

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ДВУПРЕЛОМЛЕНИЯ ЗВУКА В ГЕМАТИТЕ НИЖЕ ТОЧКИ МОРИНА

Мигачев С.А., Садыков М.Ф., Шакирзянов М.М.  
Казанский физико-технический институт им.Е.К.Завойского КазНЦ РАН,  
420029,г.Казань,Сибирский тракт, 10/7.

Линейное двупреломление (ДП) поперечного звука в антиферромагнетиках типа «легкая плоскость» (АФЛП) или типа «легкая ось» (АФЛО) является одним из новых магнитоакустических эффектов, связанных с векторным параметром порядка – вектором антиферромагнетизма (АФ)  $\mathbf{L}$  [1]. Природа ДП связана со снятием вырождения спектра поперечных волн, распространяющихся вдоль главной оси симметрии кристалла, магнитоупругим (МУ) взаимодействием. Это приводит к зависящему от магнитного поля сдвигу фаз  $\Delta\varphi(\mathbf{H})$  между нормальными модами поперечных колебаний в базисной плоскости и, как следствие, к эллиптической поляризации акустической волны, прошедшей через АФ кристалл. Ранее в работе [2] сообщалось об экспериментальном обнаружении эффекта магнитного ДП поперечного звука, распространяющегося вдоль тригональной оси  $\mathbf{C}_3$  ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3$ ), в гематите ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ), находящемся в легкоплоскостном (ЛП) состоянии. Уникальное свойство кристалла гематита в АФ-фазе находится в зависимости от температуры либо в ЛП состоянии ( $\mathbf{L} \perp \mathbf{C}_3$ ) при  $T > T_M$ , либо в коллинеарном, легкоосном (ЛО) состоянии ( $\mathbf{L} \parallel \mathbf{C}_3$ ) при  $T < T_M$  ( $T_M$  – температура Морина), предоставляет редкую возможность экспериментального изучения закономерностей линейного ДП также и в легкоосных АФ. Эти исследования на наш взгляд важны не только с точки зрения обнаружения явления ДП звука в легкоосных АФ, но и с точки зрения изучения динамики ориентационных фазовых переходов (ОФП) по изменению упругих свойств АФ кристалла.

В данной работе сообщается о первом наблюдении и результатах экспериментального изучения явления линейного ДП звука в гематите, находящемся при  $T < T_M$  в ЛО состоянии. В экспериментах измерялась зависимость от температуры амплитуды прошедшего через образец ультразвука ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3$ ) при фиксированных значениях величины магнитного поля  $\mathbf{H}$ , приложенного в базисной плоскости ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{C}_3$ ). Величина магнитного поля всегда превышала величину поля монодоменизации гематита ( $\sim 2\text{kOe}$ ) и в ЛП состоянии обеспечивала выполнение условия  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \perp \mathbf{L}$  ( $\mathbf{M}$  – вектор слабого ферромагнетизма,  $|\mathbf{M}| \ll |\mathbf{L}|$ ). Эксперименты проводились по эхо-импульсной методике и отклик системы определялся по первому прошедшему через образец акустическому импульсу. Методика измерений и требования к образцам подробно изложены в работе [2]. На выходе из образца регистрировались акустические волны, поляризация которых была как параллельна ( $A_{\parallel}$ ), так и перпендикулярна ( $A_{\perp}$ ) поляризации входящей волны  $\mathbf{U}_e(0,t)$ . Направление вектора поляризации  $\mathbf{e}$  в базисной плоскости составляло с выбранной осью 2-го порядка  $\mathbf{C}_2$  угол, равный  $\varphi_e \cong 30^\circ$ . Согласно [1], если волна на входе поляризована вдоль колебаний одной из нормальных мод:  $\mathbf{U}_e \parallel \xi$  или  $\mathbf{U}_e \parallel \eta$  ( $\xi \perp \eta$ ), то она на выходе остается также линейно-поляризованной и сохраняет прежнее направление поляризации. При этом амплитуды волн  $A_{\parallel}$  и  $A_{\perp}$ , определяемые формулами (в отн. единицах) [1]:

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

соответственно равны  $A_{\parallel} \sim 1$  и  $A_{\perp} \sim 0$ . В выражениях (1):  $d$  – длина образца в направлении распространения волны ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3$ ),  $\Delta k = k_{\xi} - k_{\eta}$  – разность волновых векторов нормальных мод,  $\varphi_0$  – угол между направлением вектора поляризации звука на входе и направлением вектора

