-поля, выражения для которых приведены в работе [2]. Численные значения всех констант, входящих в (1) и (2), для кристаллов гематита можно найти

¹⁾ e-mail: dissoviet@kfti.knc.ru

в [2]. Как видно из (1), отклонение вектора \mathbf{V}_η от направления распространения (угол θ_η) является постоянной и составляет, согласно расчетам, примерно 8° . В то же время отклонение вектора \mathbf{V}_ξ зависит от величины поля, и при $H \geq H_d$ растет с ростом поля от значений $\theta_\xi(H_d) \approx 0.65\theta_\eta$ до значений $\theta_\xi \approx \theta_\eta$ при $H \approx 15$ кЭ.

В настоящей статье изложены результаты экспериментов по обнаружению и изучению влияния антиферромагнетизма на коническую рефракцию звука в АФЛП α -Fe₂O₃. В экспериментах измерялась величина отклонения от направления распространения ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3$) потока энергии, связанного с первым прошедшим через образец импульсом поперечных ультразвуковых волн в зависимости от величины и направления магнитного поля, приложенного в базисной плоскости. Схема эксперимента дана на рис.1. Образец ге-

лини, проходящей через неподвижный передающий электрод $E4$ параллельно тригональной оси \mathbf{C}_3 .

Зависимость направления поляризаций нормальных мод упругих колебаний ($\xi \perp \eta$) в базисной плоскости XY от направления магнитного поля \mathbf{H} [2] позволяла одним и тем же пьезопреобразователем на входе возбуждать в образце либо полезависимую (ξ), либо не зависящую от поля (η) моды нормальных колебаний. Как уже указывалось, направление поля \mathbf{H} характеризуется углом φ_H , отсчитываемым от выбранной оси 2-го порядка \mathbf{C}_2 в базисной плоскости. Поскольку поляризация возбуждаемых поперечных волн $\mathbf{e} \perp \mathbf{C}_2$, то при $\varphi_H = 0$ в образце распространяется независящая от поля η -мода с поляризацией $\eta \parallel \mathbf{e} \perp \mathbf{C}_2$. В этом случае, согласно [2], вектор групповой скорости \mathbf{V}_η этой моды лежит в плоскости, проходящей через ось \mathbf{C}_3 и перпендикулярной $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_2$. Как видно из рис.2, форма и местополо-

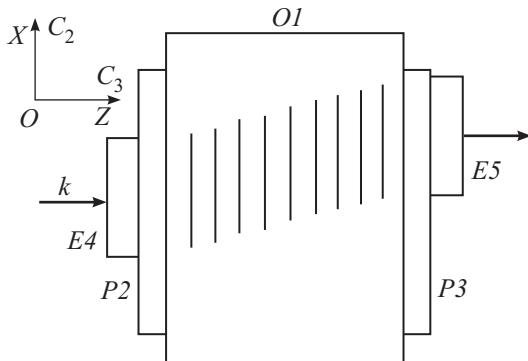


Рис.1. Схема эксперимента: $O1$ – образец; $P2, P3$ – пьезопреобразователи; $E4, E5$ – пластинчатые электроды

матита $O1$ имел форму параллелепипеда с оптически обработанными торцами размерами 10×12 мм², параллельными базисной плоскости и перпендикулярными оси \mathbf{C}_3 с точностью до 0.2° . Длина образца (d) в этом направлении составляла 6.2 мм. Для возбуждения и приема ультразвука на торцевые грани были напылены металлические пленки. Пьезопреобразователи $P2, P3$ (X -срез ниобата лития) присоединялись к этим граням на твердой склейке. Поперечные акустические волны на частоте $f \approx 100$ МГц и с поляризацией (\mathbf{e}), перпендикулярной выбранной оси $\mathbf{C}_2 \parallel OX$ ($\mathbf{e} \perp \mathbf{C}_2$), возбуждались и принимались при помощи накладываемых пластинчатых электродов $E4, E5$ размерами 3×0.6 мм² (передатчик $E4$) и 5×0.4 мм² (приемник $E5$). Эксперименты велись в импульсном режиме с длительностью импульсов 1 мкс. Сканированием приемного электрода $E5$ по поверхности пьезопреобразователя $P3$ в плоскости XY определялось распределение акустической энергии (форма звукового пятна) и его расположение относительно осевой

