[12] *Афанасьев А. М., Имамов Р. М., Мухамеджанов Э. Х.* и др. ДАН СССР, 1986, т. 289, № 2, с. 341—344.
[13] *Afanas'ev A. M., Imamov R. M., Mukhamedzhanov E. Kh.* et al. Phys. Stat. Sol. (a), 1986, v. 98, N 2, p. 367—375.
[14] *Freeman A. J.* Acta Cryst., 1959, v. 12, N 4, p. 929—936.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Поступило в Редакцию
14 сентября 1987 г.

УДК 538.534.001 *Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988*

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОБЪЕМНОЙ И ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН СО СВЯЗАННОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ВДОЛЬ ЗАЗОРА МЕЖДУ ФЕРРОМАГНЕТИКАМИ

В. В. Филиппов, О. В. Ян

Как показано в [1], взаимодействие через границу двух ферромагнетиков распространяющихся в них слабозатухающих возбуждений может приводить к возникновению нового типа колебаний — связанных (гибридных) волн (СВ). В частности, в [1] рассмотрены связанные магнитостатические волны (МСВ) типа Дэймона—Эшбаха. При наличии магнитоупругой связи вдоль зазора могут распространяться связанные поверхностные акустические (магнитоупругие) волны (ПАВ) [2].

Ниже мы рассмотрим эффекты, обусловленные резонансным взаимодействием объемных акустических волн (ОАВ) и ПАВ со связанными МСВ в зазоре.

Для анализа связанных волн воспользуемся подходом, изложенным в [3], когда дисперсионное уравнение

$$r_1 r_2 \exp(-2kh) = 1 \tag{1}$$

и распределение потенциала магнитного поля в зазоре

$$\Psi_{+(-)} \sim \mathrm{ch}\, A \ (\mathrm{sh}\, A), \quad A = \frac{1}{2}\left[k(h-2x) - \frac{1}{2}\ln r_2/r_1\right]$$

выражаются через коэффициенты отражения $r_{1,\,2}$ неоднородной магнитостатической волны, падающей из зазора на границу с первым (в области $x<0$) и вторым (в области $x>h$; h — ширина зазора) ферромагнетиками; ось y совпадает с направлением распространения поверхностной волны, $k \equiv k_y$. В пренебрежении неоднородным обменным взаимодействием выражение для $r_{1,\,2}$ находится из стандартной системы граничных условий для магнитных и механических величин. Считая, что каждый кристалл, представляющий собой кубический ферромагнетик (оси 4-го порядка совмещены с осями системы координат; магнитной анизотропией пренебрегаем), намагничен до насыщения магнитным полем H||z, и рассматривая поперечные волны, в которых вектор упругого смещения параллелен H, найдем

$$r_{1,\,2} = r_\pm = \frac{\varkappa - [1-(k_t/k)^2]^{1/2}}{\varkappa B_\pm + 2(\Omega_{\text{ПМСВ}} \mp \Omega)[1-(k_t/k)^2]^{1/2}}, \tag{2}$$

где $k_t = \omega/v_t$, $v_t = (\bar{c}_{44}/\rho)^{1/2}$ — волновое число и скорость ОАВ; $\varkappa = 1 - c_{44}/\bar{c}_{44}$; $\bar{c}_{44} = c_{44} + \gamma b_2^2 \Omega_H/[M\omega_m(\Omega^2-\Omega_0^2)]$; $\Omega_0 = [\Omega_H(\Omega_H+1)]^{1/2}$; $\Omega_{\text{ПМСВ}} = \Omega_H + 1/2$ — нормированная на $\omega_m = 4\pi\gamma M$ частота поверхностной МСВ; $\Omega = \omega/\omega_m$; $\Omega_H = \gamma H/\omega_m$; $B_\pm = -(2/\Omega_H)(\Omega \mp \Omega_+)(\Omega \pm \Omega_-)$; $\Omega_\pm = (\Omega_H/2)([1-2/\Omega_H]^{1/2} \pm 1)$; M, b_2, c_{44} — намагниченность насыщения, константа магнитоупругой связи и упругая постоянная кристалла; $\gamma > 0$ — гиромагнитное отношение. В (2) верхний (нижний) знак соответствует правой (левой) тройке векторов, которую образуют направления распространения волны, поля H и внешней нормали к границе. Коэффициенты $r_{1,\,2}$ — функции Ω и k, причем (1) имеет решения, если $k > k_t$ при условии $r_1 r_2 \geqslant 1$. Ниже ограничимся случаем противоположно намагниченных одинаковых ферромагнетиков, когда $r_1 = r_2 = r_+$ и (1) принимает вид $r \exp(-kh) = \pm 1$.

