

МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС НА ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛНАХ В КУБИЧЕСКИХ ФЕРРИТАХ

О. Ю. Беляева, Л. К. Зарембо, С. Н. Карпачев

Магнитоакустический резонанс на продольных акустических волнах (*L*-МАР) исследовался в ряде работ [1-8]. Однако в этих работах, выполненных в основном на кристаллах ЖИГ, содержится значительное число противоречивых результатов относительно возможности наблюдения *L*-МАР в кристаллах основных кристаллографических ориентаций. В основном эти противоречия относятся к зависимостям МАР от угла $\theta = \mathbf{k} \hat{\mathbf{N}}_0$, где \mathbf{k} — волновой вектор, \mathbf{H}_0 — внешнее поле. Причина противоречий, по-видимому, лежит в недостаточно полном анализе эффективности магнитоупругого взаимодействия как в теоретических, так и в экспериментальных работах.

В данной работе проводится теоретический анализ возможности наблюдения в монокристаллическом кубическом кристалле линейного и нелинейного (по второй гармонике) *L*-МАРА, а также приводятся экспериментальные результаты по линейным и нелинейным магнитоакустическим спектрам кристаллов марганец-цинковой шпинели (МЦШ) ориентаций [100], [110] и [111].

Расчет по [9] в отличие от [10] показывает, что *L*-волна в направлениях [100] и [111] сопровождается чисто продольным переменным магнитным полем, а в направлении [110] возникает почти продольное поле. Продольный по всем трем основным направлениям характер магнитного поля, сопровождающего упругую волну, исключает возможность наблюдения *L*-МАРА в продольном поле ($\theta=0$) [11], что экспериментально подтвердилось в [1, 3-5, 7, 8]. Это, однако, создает возможность его наблюдения в поперечном поле ($\theta=\pi/2$) во всех трех основных направлениях [100], [110] и [111]. Отметим, однако, что при $\theta=\pi/2$ *L*-МАР в кристаллах ЖИГ не наблюдался в [1] (ориентация кристалла в этой работе не указана), в [3] для [110], в [5] для [100] и [111].

Частная теория магнитоупругих волн для кубических кристаллов в состоянии, близком к насыщению, дана в [11]. Нужно сказать, что результаты этой теории не приложимы к условиям наблюдения низкочастотного МАР в поперечном поле, а также в кристаллах с неоднородными внутренними полями и полями анизотропии. В этом отношении представлял интерес вопрос рассмотрения магнитоупругих волн в кубических кристаллах с учетом плавно неоднородных внутренних полей. Поле размагничивания представим в виде $\mathbf{H}_p = -4\pi M_0 f(x, y, z) \hat{\mathbf{N}}$, где M_0 — намагничение насыщения; $f(x, y, z)$ — медленно меняющаяся функция распределения внутреннего поля, находимая из решения уравнений магнитостатики; $\hat{\mathbf{N}}$ — тензор размагничивающих коэффициентов. Считая тензор размагничивания диагональным, $H_{pi} = -\sigma m_i \hat{N}_{ii}$; $\sigma = 4\pi M_0 f$, m_i — направляющие косинусы вектора намагничивания, из уравнений Блоха—Ландау следуют уравнения равновесного направления \mathbf{m}^0

$$\left. \begin{aligned} m_i^0 \left\{ H_0 - 2 \frac{K_1}{M_0} m_i^0 (m_x^0{}^2 - m_y^0{}^2) - z m_i^0 \Delta_{zi} \right\} &= 0, \quad i = x, y, \\ m_x^0 m_y^0 \left\{ z \Delta_{xy} - \frac{2K_1}{M_0} (m_x^0{}^2 - m_y^0{}^2) \right\} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где K_1 — первая константа анизотропии; H_0 — внешнее магнитное поле, направленное по оси z ; $\Delta_{pk} = N_p - N_k$.

