Физика низких температур, 1996, т. 22, № 8, с. 924–928

Магнитоакустические осцилляции в антиферромагнетике $FeBO_3$

А. П. Королюк, В. В. Тараканов, В. И. Хижный

Институт радиофизики и электроники НАН Украины, Украина, 310085, г. Харьков, ул. Акад. Проскуры, 12

В. Н. Селезнев, М. Б. Стругацкий

Симферопольский государственный университет, Украина, 333036, г. Симферополь, ул. Ялтинская, 4

Статья поступила в редакцию 9 февраля 1996 г.

В пластине бората железа при $T = 77$ K ($T/T_N = 0{,}22$, где T_N — температура Нееля) исследованы осцилляции амплитуды звука, распространяющегося перпендикулярно внешнему магнитному полю H, — осцилляции Гакеля—Турова (ОГТ). Обнаружена тонкая структура ОГТ. Показано, что при $H < 200$ Э период осцилляций существенно отличается от теоретического значения, учитывающего лишь стрикционный механизм магнитоупругой связи. Указанные особенности ОГТ в $FeBO_3$ обсуждаются с учетом пьезомагнитных свойств кристалла.

У пластині бората заліза при $T = 77$ K ($T/T_N = 0{,}22$, де T_N — температура Нееля) досліджено осциляції амплітуди звуку, що поширюється перпендикулярно зовнішньому магнітному полю H, — осциляції Гакеля—Турова (ОГТ). Виявлено тонку структуру ОГТ. Показано, що при $H < 200$ Е період осциляцій істотно відрізняється від теоретичного значення, який ураховує лише стрикційний механізм магнітопружнього зв'язку. Указані особливості ОГТ в $FeBO_3$ обговорюються з урахуванням п'єзомагнітних властивостей кристалів.

1. В работе Гакеля [1] сообщалось о наблюдении осцилляций амплитуды поперечного звука, прошедшего сквозь пластину антиферромагнетика (АФ) $MnCO_3$ при ее намагничивании. Геометрия эксперимента следующая: $\mathbf{q} \parallel C_3 \perp \mathbf{H}$. Здесь $\mathbf{q}$ — волновой вектор звука; C_3 — ось симметрии третьего порядка; $\mathbf{H}$ — внешнее статическое магнитное поле. Последовательную теорию явления построил Туров [2]. В ее основе лежит представление о зависящем от H магнитном двупреломлении поперечной звуковой волны, распространяющейся вдоль акустической оси АФ кристалла — аналоге известного в оптике эффекта Коттона—Мутона. Однако эта аналогия весьма условна. Если двупреломление звука связано с магнитными добавками, которые приобретают модули упругости при переходе из парамагнитной в антиферромагнитную фазу, то в оптике оно обусловлено добавками к показателю преломления света. Физическая природа эффекта в акустике иная, и, мы полагаем, логичнее именовать рассматриваемые осцилляции звука в АФ по имени их первых исследователей — осцилляциями Гакеля—Турова (ОГТ)*.

Благодаря магнитному двупреломлению линейно-поляризованная звуковая волна на входе в кристалл преобразуется в эллиптически-поляризованную на выходе. Осцилляции эллиптичности, возникающие при изменении H, приводят к осцилляциям амплитуды звука, регистрируемым приемным пьезоэлементом. Эти осцилляции несут информацию о величине эффективных магнитоупругих полей, определяющих динамическое магнитоупругое взаимодействие в кристалле. В наиболее простом случае для описания ОГТ достаточно рассмотреть магнитострикционную связь акустической волны с нижней веткой электронных спиновых возбуждений, как это сделано в [2]. Такой подход оказался эффективным при интерпретации результатов работы [1], полученных для

* Благодарим В. Л. Сафонова, обратившего внимание авторов на различие физической природы оптического и акустического двупреломления в АФ.

© А. П. Королюк, В. В. Тараканов, В. И. Хижный, В. Н. Селезнев, М. Б. Стругацкий, 1996

карбоната марганца — АФ с малой T_N и невысоким эффективным полем Дзялошинского H_D.

В других АФ кристаллах, исключая упомянутый выше $MnCO_3$, ОГТ до настоящего времени не исследовались.

