

Поступило в Редакцию  
20 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 13

12 июля 1989 г.

0.8

### К ОЦЕНКЕ МАГНИТО-РЕЗОНАНСНОГО УПРАВЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ КОНТРАСТНОСТЬЮ РАЗРЫВОВ ФЕРРИТОВЫХ КРИСТАЛЛОВ

Н.С. Ш е в я х о в

Интерес к отражению акустических волн (АВ) от границ ферритовых кристаллов стимулировался в основном изучением поляризационных эффектов [1-5]. Ограничение нормальным падением [1-3] и представление ферромагнетика эффективной средой с асимметричной упругостью [4, 5] исключало адекватную оценку резонансного отклика магнитной подсистемы на наклонно падающую АВ, что в интересах приложений необходимо для определения эффективности магниторезонансного управления акустической контрастностью разрывов свойств среды.

Рассмотрим отражение сдвиговой, поляризованной по оси Z монохроматической волны от границы  $y=0$  кристаллов ферритов-гранатов с плоскостями (001), совмещенными с плоскостью падения  $xOy$ . Различия предположим магнитным параметрам (в таком случае комбинация кристаллов имитирует разрывы свойств ферритового монокристалла на резком фронте однородного легирования примесью), и примем, что в статических условиях магнитные полюса на разрыве отсутствуют. Для внешнего поля  $H_0 // z$ , обеспечивающего монодоменность кристаллов с намагниченностями насыщения  $M_{Sj} // z$  и внутренними полями  $H_{ij} // z$  ( $j=1$  при  $y > 0$ ,  $j=2$  при  $y < 0$ ), после исключения размагничивающего фактора имеем соотношение:

$$H_{i2} = H_0 + (H_{i1} - H_0) M_{S2} / M_{S1}, \quad (1)$$

где  $H_{i1} = \epsilon H_0$ ,  $\epsilon$  - обобщенный коэффициент связи внутреннего и внешнего поля над границей (вследствие перенормирующего действия поля магнитной анизотропии  $\epsilon > 1$ ).

По традиционной схеме [6] сопутствующее сдвиговым волнам магнитное поле  $h_y$  полагаем слабым и ортогональным

$$h_y \ll H_{ij}, \quad \vec{h}_y \perp \vec{H}_{ij}.$$

Тогда после соответствующей линеаризации уравнения движения магнитного момента, из совместных с ним уравнений магнитостатики и уравнения движения теории упругости получаем в безобменном приближении

$$\rho \ddot{u}_y = \lambda \nabla^2 u_y + \frac{b_y}{4\pi M_{S_y}} \nabla^2 \varphi_y, \quad \nabla^2 \varphi_y = \frac{4\pi \gamma^2 b_y \omega_{0y}}{\omega^2 - \omega_{ky}^2} \nabla^2 u_y. \quad (2)$$

Здесь  $u_y$  - сдвиговое смещение,  $\varphi_y$  - магнитный потенциал,  $\rho$  - плотность,  $\lambda$  - модуль сдвига,  $b_y$  - магнитоупругий коэффициент,  $\omega_{ky}^2 = \omega_{0y}(\omega_{0y} + \omega_{My})$ ,  $\omega_{0y} = \gamma H_{0y}$  - частота однородной прецессии,  $\omega_{My} = 4\pi \gamma^2 M_{S_y}$  - частота намагничения,  $\gamma$  - гиромангнитное отношение,  $\omega$  - частота падающей волны.

Решение уравнений (2) представим в виде

$$u_y = U e^{ik_x x} (e^{-iq_1 y} + R e^{iq_1 y}), \quad u_z = U T e^{ik_x x} e^{-iq_2 y},$$

$$\varphi_y = \frac{4\pi \gamma^2 b_y \omega_{0y}}{\omega^2 - \omega_{ky}^2} u_y + \Phi_y e^{ik_x x} e^{(-1)^y k_x y}, \quad (3)$$