Когда $b_2=0$, то из (1), (2) следует дисперсионное уравнение для связанных МСВ [1]. При этом полюс r_+ определяет частоту ПМСВ. Для $\Omega > \Omega_{\text{ПМСВ}}$ имеем $r_+ > 0$, и (1) описывает ветвь с симметричным распределением потенциала в зазоре ($\Psi_+ \sim \operatorname{ch} A$). Она лежит в области спектра вытекающих обменных спиновых волн. Далее эта ветвь не рассматривается. Вторая, низкочастотная, ветвь, для которой

$$D = \Omega - \Omega_{\text{ПМСВ}} + \frac{1}{2}\exp(-kh) = 0, \tag{3}$$

лежит в области $\Omega_H < \Omega < \Omega_{\text{ПМСВ}}$, где $r_+ < 0$, т. е. распределение $\Psi_+(x)$ в зазоре антисимметрично относительно плоскости $x=h/2$.

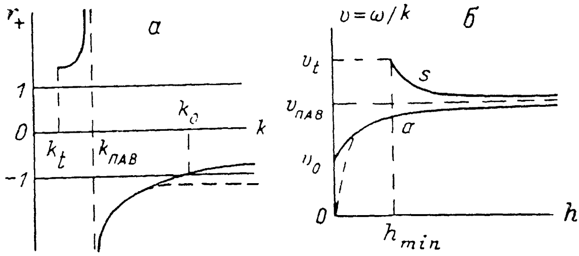

Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения r_+ от k в области $\Omega < \Omega_+$ (пунктир — без учета неоднородного обменного взаимодействия) (a) и две ветви зависимости фазовой скорости связанных ПАВ от h с симметричным (s) и антисимметричным (a) распределением потенциала магнитного поля в зазоре ($б$).

ПАВ в результате взаимодействия через зазор расщепляется на две: медленную с симметричным (s) распределением потенциала $\Psi(x)$ в зазоре и быструю — с антисимметричным (a) распределением $\Psi(x)$ в зазоре. Оба решения для возникающих связанных ПАВ нетрудно исследовать, анализируя r_+.

На рис. 1 показаны типичная зависимость r_+ от k при фиксированной Ω (выбран диапазон $0 < \Omega < \Omega_0$) (a) и возникающие две ветви связанных ПАВ ($б$). Варьируя Ω как параметр, получим смещение характерных точек кривых рис. 1 вплоть до исчезновения одной из ветвей. Отметим, что при $h=0$ для частот $\Omega \geqslant \Omega_H$ значение фазовой скорости для a ветви мало и определяется обменным взаимодействием (в безобменном приближении равно нулю).

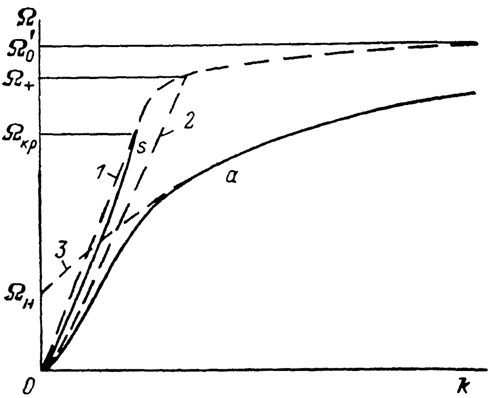

Рис. 2. Дисперсионные зависимости для s и a ветвей связанных волн.

1 — объемная магнитоупругая волна, *2* — поверхностная магнитоупругая волна, *3* — связанная МСВ. $\Omega_0' = (\Omega_0^2 - \gamma b_2^2 \Omega_H/(M\omega_m c_{44}))^{1/2}$.

Дисперсионные зависимости для ПАВ, связанных МСВ, а также для ОАВ показаны пунктиром на рис. 2. Представляют интерес точки пересечения дисперсионных кривых этих волн, вблизи которых должны иметь место эффекты резонансного взаимодействия. Рассмотрим их. Для a ветви связанных ПАВ уравнение (1) представим в виде

$$D\tilde{D} = \varkappa/2 \cdot (1 - B_+/[2(\Omega - \Omega_{\text{ПМСВ}})]) \exp(-kh),$$

где через D, $\tilde{D}$ обозначены дисперсионные уравнения для невзаимодействующих связанных МСВ (3) и ПАВ на свободной границе ферромагнетика [4, 5]; $\varkappa \sim \gamma b_2^2/(M\omega_m c_{44})$ — малый параметр. Обычным образом можно найти его приближенные решения. Вблизи резонанса расталкивание ветвей приводит к исчезновению одной из них (она попадает в область вытекающих волн). Вторая описывает связанную магнитоупругую волну, распространяющуюся вдоль зазора. Ниже частоты резонанса Ω_p она носит в основном упругий характер. Ее фазовая v и групповая $v_{\text{гр}}$ скорости $\sim \Omega(k_t)\,\omega_m/k_t$. Выше частоты Ω_p происходит ее резкая перестройка с резонансным возрастанием энергии колебаний магнитной подсистемы. При этом значительно уменьшается групповая скорость связанной волны.