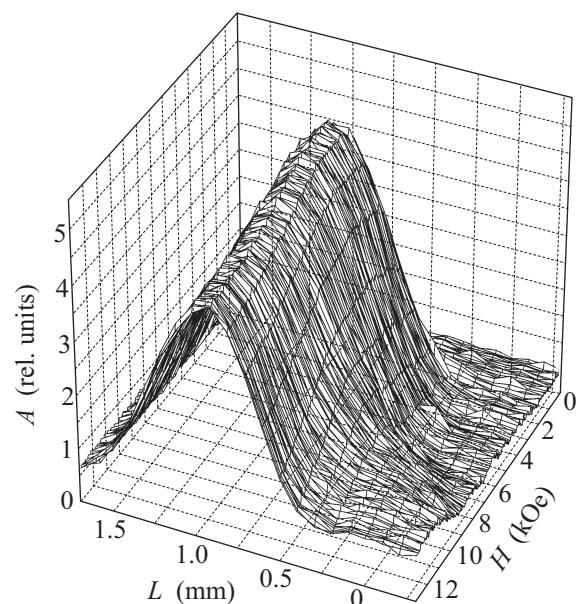


Рис.2. Полевая зависимость отклонения потока энергии от осевой линии, параллельной оси \mathbf{C}_3 , для невзаимодействующей η -моды нормальных колебаний (внутренняя коническая рефракция)

жение прошедшего акустического импульса (его пространственный профиль) в полях $H \geq 2.0$ кЭ остаются практически неизменными наряду с хорошо выраженным смещением центра звукового пятна от осевой линии, проходящей через передающий электрод $E4$ и параллельной \mathbf{C}_3 , на расстояние $\Delta_\eta \approx 0.95$ мм. Для образца длиной $d = 6.2$ мм в направлении распространения звука это соответствует отклонению на угол $\theta_\eta \approx 8.5^\circ \div 9^\circ$ и хорошо согласуется с теоретическим значением, определяемым из выраже-

ния $|\operatorname{tg}\theta_\eta| = |C_{14}/C_{44}|$ ($C_{14}/C_{44} = -0.153$). При этом данное смещение не проявляет какой-либо зависимости от величины поля.

Иная картина наблюдается при $\varphi_H = \pi/4$. В этом случае в образце распространяется полезависимая магнитоупругая мода ξ с поляризацией $\xi \parallel e \perp C_2$. Вектор групповой скорости V_ξ лежит в плоскости, проходящей через оси C_2 и C_3 , а величина смещения звукового пятна является функцией H . Как следует из рис.3, смещение звукового пятна увеличива-

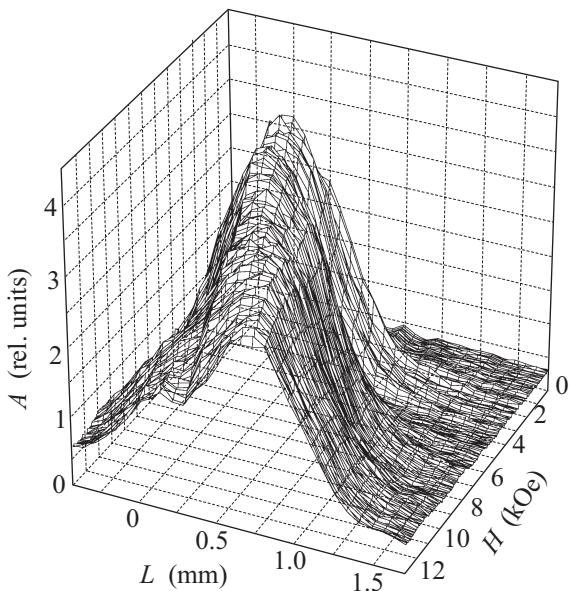


Рис.3. Полевая зависимость отклонения потока энергии от осевой линии, параллельной оси C_3 для взаимодействующей магнитоупругой ξ -моды нормальных колебаний (антиферромагнитная коническая рефракция)