поляризации нормальной моды  $\xi$ . Направление осей поляризации ( $\xi$  и  $\eta$ ) нормальных мод поперечных колебаний  $U_\xi(k_\xi z - \omega t)$  и  $U_\eta(k_\eta z - \omega t)$ , распространяющихся в образце, определяется направлением магнитного поля  $\mathbf{H}$  в базисной плоскости [1] ( $\omega = 2\pi\nu$ ,  $\nu \approx 91\text{MHz}$  – частота возбуждаемого звука). Направление поля характеризуется углом  $\varphi_H$ , отсчитываемым от выбранной оси 2-го порядка  $C_2 \parallel \mathbf{x}$ . Используя формулы, полученные в [1], можно показать, что в ЛП состоянии один из таких направлений поля, когда  $A_{\parallel} \approx 1$ , при  $\varphi_e \approx 30^\circ$ , характеризуется углом  $\varphi_H \approx 150^\circ$ . В этом случае  $U_e \parallel \eta$  и  $\varphi_0 = 90^\circ$ . Экспериментальное значение этого угла оказалось равным  $\varphi_{HЭ} \approx 155^\circ$ . Такого незначительного различия в экспериментальном и теоретическом значениях угла  $\varphi_H$  следовало ожидать, поскольку теоретические формулы были получены на основе модели, изотропной по магнитным свойствам в плоскости базиса. При этом также следует учесть магнитоотрицательные поля, возникающие в этой плоскости из-за механических граничных условий в акустических экспериментах [3].

Исключив таким образом эффекты магнитного ДП звука в ЛП состоянии, в дальнейшем при фиксированных значениях величины ( $H = 4,2\text{ кОе}$ ) и направления ( $\varphi_{HЭ} \approx 155^\circ$ ) магнитного поля, совершался ОФП по температуре в ЛО состоянии и измерялась зависимость амплитуд  $A_{\parallel}$  и  $A_{\perp}$  от температуры. Температура с шагом в  $0,1^\circ$  понижалась от комнатных температур до температуры ниже температуры ОФП ( $T^*$ ) из ЛП состояния ( $L_z \approx 0$ ) в ЛО состояние ( $L_z \approx L_0$ ). При ненулевых значениях магнитного поля  $H \neq 0$  температура ОФП меньше температуры Морина  $T_M \approx 260\text{ К}$  ( $T^* < T_M$ ) и при  $H \approx 4,2\text{ кОе}$  приблизительно равна  $T^* \approx 253,5\text{ К}$  [1]. Результаты измерений приведены на рис.1. Как видно из рис.1 результирующее смещение на выходе  $U(d,t) = U_{\parallel}(d,t) + U_{\perp}(d,t)$  становится практически ортогональным смещению на входе  $U_e(0,t)$ , поскольку  $A_{\parallel}(T < T^*) \approx 0$  и  $A_{\perp}(T < T^*) \approx 1$ . Данный результат свидетельствует о повороте плоскости поляризации (эллипса поляризации) звука, прошедшего через АФ кристалл, что, по-видимому, является следствием линейного ДП звука в ЛО фазе гематита при  $T < T_M$ .

Наблюдаемый поворот плоскости поляризации при ОФП обусловлен на наш взгляд тем, что эффекты линейного ДП звука в ЛП и ЛО состояниях определяются различными компонентами МУ-взаимодействия. В ЛП состоянии это компоненты МУ-взаимодействия, определяющие связь упругих волн с колебаниями вектора  $\mathbf{L} \perp C_3$  в плоскости базиса, а в ЛО состоянии – компоненты, связанные с колебаниями вектора  $\mathbf{L} \parallel C_3$  в вертикальных плоскостях, проходящих через ось  $C_3$ . Это приводит, прежде всего, к изменению направлений осей поляризации  $\xi$  и  $\eta$  нормальных мод колебаний при фазовом переходе. Оси поляризации нормальных мод получают поворотом системы координат  $\mathbf{x} \parallel C_2$  и  $\mathbf{y} \perp C_2$  вокруг оси  $\mathbf{z} \parallel C_3$  на угол  $\varphi_\xi(\text{ЛП}) = \pi n/2 - 2\varphi_H$  в ЛП состоянии и на угол  $\varphi_\xi(\text{ЛО}) = \pi n/2 - \varphi_H/2$  в ЛО состоянии соответственно ( $n$  – целое число) [1]. Очевидно, что при этом изменяется и угол  $\varphi_0$  между направлением поляризации волны на входе и осью  $\xi$ . В рассматриваемом случае ( $\varphi_H = 150^\circ$ ,  $\varphi_{HЭ} \approx 155^\circ$ ), когда в ЛП состоянии угол  $\varphi_0 = \varphi_0(\text{ЛП}) \approx 90^\circ$ , в ЛО состоянии этот же угол равен  $\varphi_0 = \varphi_0(\text{ЛО}) \approx 45^\circ$ , и согласно выражений (1) имеем:  $A_{\perp}^2(T < T^*) \approx \text{Sin}^2(\Delta k(\text{ЛО})d/2)$ . Отсюда следует, что экспериментальный результат ( $A_{\parallel}(T < T^*) \ll A_{\perp}(T < T^*)$ ) может быть получен из выражений (1) при условии, что сдвиг фаз нормальных мод колебаний в ЛО состоянии на выходе из образца приблизительно равен  $\Delta k(\text{ЛО})d \sim \pi$ . Как следует из формулы для разности волновых векторов  $\Delta k(\text{ЛО})$ , полученной в работе [1], это условие, с учетом известных значений магнитных параметров для гематита, можно переписать в виде (в безразмерных единицах):  $2d\nu H \times 10^6 \sim H_0^4$ , где  $H_0$  – эффективное магнитное поле, определяющее частоту АФМР в ЛО фазе. Это условие для ультразвуковых частот ( $\sim 100\text{MHz}$ ) во внешних полях  $H < 20\text{ кОе}$  трудно выполнимо при температурах, существенно меньших температуры Морина.