где опущен временной множитель  $\exp(-i\omega t)$  и обозначено:  $U$  - амплитуда смещений в падающей волне,  $k_x = k_y \sin \theta_1$ ,  $q_1 = (k_y^2 - k_x^2)^{1/2}$ ,  $k_y = (\rho \omega^2 / \lambda)^{1/2}$  - волновое число сдвиговой волны,  $\lambda_y = \lambda [1 + \alpha_y \omega_{My} \omega_{0y} (\omega^2 - \omega_{ky}^2)^{-1}]$ ,  $\alpha_y = b_y^2 (4\pi M_{S_y}^2 \lambda)^{-1}$  - константа магнитоупругой связи,  $\theta_1$  - угол падения,  $\theta_2$  - угол преломления. Коэффициент отражения

$$R = \frac{(\lambda_1 q_1 - \lambda_2 q_2) + ik_x F(\omega)}{(\lambda_1 q_1 + \lambda_2 q_2) - ik_x F(\omega)} \quad (4)$$

и коэффициент прохождения  $T = 1 + R$  сдвиговой волны можно определить вместе с амплитудами  $\Phi_y$  потенциалов приграничных магнитостатических колебаний (ПМК) из уравнений, образующихся в результате подстановки выражений (3) в граничные условия непрерывности смещений, напряжений  $T_{zy}^{(y)} = \lambda \frac{\partial u_y}{\partial y} + b_y M_{S_y}^{-1} m_y^{(y)}$ , потенциалов и компонент  $b_y^{(y)} = 4\pi m_y^{(y)} - \frac{\partial \varphi_y}{\partial y}$  магнитной индукции, где

$$m_y^{(y)} = \gamma (\omega^2 - \omega_{0y}^2)^{-1} \hat{L}_y (\delta_y u_y + M_{S_y} \varphi_y), \quad \hat{L}_y = \omega_{0y} \frac{\partial}{\partial y} + i\omega \frac{\partial}{\partial x}.$$

При этом для функции  $F(\omega)$  в (4) имеем выражение

$$F(\omega) = 4\pi \gamma^2 \left[ (V_2 - V_1) - (S_2 - S_1) \frac{\omega_2 - \omega_1}{\rho_2 + \rho_1} \right], \quad (5)$$

где

$$V_y = \frac{b_y}{\omega^2 - \omega_{ky}^2} \left( b_y \frac{\omega}{\omega_{My}} - b_2 \frac{\omega_{0y}}{\omega + \omega_{02}} \right), \quad W_y = \frac{b_y}{\omega + (-1)^y \omega_{0y}},$$

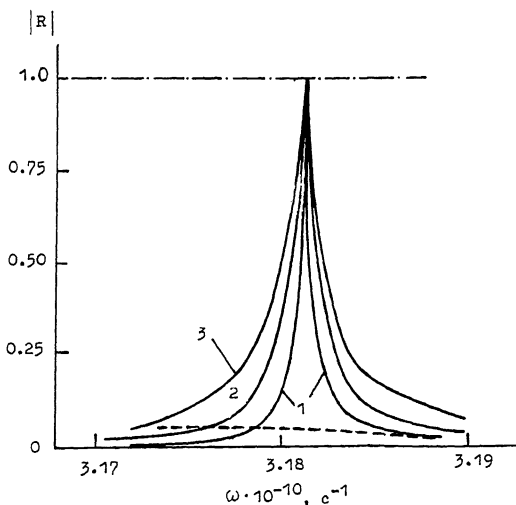
$$S_y = \frac{b_y}{\omega^2 - \omega_{ky}^2} \left[ \omega - \omega_{0y} \left( 1 + \frac{\omega_{My}}{\omega + \omega_{02}} \right) \right], \quad P_y = 1 + (-1)^y \frac{\omega_{My}}{\omega + (-1)^y \omega_{0y}}.$$

Функция  $F(\omega)$  пропорциональна скачку магнитных и магнитоупругих параметров (выражается разностями величин  $V_y, S_y, W_y$ ) и характеризует резонансный отклик магнитной подсистемы вследствие магнитоупругой связи мод и возбуждения ПМК.