ется с ростом магнитного поля, достигает своего максимального значения $\Delta_\xi \approx 0.80$ мм в полях $H \approx 12$ кЭ и при дальнейшем росте поля практически не изменяется. В экспериментах величина магнитного поля изменялась в интервале (2÷15) кЭ. Наблюданное максимальное смещение звукового пятна соответствует углу отклонения вектора V_ξ от осевой линии на угол примерно $\theta_\xi \approx 7.5^\circ$. Экспериментальная зависимость $\theta_\xi(H)$ подтверждает выводы теории, согласно которой полевая зависимость описывается выражением $\operatorname{tg}\theta_\xi(H) = B(H) |C_{14}/C_{44}|$. Параметр $B(H)$ в поле $H \approx 12$ кЭ равен приближенно $B(H) \approx 0.92$ и угол $(\theta_\xi)_{\text{теор}} \approx 8^\circ$. При других направлениях магнитного поля, когда угол $\varphi_H \neq n(\pi/4)$ ($n = 0; 1; 2; 3; \dots$), возбуждаются обе моды нормальных поперечных волн и результирующая амплитуда звука на выходе из

образца является осциллирующей функцией величины магнитного поля [2–5]. Эти магнитоакустические осцилляции, к сожалению, практически не позволяют экспериментально наблюдать за смещением максимума звукового пятна, соответствующего полезависимой ξ -моде. Как видно из вышеизложенного, проведенные эксперименты количественно и качественно подтверждают результаты теоретического рассмотрения явления полезависимой конической рефракции звука в АФЛП [2].

В заключение хотелось бы отметить следующее. В общем случае понятие конической рефракции в тригональных кристаллах в отсутствие антиферромагнетизма (нормальные моды вырождены по скорости) предполагает, что при вращении поляризации входящей волны e вокруг оси C_3 в базисной плоскости вектор групповой скорости описывает конус с углом θ при вершине ($\operatorname{tg}\theta = |C_{14}/C_{44}|$), а звуковое пятно на выходе описывает, соответственно, окружность [6]. Если же вектор антиферромагнетизма $L \neq 0$, то, согласно уравнениям (1), азимутальная плоскость, на которой расположены векторы групповых скоростей V_ξ и V_η , удерживается постоянным магнитным полем, приложенным в определенном направлении в базисной плоскости. Здесь речь идет о магнитных полях, соответствующих условию $L \perp H$, с учетом которого строится вся теория двупреломления звука в АФЛП [2, 3]. Очевидно, что в этом случае звуковые пятна всегда будут наблюдаваться в одном и том же месте на выходном торце образца. В зависимости от направления поляризации входящей поперечной волны e интенсивности звуковых пятен будут осциллировать согласно выражениям: $U_\xi(d) = U(0) \cos \phi_0$; $U_\eta(d) = U(0) \sin \phi_0$ [2], где $U_\xi(d)$, $U_\eta(d)$ – амплитуды колебаний нормальных мод, $U(0)$ – амплитуда входящей волны, ϕ_0 – угол между направлениями поляризаций нормальной моды ξ и входящей волны e .

1. В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, УФН **155**, 593 (1988).
2. Е. А. Туров, ЖЭТФ **96**, 2140 (1989).
3. Е. А. Туров, И. Ф. Мирсаев, В. В. Николаев, УФН **172**, 193 (2002).
4. Ю. Н. Мицай, К. М. Скибинский, М. Б. Стругацкий, В. В. Тараканов, ФТТ **39**, 901 (1997).
5. И. Ш. Ахмадуллин, С. А. Мигачев, М. Ф. Садыков, М. М. Шакирзянов, ФТТ **46**, 305 (2004); **47**, 506 (2005).
6. Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик, Ультразвуковые методы в физике твердого тела, М.: Мир, 1972.