В работе сообщается о первом наблюдении ОГТ в борате железа — АФ, относящемся к той же группе пространственной и магнитной симметрии, что и $MnCO_3$, однако отличающимся от него на порядок более высокими T_N и H_D.

2. Для эксперимента был отобран образец, выращенный из газовой фазы [3]. Он имел форму пластины толщиной d = 1,20 мм. Площадь каждой из базисных граней, ориентированных перпендикулярно оси C_3, была $\approx$ 20 мм^2. Эти грани были подвергнуты оптико-механической обработке. Точность ориентации оси C_3 относительно нормали к поверхности пластины не хуже одного градуса.

Образец помещался между двумя линейно-поляризованными пьезопреобразователями, которые были выполнены из пьезоэлектрика X-среза $LiNbO_3$ в виде дисков диаметром 2 мм и толщиной около 12 мкм. Один из них соединялся коаксиальным волноводом с генератором и служил излучателем звука, а второй — приемником. Преобразователи устанавливались так, чтобы поляризации излучаемого и принимаемого звука были либо скрещены под углом 90°, либо взаимно параллельны. Измерения выполнены в режиме непрерывной генерации. Экранировка приемника от наводки прямого, не преобразованного в звук электромагнитного сигнала осуществлялась с помощью двух диафрагм из алюминиевой фольги толщиной 5–7 мкм. Подмагничивающее поле H создавалось катушками Гельмгольца и было ориентировано параллельно плоскости пластины, направление вектора $\mathbf{H}$ относительно оси второго порядка, лежащей в этой плоскости, было произвольным. В процессе эксперимента образец $FeBO_3$ находился в среде жидкого азота. Контрольные измерения были выполнены с использованием тонкой (толщиной ~ 50 мкм) пластинки $FeBO_3$ в импульсном режиме генерации с применением буферной линии задержки.

3. Зависимость амплитуды поперечного звука U, прошедшего сквозь пластину $FeBO_3$, от величины магнитного поля показана на рис. 1, 2. Кривая на рис. 1,*а* получена после фильтрации мелкопериодных осцилляций (фрагмент записи $U(H)$ без фильтрации показан на рис. 2). Фильтрация осуществлялась путем интегрирования принимаемого

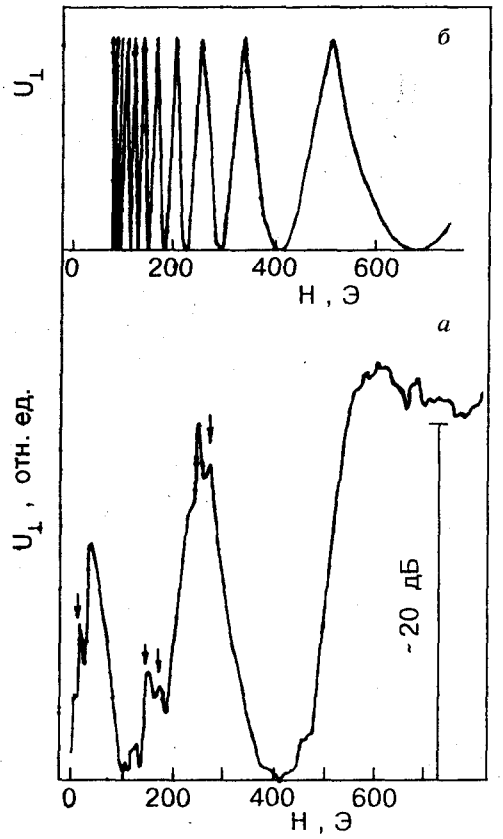

Рис. 1. Зависимость амплитуды поперечного звука $U_\perp$ на выходе пластинки $FeBO_3$ от магнитного поля: *а* — эксперимент (скрещенные поляризации преобразователей), T = 77 К, частота звука 178,2 МГц; *б* — теория [2].