При $H_0=0$ решения (1) можно представить в виде табл. 1. Эти направления равновесны для кубического кристалла с учетом полей анизо-

Угловая зависимость основных параметров резонанса (МЦШ, направление [100])

m_x^0	m_y^0	m_z^0	
0	0	± 1	(2)
± 1	0	0	(3)
0	± 1	0	(4)
$\pm \frac{1}{\sqrt{3}} [1 - \chi(\Delta_{yx} + \Delta_{zx})]^{1/2}$	$\pm \frac{1}{\sqrt{3}} [1 - \chi(\Delta_{xy} + \Delta_{zy})]^{1/2}$	$\pm \frac{1}{\sqrt{3}} [1 - \chi(\Delta_{xz} + \Delta_{yz})]^{1/2}$	(5)

Примечание. $\chi = \frac{\sigma M_0}{2K_1}$.

тропии и поля диполь-дипольного взаимодействия. Отметим, что учет размагничивающего поля не повлиял на равновесные направления типа [100] и привел к изменению направлений типа [111].

При равновесии типа (2) решение полной системы уравнений магнитоупругости в случае цилиндрической симметрии $N_x = N_y$ приводит к дисперсионному уравнению

$$\frac{\omega}{\gamma} = \frac{M_0 B_2^2 k^2}{(\rho \omega^2 - k^2 C_{44})} + 2Ak^2 - \sigma \Delta_{zx} + H_0, \quad (6)$$

где B_2 — вторая магнитоупругая константа, ρ — плотность, C_{44} — модуль упругости, A — обменная постоянная. С магнитной подсистемой не взаимодействует продольная волна в направлении z ; взаимодействует одна из циркулярно-поляризованных сдвиговых волн; при совпадении собственных частот спиновых волн $\gamma [2Ak^2 - \sigma \Delta_{zx} + H_0]$ с ω имеет место резонанс. Эти результаты близки к полученным в [11] с поправкой на размагничивающие поля, поэтому здесь не обсуждаются.

Случай (5) достаточно сложен и здесь не будет рассматриваться.

Пренебрегая полем анизотропии, рассмотрим более подробно случай (3). Он представляет интерес с точки зрения L -МАРА, так как сопровождается намагничиванием образца. При $H_0 \neq 0$ равновесное m^0

$$m_x^0 = \pm \frac{(\sigma^2 \Delta_{zx}^2 - H_0^2)^{1/2}}{\sigma \Delta_{zx}}; \quad m_y^0 = 0; \quad m_z^0 = \frac{H_0}{\sigma \Delta_{zx}}. \quad (7)$$

Из уравнений Блоха—Ландау первого приближения следует дисперсионное уравнение свободной спиновой волны

$$\omega_0^2 = \gamma^2 (\sigma^2 \Delta_{zx}^2 - H_0^2) \frac{\Delta_{xy}}{\Delta_{xz}}. \quad (8)$$

Если в кристалле вдоль направления X ортогонально внешнему полю распространяется продольная упругая волна

$$\frac{\partial u}{\partial x} = U_0 \cos(\omega t - kx), \quad (9)$$

то вынужденная прецессия спинов под действием сопровождающего магнитного поля дается решением уравнения Блоха—Ландау первого приближения

$$\left. \begin{aligned} m_x' &= \frac{\gamma^2 H_0 m_x^0 \Delta_{xy}}{\Delta_{xz}} \Lambda \cos(\omega t - kx), \\ m_y' &= \gamma \omega m_x^0 \Lambda \sin(\omega t - kx), \\ m_z' &= \frac{\omega^2}{\sigma \Delta_{xz}} \Lambda \cos(\omega t - kx), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где $\Lambda = 2B_1 m_x^0 U_0 / (\omega_0^2 - \omega^2)$. Отметим, что при резонансе $\omega = \omega_0$ из (7) и (8) следует

$$m_x^0 m_x^0 = \pm \frac{\gamma H_0}{\omega_0} \left(\frac{\Delta_{xy}}{\Delta_{xz}} \right)^{1/2}.$$

Для длинного вдоль оси X тонкого образца $\Delta_{xy}/\Delta_{xz} \sim 1$, а имея в виду, что при этом $\omega_0 = \gamma H_{\text{эфф}}$, $H_{\text{эфф}} \simeq (H_0^2 - \tau^2 \Delta_{xz}^2)^{1/2} \ll H_0$ и $\omega_0 \ll \gamma H_0$, получаем, что низкочастотный резонанс наступает при развороте вектора намагничивания от направления [100] в нулевом поле почти до направления внешнего поля [001], т. е. аналогично S-резонансу [12] при условии намагничивания почти до насыщения. Подчеркнем, что в магнетике с неоднородным внутренним полем в соответствии с (8) это условие выполняется локально. Вынужденная спиновая прецессия вокруг направления, определяемого (7), происходит так, что вектор намагничивания движется по поверхности эллипсоида, даваемого (10). Для низкочастотного резонанса эллипсоид сильно вытянут по направлению звука.

