

НОРМАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ С МАГНИТО- АКУСТИЧЕСКИМ СЛОЕМ

Карпук М.М., Кузавко Ю.А., Склинус Б.Н.

Брестский политехнический институт

При распространении упругих волн (УВ) через пластинку, зажатую между двумя твердыми полупространствами, в зависимости от соотношения упругих констант материалов, составляющих такую слоистую структуру, и фазовой толщины пластинки $\varphi = Kd$ ($K = 2\pi/\lambda$ - волновое число, λ - длина волны, d - толщина пластинки), возникают интересные особенности для отраженных и прошедших волн [1]. В частности, при определенных соотношениях вышеуказанных параметров может возникать полное отражение звуковых колебаний, т.е. такая пластинка становится звукоизоляционной.

В данной работе рассматривается нормальное падение продольной и поперечной УВ на слой магнитоакустического материала (МАМ), которым, например, является легкоплоскостной ферромагнетик гематит $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, находящийся в области ориентационного фазового перехода \bar{H}_0 , приложенному в базисной плоскости кристалла xu [2].

На рисунке показаны направления возникающих отраженных и прошедших волн, а также колебания в слое. Для МАМ слоя скорости поперечных и продольных волн запишутся:

$$\tilde{S}_i = S_i (1 - \zeta \cos^2 2\alpha)^{1/2}, \quad (7)$$

$$\tilde{S}_l = S_l(1 - t\zeta \sin^2 2\alpha)^{1/2}, \quad (8)$$

где $S_l = (\mu/\rho)^{1/2}$ и $S_l = [(\lambda + 2\mu)/\rho]^{1/2}$ - скорости неподверженного магнитоупругому (МУ) взаимодействию звука, $t = S_l^2/S_l^2$, ρ - плотность, λ и μ - коэффициенты Ламэ, α - угол между нормалью к пластинке и внешним магнитным полем H_0 , $\zeta = \omega_{me}^2 / \omega_{1S}^2$ - параметр МУ связи, $\omega_{me}^2 = g^2 \cdot 2H_E H_{me}$ - МУ щель в спектре спиновых волн, $\omega_{1S}^2 = \theta_N^2 (aK)^2 + g^2 [H_0(H_0 + H_D) + 2H_E H_{me}]$ - закон дисперсии нижней ветви спиновых волн, θ_N - приведенная температура Нееля, a - параметр кристаллической решетки, H_E , H_D , H_{ml} - эффективные поля обмена, Дзялошинского-Мория, магнитострикции.

