

## АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ КОТТОНА-МУТОНА В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА.

Ю.Н.Мицай, доктор физико-математических наук, профессор, член-корр. КАН,  
В.Н.Селезнев, доктор физико-математических наук, профессор, К.М.Скибинский,  
М.Б.Стругацкий, кандидат физико-математических наук, доцент.

Туровым [1] на основе симметричного анализа показано, что для звука в антиферромагнетиках должен существовать эффект линейного двулучепреломления, аналогичный эффекту Коттона-Мутона в оптике. Экспериментально магнитооптический эффект Коттона-Мутона был обнаружен Гакелем [2] в кристаллах  $MnCO_3$ . В случае, когда величина эффекта достаточно велика, он может представлять значительный интерес для твердотельной электроники, поскольку позволяет управлять звуком с помощью магнитного поля.

В работе [3] исследовалось магнитоакустическое двулучепреломление в слабоферромагнитном антиферромагнетике  $FeVO_3$ . Поперечная звуковая волна частоты 178 МГц распространялась вдоль оси  $C_3$  кристалла. Магнитное поле прикладывалось в базисной плоскости, ортогональной  $C_3$ . Вследствие эффекта Коттона-Мутона линейно поляризованная звуковая волна после прохождения кристалла приобретала эллиптическую поляризацию. При этом параметры эллипса определялись величиной приложенного магнитного поля.

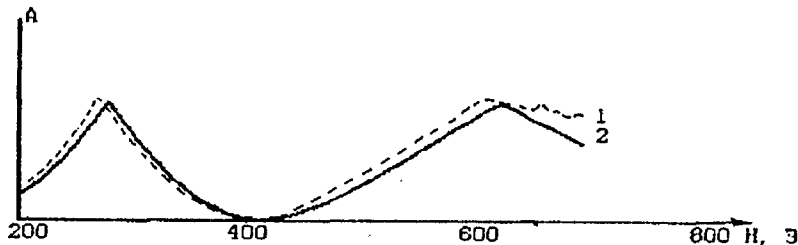


Рис. 1. Эффект Коттона-Мутона в неоднородно намагниченном образце:  
1 - эксперимент;  
2 - теория.

На рис.1 (кривая 1) приведена зависимость от поля амплитуды вышедшей из кристалла звуковой волны. Эта амплитуда измерялась в плоскости, ортогональной плоскости поляризации падающей на образец волны.

Колебания амплитуды составляли  $\approx 20$  дБ. Эксперименты проводились при 77К.

Чтобы понять полученный экспериментальный результат, рассмотрим кратко теорию линейного двулучепреломления. Как показал Туров, [4] термодинамический потенциал слабого ферромагнетика, включающий магнитную, упругую и магнитоупругую части, может быть сведен к эффективной упругой энергии

$$F_y^{\dot{\gamma}\delta\delta} = 2 * C_{44} * u_{\eta z}^2 + 2 * C_{55}^{\dot{\gamma}\delta\delta} * u_{\zeta z}^2, \quad (1)$$

где  $C_{55}^{\dot{\gamma}\delta\delta} = C_{44} - 2 * H e * (2 * B_{14})^2 / [M_0 * [H * (H + H_d) + 2 * H e * H m e_1]]$

$B, C$  - упругие и магнитоупругие постоянные соответственно;

$u_{ik}$  - постоянная тензора деформации;

$H e$  - обменное поле;

$H d$  - поле Дзялошинского;

$H$  - внешнее магнитное поле;

$M_0$  - спонтанная намагниченность кристалла;

$$H m e_1 = (C_{44} * B_{66}^2 - 4 * C_{14} * B_{14} * B_{66} + 4 * C_{66} * B_{14}^2) / [M_0 * (C_{44} * C_{66} - C_{14}^2)]$$

При этом, что весьма существенно, фигурирующая здесь величина  $C_{55}$  относится к случаю намагниченного до насыщения образца.

Формула (1) позволяет определить фазовые скорости нормальных волн с поляризациями, параллельными  $\vec{\zeta}$  и  $\vec{\eta}$  соответственно

$$v_{\zeta} = (C_{55}^{00} / \rho)^{1/2} \quad (2)$$

$$v_{\eta} = (C_{44} / \rho)^{1/2} \quad (3)$$

где  $\rho$  - плотность кристалла.

Таким образом, магнитоупругое взаимодействие снимает вырождение двух поперечных волн и тем самым приводит к линейному двулучепреломлению. При этом

$$\Delta k = w * (1/v_{\zeta} - 1/v_{\eta}) \approx k_{\eta} * H e * H m e 2 / [H * (H + H d) + 2 H e * H m e 1] \quad (4)$$

$$\text{где } H m e 2 = (2 * B_{14})^2 / (M_0 * C_{44})$$

Пусть вектор поляризации звука с амплитудой  $u_0$ , входящей в среду по направлению  $\vec{z}$  ( $\parallel C_3$ ), составляет угол  $\varphi_0$  с направлением поляризации нормальной моды  $\vec{\zeta}$ . На выходе из пластинки толщиной  $d$  проекции смещения  $\vec{u}$  на оси  $\zeta$  и  $\eta$  соответственно равны

$$u_{\zeta}(d) = u_0 * \cos \varphi_0 * \cos(k_{\zeta} * d - w * t) \quad (5)$$

$$u_{\eta}(d) = u_0 * \cos \varphi_0 * \cos(k_{\eta} * d - w * t) \quad (6)$$

Отсюда можно найти полное смещение в направлении, составляющем угол  $\psi$  с осью  $\zeta$

$$u_{\psi}(d) = u_{\zeta} \cos \psi + u_{\eta} \sin \psi \quad (7)$$

Это выражение можно привести к виду

$$u_{\psi}(d) = A_{\psi} \cos[(k_{\zeta} + k_{\eta}) * d / 2 - w * t + \Phi_{\psi}] \quad (8)$$

Амплитуда  $A_{\psi}$  волны с интересующей нас поляризацией, поперечной поляризации падающей волны такова

$$A_{\alpha} = \sqrt{2} * u_0 * \sin \varphi_0 * \cos \varphi_0 * \sqrt{1 - \cos(\Delta k * d)} \quad (9)$$

Зависимость (9) для бората железа приведена на рис.2.