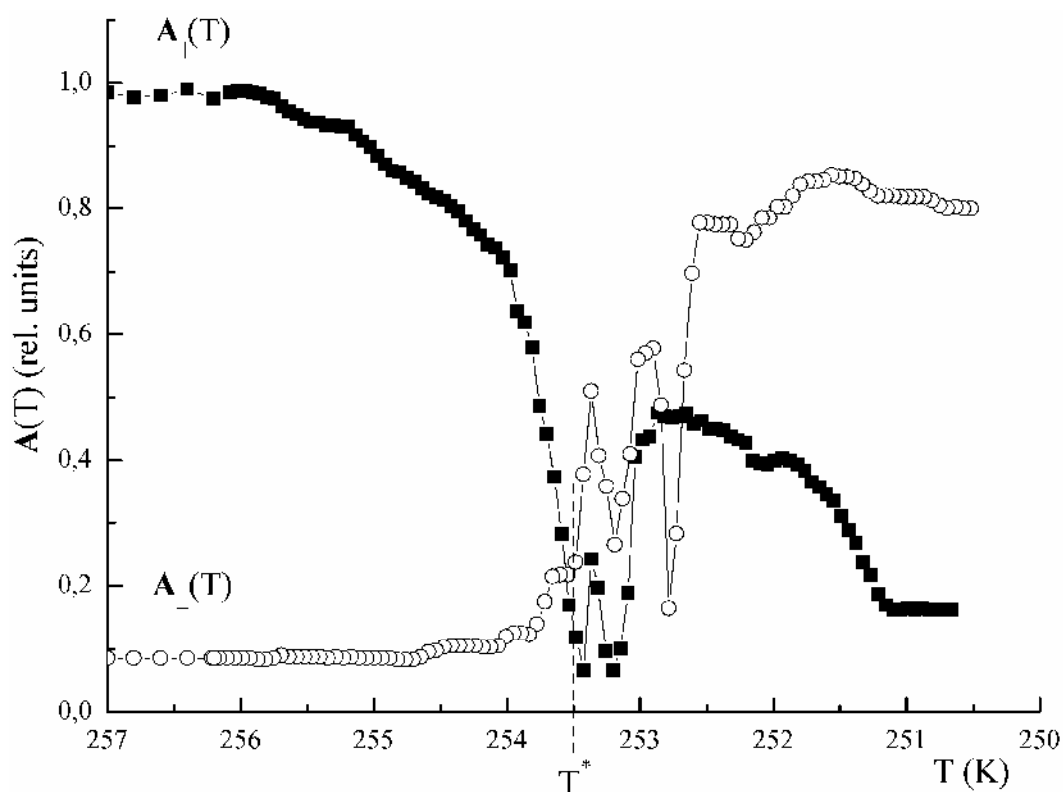


Рис.1. Температурная зависимость амплитуды прошедшего звука до и после ОФП для параллельной  $A_{||}(T)$  и перпендикулярной  $A_{\perp}(T)$  ориентации поляризации.

Однако, как показано в работе [4], в используемых нами внешних полях величина поля  $H_0$  вблизи точки Морина определяется в основном второй константой осевой анизотропии и, согласно экспериментов [5], приблизительно равна  $[H_0^2] \sim 8 \times 10^8$ . Отсюда следует, что условие, необходимое для осуществления поворота плоскости поляризации на угол порядка  $\pi/2$ , может быть вполне реализовано вблизи температуры Морина для тех значений частоты ультразвука, величин магнитного поля и длины образца  $d=6,2$  mm, которые использовались в проведенных экспериментах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 04-02-16025).

#### Литература.

- [1] Е.А.Туров, А.В.Колчанов, В.В.Меньшенин, И.Ф.Мирсаев, В.В.Николаев, Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. Физматлит, М. (2001). 559с.
- [2] И.Ш.Ахмадуллин, С.А.Мигачев, М.Ф.Садыков, М.М.Шакирзянов. ФТТ 46, 2, 305 (2004).
- [3] И.Ш.Ахмадуллин, С.А.Мигачев, М.Ф.Садыков, М.М.Шакирзянов. ФТТ 47, 3, 506 (2005).
- [4] В.И.Ожогин, В.Г.Шапиро. ЖЭТФ 55, 5(11), 1737 (1968).
- [5] Л.В.Великов, С.В.Миронов, Е.Г.Рудашевский. ЖЭТФ 75, 3(9), 1110 (1975).