В обычных (нерезонансных условиях  $F(\omega) \sim \varepsilon_y$ , и если  $\varepsilon_y \ll 1$ , что как правило выполняется, то различием ферритов в отношении величин  $k_y, \lambda_y$  можно пренебречь. Тогда  $\lambda_1 \varrho_1 \approx \lambda_2 \varrho_2$ , и из (4) следует, что  $|R| \lesssim \varepsilon_y \operatorname{tg} \theta_1$ , т.е.  $|R| \ll 1$ . В полюсах функции  $F(\omega)$ , когда имеют место магнитные резонансы, определяющим окажется вклад последних членов числителя и знаменателя формулы (4), в результате чего  $|R| \rightarrow 1$  ( $|T| \rightarrow 0$ ). Таким образом, изменяя частоту или варьируя положение резонанса системы внешним подмагничивающим полем, можно эффективно управлять акустической прозрачностью разрывов, прежде всего магнитных свойств ферритовых кристаллов.

Иллюстрирующие данную закономерность частотные зависимости  $|R(\omega)|$  показаны на рисунке для случая отражения сдвиговой волны „слабой“ границей беспримесного железо-иттриевого граната (ЖИГ) с Ga-замещенным ЖИГ. Расчет производился по формулам (1), (4), (5) с учетом сопутствующих соотношений при следующих хорошо известных из литературных источников параметрах:  $\mathcal{J} = 2 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\lambda = 7.6 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$ ,  $b_1 = 7.4 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$ ,  $b_2 = 2.88 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$ ,  $M_{S_1} = 140 \text{ Гс}$ ,  $M_{S_2} = 21 \text{ Гс}$ . Для обеспечения магнитного резонанса на частоте  $\omega \approx 3.18 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  (природу резонанса не обсуждаем, но заметим хорошо выраженные в его окрестности эффекты невзаимности при отражении и, в частности, наличие второго, нерезонансного решения граничной задачи для обращенной полярности внешнего магнитного поля; штриховая кривая зависимости  $|F(\omega)|$  на рисунке) принималось  $H_0 = 690 \text{ Э}$ ,  $\mathcal{E} = 1.1$ .

Как видно из рисунка, уменьшение  $|R|$  от резонансного значения  $|R|_{max}$  (в монокристаллах типа ЖИГ, обладающих высокой магнитной добротностью, релаксацией магнитного момента можно пренебречь и принять  $|R|_{max} \approx 1$ ) до уровня  $|R| \lesssim 5 \cdot 10^{-2}$  соответствует при умеренных углах падения  $30^\circ \leq \theta_1 \leq 50^\circ$  относительной частотной расстройке порядка  $10^{-4}$ . Требуемые вариации напряженности внешнего магнитного поля не превышают при этом нескольких эрстед.



Резонансный пик зависимости  $|R(\omega)|$  при отражении сдвиговой волны от границы ЖИГ - ЖИГ/ $Ga$ : 1 -  $\theta_1 = 30^\circ$ , 2 -  $\theta_1 = 45^\circ$ , 3 -  $\theta_1 = 60^\circ$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] В л а с о в К.Б., К у л е е в В.Г. // ФММ. 1971. Т. 32. № 3. С. 451-463.
- [2] Е р у х и м о в М.Ш., Т ю р н е в В.В., С а л а н с к и й Н.М. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 3. С. 2233-2238.
- [3] Б е л ы й В.Н. // Кристаллография. 1982. Т. 27. № 5. С. 859-862.
- [4] В л а с о в К.Б., К у л е е в В.Г., Р о з е н ф е л ь д Е.Ф. Ш у р М.Л. // ФММ. 1973. Т. 35. № 1. С. 5-19.
- [5] В л а с о в К.Б., Б а б у ш к и н Г.А. // ФММ. 1974. Т. 36. № 5. С. 936-948.
- [6] Я к о в л е в Ю.М., Г е н д е л е в С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиозлектронике. М.: Сов. Радио, 1975. 473 с.

Ульяновский  
сельскохозяйственный  
институт

Поступило в Редакцию  
3 января 1989 г.  
В окончательной редакции  
с 9 апреля 1989 г.