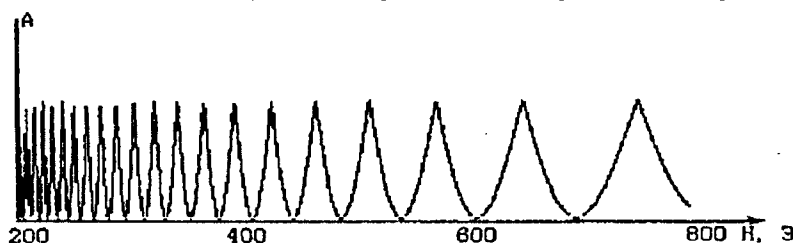


Рис. 2. Эффект Коттона-Мутона в однородно намагниченном образце (теория).

Сравнение с кривой 1 на рис. 1 показывает, что теория дает гораздо большую частоту изменения амплитуды. Объяснение этого несоответствия, по всей видимости, нужно искать в особенностях экспериментальной методики.

Дело в том, что к образцу приклеиваются пьезодатчики. Возникающие при этом деформации весьма ощутимо влияют на магнитную подсистему бората железа. В частности, появляется большая магнитная анизотропия в базисной плоскости, причем ее величина должна изменяться вдоль оси  $C_3$  от центра к поверхности кристалла. Таким образом, во внешнем магнитном поле образец уже не будет однородно намагниченным и поэтому изложенная теория нуждается в обобщении.

Рассмотрим простейшую модель. Пусть в приповерхностных областях образца наводится одноосная магнитная анизотропия в базисной плоскости, эффективное поле которой срав-

нимо с полем эксперимента. Приложим внешнее поле в направлении, антипараллельном намагниченности, и будем считать, что при этом возникнут три домена (рис.3).

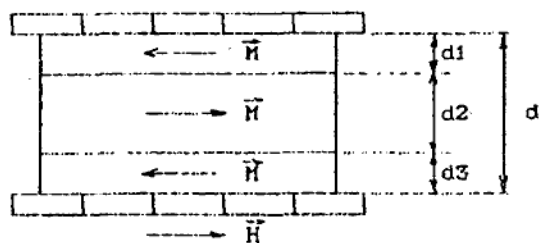
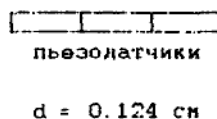


Рис 3. Модель доменной структуры к расчету эффекта Коттона-Мутона в FeBO3



Растущее поле смещает доменные границы к периферии до тех пор, пока центральный домен не заполнит весь образец. Таким образом, задача сво-

дится к прохождению звуковой волны последовательно через три области, размеры которых изменяются с изменением поля. При этом величина  $k$  совпадает с (4) только для домена 2. Для доменов же 1 и 3 в (4) нужно сделать замену  $H^*(H+Nd)$  на  $H^*(H-Nd)$ . На выходе из третьего домена для нормальных мод звука имеем

$$u_{\zeta} = u_0 * \cos \varphi_0 * \cos(k_{1\zeta} * d_1 + k_{2\zeta} * d_2 + k_{1\zeta} * d_3 - w * t) \quad (10)$$

$$u_{\eta} = u_0 * \sin \varphi_0 * \cos(k_{1\eta} * d_1 + k_{2\eta} * d_2 + k_{1\eta} * d_3 - w * t) \quad (11)$$

Для вышедшей волны с поляризацией, поперечной поляризации падающей волны, получаем

$$u_1 = u_0 * \cos \varphi_0 - u_0 * \sin \varphi_0 \quad (12)$$

Выполнив тригонометрические преобразования, получим амплитуду волны (12)

$$A_{\alpha} = 2 * u_0 * \sin \varphi_0 * \cos \varphi_0 * \sqrt{1 - \cos[\Delta k_1 * d + (\Delta k_2 - \Delta k_1) * d_2]} \quad (13)$$

Будем считать, что толщина центрального домена изменяется с полем по закону

$$d_2 = 0,39 * d * (1 + 10^{-3} * H) \quad (14)$$

Зависимость (13) приведена на рис. 1 (кривая 2). Видно, что в этом случае теоретическая кривая описывает эксперимент гораздо лучше.

Таким образом, не претендуя на полноту описания явления в рамках рассмотренной модели, мы все же можем допустить, что для объяснения линейного двулучепреломления в борате железа нужно рассматривать неоднородно намагниченный кристалл.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Туров Е.А. ЖЭТФ. 1987, т.92, с.1886.
2. Гакель В.Р. Письма в ЖЭТФ. 1969, т.9, с.590.
3. Khizhnyi V.I., Korolyuk A.P., Tarakanov V.V., Strugatsky M.B. Proc. XX Intern. Conf. on Low Temperature Physics. Aug.4-11, 1993, Eugene, Oregon, USA.
4. Туров Е.А. ЖЭТФ. 1989, т.96, N6, с.2140-2145.