Из уравнений магнитоупругости можно получить скорость продольной волны

$$v^2 = \frac{C_{11}}{\rho} - \frac{2B_1^2 M_0 H_0^2 \omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) \rho \tau^2 \Delta_{xz}^2} \quad (11)$$

и во втором приближении — амплитуду второй гармоники магнитоупругой волны

$$A_{2\omega} = \frac{\gamma^2 B_1^3 M_0^2 \Delta_{xy} k U_0^2 (4\gamma^2 H_0 \omega^2 m_x^0 q + \omega_0^2 m_x^0 q)}{(\omega_0^2 - \omega^2) \Delta_{xz}} \quad (12)$$

$$q \simeq \frac{(C_{11} k^2 - \omega^2 \rho) (\omega_0^2 - \omega^2) H_0 + \gamma^3 H_0 \tau^2 m_x^0 \Delta_{xy}^2 - 4\gamma^2 B_1^2 M_0 \tau^2 m_x^0 \Delta_{xy}^2 / k^2}{(\omega^2 \rho - C_{11} k^2) (4\omega^2 - \omega_0^2)}.$$

Резонанс второй гармоники достигается при двух значениях частот $\omega_{01} = \omega$ и $\omega_{02} = 2\omega$ и, следовательно, в соответствии с (8) при двух значениях H_0 . Впервые этот дублет наблюдался в [13]. Для длинного вдоль оси X тонкого стержня ($\Delta_{xz}/\Delta_{yx} \sim 1$; $\Delta_{yx} \sim \Delta_{xz} \sim 1$) для низкочастотного резонанса ($H_0^2 \sim \tau^2 \gg H_{\text{эфф}}^2$) интервал между линиями

$$\Delta H_D \simeq \frac{3H_{\text{эфф}}^2}{2\tau} \left[1 + \frac{5H_{\text{эфф}}^2}{4\tau^2} \right], \quad (13)$$

откуда видно, что условия разрешения дублета в области НЧ МАР ухудшаются.

Перейдем к экспериментальным результатам. Эксперимент выполнен на значительном числе монокристаллов марганец-цинковой шпинели ($3 \times 4 \times 20$ мм) различной кристаллографической ориентации. Звуковой импульс частоты 30 МГц и длительностью 1.5 мкс распространялся вдоль длинной оси образцов.

Линейный L-МАР наблюдался лишь в верхнейлевой МЦШ ($\text{Mn}_{0.68} \cdot \text{Zn}_{0.34} \text{Fe}_{1.98} \text{O}_4$) ориентации [110] (рис. 1). Отметим, что линейный S-МАР в отличие от нелинейного S-МАРА в этом кристалле был выражен очень слабо [14], доменное затухание в нем также было невелико. Нелинейный L-МАР (по второй гармонике) в этом кристалле не удалось наблюдать.

В бриджменовских МЦШ ($\text{Mn}_{0.62} \text{Zn}_{0.34} \text{Fe}_{2.04} \text{O}_4$), отличающихся более высоким содержанием железа, линейный L-МАР ни в одном из направлений [100], [110] и [111] наблюдать не удалось. В области полей ~ 1.2 — 1.4 кЭ развивалась интенсивная перестройка доменной структуры, сопровождающаяся достаточно быстрым «просветлением», на фоне которого L-МАР не был виден. На рис. 2, например, приведен линейный спектр $A_\omega(H_0)$ МЦШ ориентации [100] при $\theta = 90^\circ$. На этом же рисунке приведена кривая среднего намагничивания $\langle M \rangle$. Отметим, что снятие доменного затухания звука происходит в основном на стадии вращения; первая стадия намагничивания — смещение не приводит к заметному уменьшению затухания.