сигнала в низкочастотном блоке приемника. Запись прошедшего сигнала в режиме качания частоты генератора при фиксированном поле H, большем поля монодоменизации, не позволила выявить акустические резонансы Фабри—Перо в образце толщиной 1,2 мм. Такие резонансы, однако, были хорошо видны в образцах толщиной 30–100 мкм. Неожиданно оказалось, что малые (~ 1 МГц) изменения частоты звука ощутимо влияли на картину осцилляций амплитуды в магнитном поле. Так, форма и положение осцилляционных максимумов оказались функцией не только магнитного поля, но и частоты. Сравнение осцилляций на рис. 1,*а*, имеющих максимальную амплитуду $\approx$ 20 дБ, с осцилляциями, наблюдавшимися в $MnCO_3$ Гакелем [1], показывает, что они, по-видимому, имеют ту же природу. Об этом свидетельствует, в частности, рост их периода с увеличением H. Кроме того, так же как в [1], наблюдался сдвиг фазы осцилляций на полпериода при переходе от скрещенной установки поляризаций излучающего и приемного

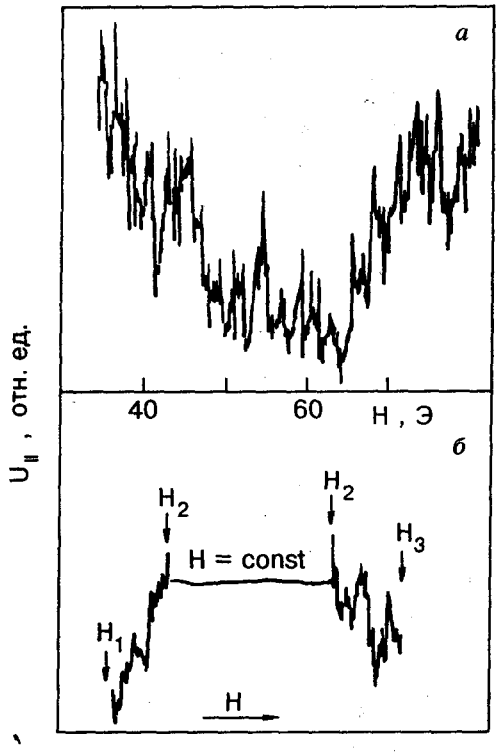

Рис. 2. Тонкая структура осцилляций. Фрагменты записи $U(H)$ (параллельные поляризации преобразователей): *а* — T = 77 К, частота звука 173,5 МГц; *б* — фрагмент записи с остановкой протяжки магнитного поля.

преобразователя к параллельной. В то же время по теории [2] ОГТ должны иметь существенно меньший период в малых полях, чем в данном эксперименте, а их амплитуда не должна зависеть от H. Теоретическая зависимость $U_{\perp}(H)$, построенная по формулам работы [2], показана на рис. 1,*б*.

Интересной особенностью ОГТ в борате железа является наличие тонкой структуры (рис. 2), которая представляет собой мелкопериодные осцилляции существенно меньшей амплитуды по сравнению с осцилляциями на рис. 1,*а*. Эти мелкопериодные осцилляции не являются шумом, поскольку остановка протяжки магнитного поля сопровождается его исчезновением (рис. 2), а проведенные повторно записи $U(H)$ коррелируют между собой. Обратим также внимание на увеличение амплитуды осцилляций с ростом H (рис. 1,*а*).

4. По теории [2] период ОГТ ΔH определяется разностью обратных скоростей V^{-1} двух нормальных поперечных мод с линейной поляризацией ξ и η:

$$\left(V_{\xi}^{-1} - V_{\eta}^{-1}\right)_{H+\Delta H} - \left(V_{\xi}^{-1} - V_{\eta}^{-1}\right)_{H} = (fd)^{-1}, \quad (1)$$

где V — фазовая скорость соответствующей звуковой моды; f — частота звука; d — толщина пластины. Поляризации магнитной ξ и немагнитной η мод определяются соотношениями [2]:

$$\xi = X\cos 3\varphi - Y\sin 3\varphi,$$
$$\eta = X\sin 3\varphi + Y\cos 3\varphi. \quad (2)$$

Здесь X ∥ H, Y ⊥ X; φ — угол между H и осью симметрии второго порядка C_2. В формуле (1)

$$V_{\xi}^2 = V_{\eta}^2\left(1 - 2H_E H_{me2}/H_{e1}^2\right), \quad (3)$$

где $V_{\eta} = (c_{44}/\rho)^{1/2}$ — скорость немагнитной моды; c_{44} — модуль упругости; ρ — плотность кристалла; H_E — эффективное поле однородного обмена; H_{me2} — второе (по терминологии работы [2]) эффективное магнитоупругое поле. Оно определяет амплитуду стрикционной магнитоупругой связи для одной из двух поперечных мод (ξ); $H_{me2} = 2B_{14}^2/M_0 c_{44}$, B_{14} — стрикционная постоянная; M_0 — равновесная намагниченность подрешетки; H_{e1}^2 определяет частоту антиферромагнитного резонанса (АФМР) нижней ветви спектра электронных спиновых возбуждений ω_{01}:

$$H_{e1}^2 = \omega_{01}^2/\gamma^2 = H\left(H + H_D\right) + \Delta_1,$$
$$\Delta_1 = 2H_E H_{me1}. \quad (4)$$