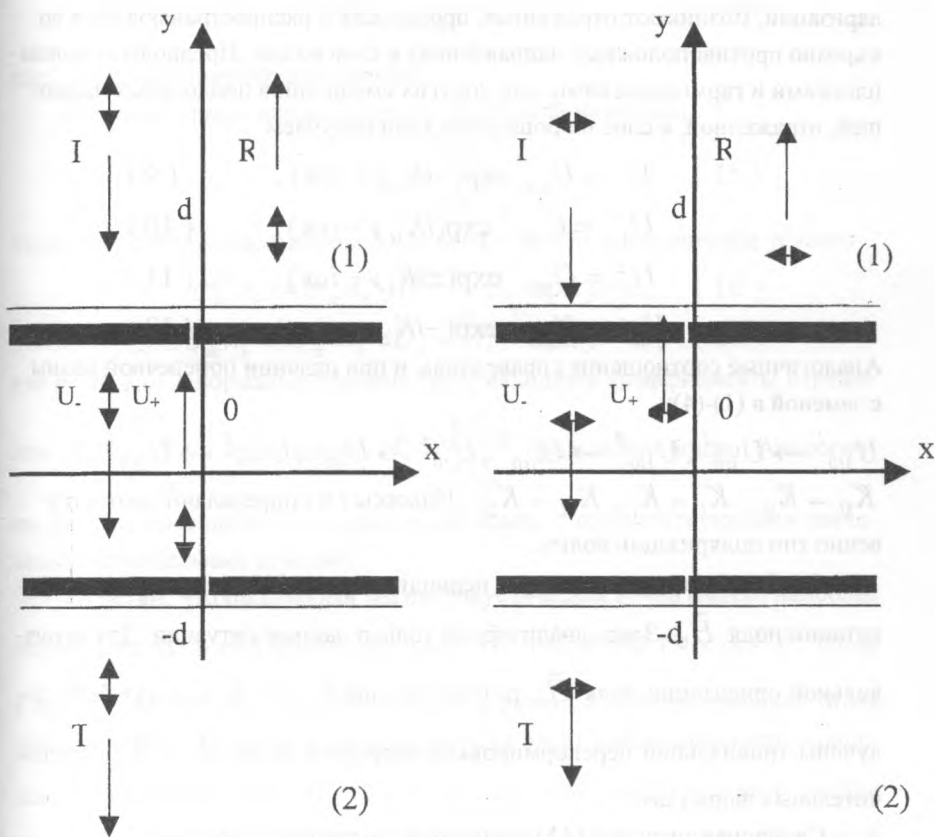


Рис. Нормальное распространение продольных (а) и поперечных (б) акустических волн в слоистой структуре.

При нормальном падении упругой волны не происходит изменения ее поляризации. Возникают отраженная, прошедшая и распространяющиеся во взаимно противоположных направлениях в слое волны. Предполагая волны плоскими и гармоническими, для упругих смещений в продольных падающей, отраженной, в слое и прошедшей волн получаем

$$U_1^I = U_{110}^I \exp(-iK_{1l}y - i\omega t), \quad (9)$$

$$U_1^R = U_{110}^R \exp(iK_{1l}y - i\omega t), \quad (10)$$

$$U_{10}^\pm = U_{110}^\pm \exp(\pm iK_{1l}y - i\omega t), \quad (11)$$

$$U_2^T = U_{110}^T \exp(-iK_{2l}y - i\omega t). \quad (12)$$

Аналогичные соотношения справедливы и при падении поперечной волны с заменой в (1)-(4):

$$U_{110}^I \rightarrow U_{1t0}^I, U_{110}^R \rightarrow U_{1t0}^R, U_{10}^\pm \rightarrow U_{1t0}^\pm, U_{210}^T \rightarrow U_{2t0}^T,$$

$K_{1l} \rightarrow K_{1t}, K_l \rightarrow K_t, K_{2l} \rightarrow K_{2t}$. Индексы l и t определяют соответственно тип поляризации волны.

Особенности проявляются с периодичностью 90° при изменении ориентации поля \vec{H}_0 . Здесь анализируем только данные ситуации. Для произвольной ориентации поля \vec{H}_0 результаты для R_l, T_l и R_t, T_t могут быть получены тривиальной перенормировкой скоростей звука \vec{S}_l и \vec{S}_t в заключительных формулах.

Свободная энергия МАМ запишется следующим образом [2]:

$$F_y = \frac{1}{2} \lambda U_{ii}^2 + \mu U_{ik}^2 - 2\mu\xi U_{xy}^2 \quad (13)$$

Для материалов 1 и 2 слоистой структуры справедливо выражение (7) без третьего слагаемого с собственными материальными константами. Из формулы (7) рассчитываются упругие напряжения:

$$\sigma_{ik} = \frac{\partial F_y}{\partial U_{ik}}, \quad (14)$$

где U_{ik} - тензор упругих деформаций.

Волновое уравнение для упругих колебаний имеет вид:

$$\rho \ddot{U}_i = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} \quad (15)$$

Решая его для трех рассматриваемых сред и используя граничные условия

$$\sigma_{ik}^{(1)} n_k = \sigma_{ik} n_k, U_i^{(1)} = U_i \text{ при } y=d, \quad (16)$$

$$\sigma_{ik} n_k = \sigma_{ik}^{(2)} n_k, U_i = U_i^{(2)} \text{ при } y=-d, \quad (17)$$

где $n_k=(0;1;0)$ – нормаль к границе сред, находятся коэффициенты отраже-

ния $R_l = \frac{U_{110}^R}{U_{110}^I}$ и прохождения $T_l = \frac{U_{210}^T}{U_{110}^I}$ продольной волны. Аналогич-

но расчеты проводятся для поперечной волны с соответствующими значениями материальных констант.