Нелинейный L -МАР в бриджменовской МЦШ для всех ориентаций был виден очень четко (кривая 2, рис. 2). Возможность четкого выделения нелинейного МАРа на фоне перестройки доменной структуры, вероятно, обусловлена тем, что квадратичная нелинейность доменных стенок

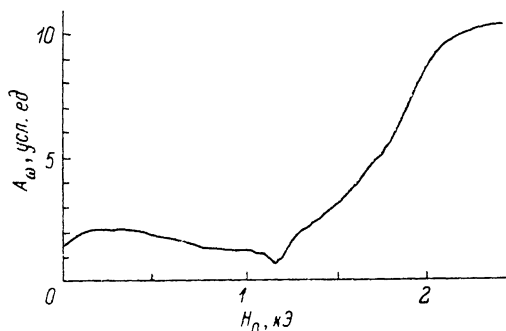


Рис. 1. Линейный L -МАР в вернейлевской МЦШ (направление $[110]$).

мала [15]. Форма контура линии L -МАРа для длинных в направлении k и тонких образцов должна отличаться от канонической формы S -МАРа [12]. Резонансные области при L -МАРе принципиально трехмерны. Экспериментальный контур $A_{2\omega}(H_0)$ показан на рис. 2. Обращает на себя внимание то, что плавное вступление нелинейного L -МАРа начинается задолго (особенно для кристаллов $[100]$) до того, как по $A_\omega(H_0)$ начинается

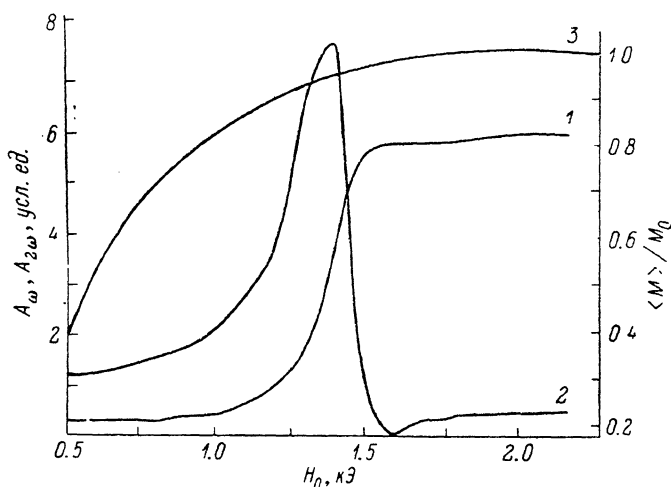


Рис. 2. Магнитоакустические спектры $A_\omega(H_0)$ — 1, $A_{2\omega}(H_0)$ — 2, среднее намагничение $\langle M \rangle / M_0$ — 3 бриджменовской МЦШ (направление $[100]$).

интенсивное «просветление». Поле вступления линии в кристаллах ориентации $[100] \approx 0.5-0.7$ кЭ; в области полей $H_0 \approx 0.7-1.7$ кЭ рост $A_{2\omega}(H_0) \sim H_0^2$. При нелинейном S -МАРе в продольном поле в кристаллах ориентации $[100]$ вступление линии было резким, что может быть объяснено преимущественно 180° структурой доменов и малым начальным количеством 90° -доменов в кристаллах такой формы. При L -МАРе увеличивающееся поперечное поле приводит к формированию структуры 90° -доменов, в которых резонансные условия достигаются в полях меньших, чем резонансное поле для сердцевин кристалла, в которой в дальнейшем достигается максимум $A_{2\omega}$. Этим и объясняется плавное вступление линии. Отметим, что в кристаллах ориентации $[110]$ вступление линии было более быстрым и происходило в области более высоких значений полей $1.5-1.6$ кЭ. Наконец, для ориентации $[111]$ поле вступления было ма-

лым $\approx 0.2-0.3$ кЭ и достаточно быстро выходило на линейную зависимость от H_0 , сохраняющуюся почти до максимума контура линии $A_{2\omega}$.

При $\theta=90^\circ$ внешние поля H_0^* , при которых имел место максимум $A_{2\omega}$, имели слабую, но четко выраженную зависимость от ориентации кристалла: (в кЭ) [100] — 1.87 ± 0.08 , [110] — 2.03 ± 0.04 , [111] — 1.87 ± 0.02 . Несколько большее поле по [110] связано, очевидно, с тем, что это направление трудного намагничивания.