Здесь H_{me1} — первое (термин работы [2]) магнитоупругое поле, которое определяет величину магнитоупругой щели в спектре возбуждений нижней ветви; γ — гиромагнитное отношение. Для $FeBO_3$ все величины, входящие в (3), известны: $V_{\eta} = 4{,}7\cdot 10^5$ см/с; $H_E = 2{,}86\cdot 10^6$ Э; $H_D = 10^5$ Э; $M_0 = 510$ Э; по данным АФМР $\Delta_1 = 4{,}25$ кЭ^2. Использовав (3) и (1), была построена зависимость $U_{\perp}(H)$ для одного прохода образца звуковой волной (рис. 1,*б*). Сравнение ее с экспериментом (рис. 1,*а*) обнаруживает весьма существенное отличие периода осцилляций в области малых H (< 200 Э). В области больших магнитных полей согласие эксперимента с теорией [2] удовлетворительное. Учет последующих проходов лишь ухудшал согласие теории с экспериментом для малых H. Отличие от теоретической зависимости периода осцилляций, а также отмеченная выше зависимость их от частоты показывает, что физическая картина этого явления сложнее, чем предложенная в теоретической модели [2]. Можно отметить, что и в [2] для согласования результатов расчета с [1] был использован дополнительный

подгоночный параметр — сдвиг фазы одной из ортогональных линейных поляризаций на $\pi/2$.

Причина этих различий может объясняться тем, что выражение (3) плохо аппроксимирует зависимость $V(H)$ для ξ-моды. Справедливость (3) была экспериментально проверена в работах [4,5]. При этом оказалось, что добавка Δ_1 в выражении (4) для H_{e1}^2 почти вдвое больше полученной из данных по АФМР. В [5] это отличие объяснено влиянием размагничивающего фактора образца. Действительно, эта причина может оказаться существенной из-за чрезвычайно большой величины поля Дзялошинского в борате железа. С учётом неоднородных магнитостатических возбуждений Δ_1 можно записать в следующем виде [6]:

$$\Delta_1 = 2H_E H_{me1} + 4\pi\left(\frac{H_D^2 M_0}{H_E}\right)\sin^2\theta\cos^2\Phi + \frac{\omega_s^2}{\gamma^2}. \quad (5)$$

Здесь θ — угол между направлением волнового вектора **k** магнитостатической волны и направлением магнитного поля **H**, а Φ — угол между проекцией **k** на плоскость **ZY** и осью **Y**, где $\mathbf{Z} \parallel C_3$, а $\mathbf{Y} \perp C_3$ и **H**. Последний член в формуле (5) определяет добавку, связанную со спиновыми колебаниями обменной природы. По нашей оценке, в области значений $|k| \approx 10^3$–10^4 см$^{-1}$, что соответствует волновому числу упругой волны, этим членом можно пренебречь. Оказалось, что значительно ближе к экспериментальной зависимости аппроксимация, вытекающая из (5):

$$H_{e1}^2 = \left(H + 0{,}14\right)\left(H_D + H\right) + 4{,}25 \text{ , кЭ}^2 \text{ . } (6)$$

В частности, согласно (6), экстремумы осцилляций в малых полях соответствуют 8, 30, 60 Э и т. д. Тогда указанные на рис. 1,*а* стрелками немонотонности также должны быть осцилляциями. В таком случае, однако, как следует из эксперимента, их амплитуда оказывается функцией магнитного поля. В рамках приближения [2] амплитуда ОГТ определяется значением углов между вектором поляризации пьезоэлемента и направлением осей поляризационного эллипса. Поэтому все осцилляции в рамках [2] должны иметь одинаковую амплитуду. Наблюдаемая на опыте зависимость от H не только периода осцилляций, но и их амплитуды, может свидетельствовать о повороте осей поляризационного эллипса.