S ветвь связанных ПАВ не взаимодействует с МСВ и при некоторой частоте $\Omega_{\text{кр}}$, зависящей от h, исчезает (рис. 1). Резонансное взаимодействие между связанными МСВ и объемными акустическими волнами реализуется при падении ОАВ (с вектором смещения, перпендикулярным плоскости падения) на воздушный зазор, разделяющий два ферромагнетика. Решая систему граничных условий для рассматриваемой задачи, для коэффициента прохождения $T = U_1/U_0$ (U_0, U_1 — амплитуды падающей и прошедшей зазор волн) находим

$$T = \frac{ib_{\mp}^2}{\pi M^2 \bar{c}_{44}} \frac{\operatorname{tg}\theta e^{-kh}}{(a_+ + i\varkappa b_- \operatorname{tg}\theta)(a_- + i\varkappa b_+ \operatorname{tg}\theta)}, \tag{4}$$

где θ — угол падения, $a_\pm = 2(\Omega_{\text{ПМСВ}} - \Omega) \pm e^{-kh}$, $b_\pm = B_+ \pm e^{-kh}$. Можно показать, что квадрат модуля коэффициента прохождения $|T|^2$ принимает свое экстремальное максимальное значение, равное 1 (полное просачивание упругой волны), для всех ω, θ, удовлетворяющих соотношению

$$4(\Omega_{\text{ПМСВ}} - \Omega)^2 - e^{-2kh} + \varkappa^2 \operatorname{tg}^2\theta (B_{\mp}^2 - e^{-2kh}) = 0, \tag{5}$$

которое определяет условие резонансного взаимодействия между падающей под углом θ ОАВ и связанной поверхностной МСВ, распространяющейся вдоль зазора. Последний член в (5) учитывает влияние магнитоупругого взаимодействия; при $\varkappa = 0$ (5) совпадает с дисперсионным уравнением для связанных МСВ (3). Поэтому условие полного просачивания является резонансным и реализуется вблизи дисперсионной кривой (3).

Эффект полного просачивания может осуществляться для любых углов падения из интервала $[0, \pi/2]$ (например, для $\theta = 5°$ полное просачивание для кристалла железо-иттриевого граната с $4\pi M = 300$ Гс может реализовываться при $f = \omega/2\pi = 0.63$ ГГц, $H = 100$ Э, $h = 2 \times 10^{-2}$ мм).

Рассмотренные эффекты обязаны существованию связанных МСВ на границе двух разделенных зазором ферромагнетиков [1] и в этом отношении не имеют аналога в акустике пьезоэлектриков [6].

Литература

[1] *Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е.* — ФТТ, 1979, т. 21, № 5, с. 1549—1551.
[2] *Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я., Рапопорт Ю. Г.* УФЖ, 1983, т. 28, № 10, с. 1527—1530.
[3] *Филиппов В. В.* Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 12, с. 737—740.
[4] *Parekh J. P.* Electron. Lett., 1969, v. 5, № 21, p. 540—541.
[5] *Matthews H., van de Vaart H.* Appl. Phys. Lett., 1969, v. 15, № 11, p. 373—375.
[6] *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 237 с.

Институт физики АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
22 сентября 1987 г.

УДК 537.533.3 *Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988*

ЧАСТОТНО-КОНТРАСТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КАТОДНОЙ ЛИНЗЫ

Т. С. Гробова, Е. М. Якушев

Катодные линзы находят широкое применение в различного рода электронных приборах — электронно-оптических преобразователях, эмиссионных электронных микроскопах и т. п., — предназначенных для получения изображений поверхности катода. В связи с этим значительный интерес представляет исследование частотно-контрастной характеристики (ЧКХ) этих линз.

Расчет ЧКХ обычно производится путем вычисления в плоскости экрана катодной линзы $z = \text{const}$ нормированной функции $h(r, z)$ рассеяния электронов, эмиттированных точечным объектом, и преобразования Фурье—Бесселя этой функции

$$T(\omega, z) = 2\pi \int_0^\infty hrJ_0(\omega r)\, dr. \tag{1}$$

Здесь J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, r — отклонение электронов от главной оптической оси z линзы, ω — пространственная частота.