Выше речь шла о резонансе при $\theta=90^\circ$. При уменьшении θ максимум $A_{2\omega}$ смещается по полю, уменьшается его амплитуда и увеличивается его ширина ΔH по уровню 0.7. Для кристалла ориентации [100] эти данные приведены в табл. 2. В ней приведен случай, в котором H_0^* сна-

Таблица 2
Значения θ , H_0^* , ΔH и максимума $A_{2\omega}$

θ , град	H_0^* , кЭ	$\frac{\max A_{2\omega}(\theta)}{\max A_{2\omega}(\pi/2)}$	ΔH , кЭ	θ , град	H_0^* , кЭ	$\frac{\max A_{2\omega}(\theta)}{\max A_{2\omega}(\pi/2)}$	ΔH , кЭ
90	1.87	1	0.29	86	1.86	0.47	0.37
89	1.95	0.97	0.31	85	1.83	0.35	0.40
88	1.91	0.82	0.33	80	1.18	0.27	0.40
87	2.00	0.78	0.36	75	0.63	0.20	0.40

чала немного растет с незначительным уменьшением, а затем резко убывает, причем так же резко убывает и амплитуда резонанса. В других кристаллах этой же ориентации, а также [110] и [111] при малых уменьшениях θ H_0^* , как правило, убывало, что связано с уменьшением эффективного размагничивающего фактора.

Подводя итог, следует сказать, что нелинейный L -МАР при $\theta=90^\circ$ наблюдался во всех кристаллах МЦШ трех основных направлений [100], [110] и [111]. Теоретически резонанс наступает при локальном поле, близком к насыщению. Форма контура L -МАРА в области вступления в кристалле [100] определяется формированием 90° доменной структуры. Вступление линии L -МАР для всех ориентаций происходит в полях меньших, чем поля, приводящие к резкому уменьшению затухания звука.

Л и т е р а т у р а

- [1] Lüthi B. Phys. Lett., 1963, vol. 3, N 6, p. 285—287.
- [2] Ишмухамедов Б. Х. ФММ, 1964, т. 17, № 3, с. 323—334.
- [3] Смоленский Г. А., Насыров А. ФТТ, 1965, т. 7, № 12, с. 3704—3706.
- [4] Lewis M. F., Scotter D. G. Phys. Lett., 1968, vol. 28A, N 4, p. 303—304.
- [5] Леманов В. В., Павленко А. В., Гришмановский А. И. ЖЭТФ, 1970, т. 59, № 3 (9), с. 712—721.
- [6] Гусяцкий Г. Ф., Ветров А. А., Смокотин Э. М. В кн.: Магнитные и резонансные свойства магнитных кристаллов. Сб. статей / Под ред. Г. А. Пестраковского. Красноярск: Ин-т физики, 1980. 215 с.
- [7] Зарембо Л. К., Карпачев С. И. ДАН СССР, 1986, т. 289, № 6, с. 1362—1365.
- [8] Беляева О. Ю., Зарембо Л. К., Карпачев С. И. Материалы XIII Всес. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. 1986, Черновцы. Тезисы докладов. Киев, 1986, с. 41—42.
- [9] Ле-Кроу Р., Комсток Р. В кн.: Физическая акустика / Под ред. У. Мэсона. М.: Мир, 1968, с. 156—243.
- [10] Auld B. A. In: Appl. Sol. St. Sci. / ed R. Wolfe, 1971, N. Y.—London: Academic Press, 1971, p. 2—173.
- [11] Schlömann E. J. Appl. Phys., 1960, vol. 31, N 9, p. 1647—1656.
- [12] Зарембо Л. К., Карпачев С. И. ФТТ, 1984, т. 26, № 7, с. 1943—1945.
- [13] Гришмановский А. И., Юшин Н. К., Богданов В. Л., Леманов В. В. ФТТ, 1971, т. 13, № 6, с. 1833—1836.
- [14] Зарембо Л. К., Карпачев С. И. ФТТ, 1983, т. 25, № 8, с. 2343—2345.
- [15] Беляева О. Ю., Зарембо Л. К., Карпачев С. И. Вестник Моск. ун-та, сер. 3, Физика, Астр., 1987, т. 28, № 1, с. 50—53.