Рассмотрим следующие за стрикционными ($\sim l_i l_j e_{kl}$) члены разложения магнитоупругой энергии по степеням магнитных векторов $\sim m_i l_j e_{kl}$, где **l** и **m** — нормированные на $2M_0$ векторы антиферромагнетизма и слабого ферромагнетизма соответственно, а e_{kl} — тензор упругих деформаций в звуковой волне. Получаемая таким образом добавка означает учет пьезомагнетизма, допускаемого симметрией данного кристалла. Пьезомагнитный член приводит к двум важным следствиям [7,8]. Во-первых, появляется дополнительная магнитоупругая связь между η-модой звука (немагнитной в стрикционном приближении) и нижней ветвью возбуждений для электронных спинов. Поскольку теперь обе ортогональные поперечные акустические моды связаны с колебаниями одной магнитной ветви, их нельзя более считать независимыми. Отметим, что авторами экспериментально наблюдалось смягчение жесткой η-моды в слабых полях [7]. Результирующее акустическое колебание по-прежнему будет эллиптическим, причем его поляризационные параметры будут функцией магнитного поля. Его можно представить как результат сложения двух ортогональных колебаний, каждое из которых имеет эллиптическую поляризацию. По-видимому, подобная ситуация реализуется в оптике эллиптически двупреломляющего кристалла [9].

Второе следствие связано с появлением равновесной компоненты вектора **m** вдоль оси $0Z \parallel C_3$ [8], что приводит к возможности существования акустического эффекта Фарадея в том случае, если на опыте поле **H** не строго ортогонально оси C_3. Нам, однако, представляется, что этот эффект возникает в данной ситуации вследствие небольшой неточности изготовления рабочих поверхностей кристалла. Присутствие Z-й компоненты намагниченности, параллельной **q**, как мы полагаем, является причиной возникновения мелкопериодных осцилляций, накладывающихся на ОГТ и названных выше тонкой структурой ОГТ. Представляет определённый интерес обсуждение также роли доменной структуры для области малых H (порядка 0–30 Э). Мы предполагаем сделать это в следующих работах.

Таким образом, исследование ОГТ в АФ $FeBO_3$ позволило обнаружить ряд новых особенностей этого эффекта, которые расширяют представления о природе магнитоупругой связи в этом АФ.

Авторы благодарят Е. А. Турова за ознакомление с рукописью и сделанные замечания.

1. В. Р. Гакель, *Письма в ЖЭТФ* **9**, 590 (1969).
2. Е. А. Туров, *ЖЭТФ* **96**, 2140 (1989).
3. В. Н. Селезнев, *Магнитоупорядоченные бораты железа (физические свойства, применение, синтез)*, Дис. ... доктора физ.-мат. наук, СГУ, Симферополь (1989).
4. M. H. Seavey, *Solid State Commun.* **10**, 219 (1972).
5. А. В. Андриенко, Л. В. Поддьяков, В. Л. Сафонов, *ЖЭТФ* **101**, 1083 (1992).
6. V. G. Bar'yakhtar and E. A. Turov, in: *Spin Waves and Magnetic Excitations 2*, A. S. Borovik-Romanov and S. K. Sinha (eds.), Elsevier Science Publishers B. V. (1988).
7. В. В. Тараканов, В. И. Хижный, *ФНТ* **22**, 752 (1996).
8. В. Р. Гакель, *ЖЭТФ* **67**, 1827 (1974).
9. Ю. И. Сиротин, М. П. Шаскольская, *Основы кристаллофизики*, Наука, Москва (1975).

Magnetoacoustic oscillations in antiferromagnet $FeBO_3$

A. P. Korolyuk, V. V. Tarakanov, V. I. Khizhnyi, V. N. Seleznyov, and M. B. Strugatsky

The amplitude oscillations of a sound propagating transversly to magnetic field H in a plate of iron borate have been investigated. These oscillations are called the Gakel'—Turov oscillations (GTO). It was found that GTO have fine structure. It is shown that in the case of $H < 200$ Oe the period of GTO differs considerably from theoretical prediction that considers only the magnetostriction mechanism of the magnetoelastic connection. The above peculiarities are discussed in the framework of the piezomagnetic properties of the crystal.