Отметим, что продольная магнитоакустическая волна (МАВ) наиболее подвержена МУВ при ориентации поля \vec{H}_0 под углом 45° к оси \vec{y} . Тогда в выражении (2) $\sin^2 2\alpha$ обращается в единицу. Для поперечных МАВ максимальный эффект изменения скорости звука наблюдается при совпадении ориентации поля \vec{H}_0 и оси \vec{y} . При этом вышеуказанные коэффициенты отражения R_l и прохождения T_l продольной волны в такой слоистой структуре получаем:

$$R_l = \frac{(z_{1l} - z_{2l})\tilde{z}_l + itg2\Psi_l(z_{1l}z_{2l} - \tilde{z}_l^2)}{(z_{1l} + z_{2l})\tilde{z}_l + itg2\Psi_l(z_{1l}z_{2l} + \tilde{z}_l^2)}, \quad (18)$$

$$T_l = -\frac{2z_{1l}\tilde{z}_l e^{-i\Psi_{2l}}}{\cos 2\Psi_l(z_{1l} + z_{2l})\tilde{z}_l + i \sin 2\Psi_l(z_{1l}z_{2l} + \tilde{z}_l^2)}, \quad (19)$$

8. Современные проблемы электроники и автоматики

где $z_{11} = \rho \dots \bullet S \dots$ - акустический импеданс, $2\Psi_l = 2K_l d$ - фазовая толщина пластинки.

Для коэффициентов отражения R_l и прохождения T_l поперечной волны справедливы соотношения (12) и (13) с заменой $z_{1l}, z_l, z_{2l} \rightarrow z_{1l}, z_l, z_{2l}$ и $\Psi_l \rightarrow \Psi_l = K_l d$. Отметим, что коэффициенты R и T согласно (12), (13) являются комплексными: $R = |R| e^{i\varphi_R}$ и $T = |T| e^{i\varphi_T}$, где модули R и T определяют амплитудно-частотные характеристики при отражении и прохождении, а фазы φ_R и φ_T - фазо-частотные характеристики.

Если в (12), (13) Ψ_l соответственно равны $\pi/4$ или $\pi/2$, то о слое МАМ можно говорить как о четвертьволновой или полуволновой пластинке. Тогда из (12), (13) получим:

$$R_l(2\Psi_l = \pi/2) = \frac{z_{1l} z_{2l} - \tilde{z}_l^2}{z_{1l} z_{2l} + \tilde{z}_l^2}, \quad (12')$$

$$|T_l|(2\Psi_l = \pi/2) = \frac{2z_{1l} \tilde{z}_l}{z_{1l} z_{2l} + \tilde{z}_l^2}, \quad (13')$$

$$R_l(2\Psi_l = \pi) = \frac{z_{1l} - z_{2l}}{z_{1l} + z_{2l}}, \quad (12'')$$

$$T_l(2\Psi_l = \pi) = -\frac{2z_{1l}}{z_{1l} + z_{2l}}, \quad (13'')$$

Откуда видно, что для четвертьволновой пластинки с импедансом $z_l = \sqrt{z_{1l} z_{2l}}$ полностью отсутствует отражение и получается полное прохождение звука через нее, а для полуволновой пластинки отражение и прохождение волны идентично случаю прохождению ею границы двух сред (влияние пластинки согласно 12', 12'' полностью отсутствует). Так как в соотношениях (10), (11) акустический импеданс \tilde{z} зависит в конечном итоге от внешнего магнитного поля, то такие пластинки становятся управляемыми с помощью поля интенсивностью отраженных либо прошедших

волн и могут использоваться в функциональных устройствах твердотельной акустозлектроники.

Литература

1. Л.Ф.Лепендин. Акустика/ М.: Высшая школа. 1978. с.448.
2. Ю.А.Кузавко, В.Г.Шавров. Отражение магнитоакустических волн в окрестности спиновой переориентации// Акустический журнал. 1993. Т.39. №6. С.1088-1092.

УДК 681.325

ОПТИМИЗАЦИЯ РАСТРОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ ОПТОЭЛЕКТРОННОГО ДАТЧИКА ДЛЯ КОММУТАЦИИ БЕСКОЛЛЕКТОРНОГО ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ

Бусел Н.П.

Могилевский машиностроительный институт

При формировании квадратурных гармонических сигналов в оптоэлектронных датчиках для коммутации бесколлекторных электродвигателей воспользуемся растровым сопряжением из модулятора с радиальными штрихами и неподвижной маски со считывающим окном ступенчатой формы, обеспечивающем кусочно-линейную аппроксимацию задаваемой гармонической функции. Для оптимизации конструктивных параметров такого растрового сопряжения примем за основу число периодов p формируемого гармонического сигнала и ширину b площадки фотоприемника, после чего обратимся к геометрической интерпретации задачи, представленной на рисунке 1.