

01

© 1990 г.

ПОПЕРЕЧНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ СЛОЕМ

И. А. Кайбичев

Исследованы характеристики поверхностных магнитоупругих волн системы металлический слой—ферромагнитное полупространство с учетом реального изменения механических граничных условий вследствие поверхностной металлизации ферромагнетика. Общим решением такой задачи являются магнитоупругие волны Лява, которые в частном случае бесконечно тонкой металлической пленки переходят в хорошо известные поверхностные магнитоупругие волны типа Гуляева—Блюстейна. Кроме этого, рассмотрен другой предельный случай распространения поверхностных магнитоупругих волн вдоль границы раздела ферромагнитной и металлической сред. Наиболее интересный результат — возможность существования нового варианта поверхностных магнитоупругих волн в системе металлический слой—ферромагнитное полупространство. Законы дисперсии и распределение механических смещений в такой волне качественно отличны от аналогичных характеристик для магнитоупругих волн Лява.

Поперечные поверхностные магнитоупругие волны (ПМУВ) на протяжении многих лет являются объектом детального изучения [1-4]. В литературе известно значительное изменение спектра поверхностных магнитоупругих [5] и магнитоупругих [6] волн при поверхностной металлизации ферромагнетика.

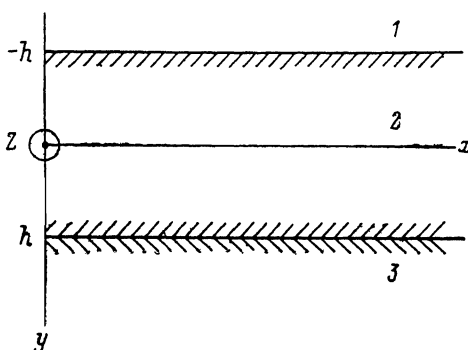


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой в работе задачи.

1 — вакуум, 2 — металлический слой, 3 — ферромагнетик. Постоянное магнитное поле H ориентировано по оси Z , ПМУВ распространяется вдоль оси X .

Металлическая пленка при этом традиционно предполагается [6, 7] бесконечно проводящей и бесконечно тонкой в такой степени, что она не изменяет механических граничных условий на поверхности ферромагнетика. Цель предлагаемой работы — исследование характеристик ПМУВ системы ферромагнитное полупространство—металлический слой со свободной внешней границей (рис. 1) с учетом реальных механических граничных условий на границе металл—ферромагнетик. В такой системе, кроме хорошо известных ПМУВ типа Гуляева—Блюстейна [1-4] и Лява [8-10], на наш взгляд, могут существовать дополнительные моды с новыми дисперсионными характеристиками.

Дисперсионное соотношение ПМУВ системы ферромагнитное полупространство—металлический слой

Распространение ПМУВ описывают [1-4] системой уравнений теории упругости, Максвелла и Ландау—Лифшица в форме, предложенной Гильбертом. Без учета эффектов магнитной анизотропии, в безобменном и магнитостатическом приближениях она эквивалентна системе

$$\Delta \Psi_j = 0, \quad \Delta u_{xj} + u_{xj} \eta_j (\bar{\omega}^2) \left(\frac{\omega}{v_{tj}} \right)^2 = 0. \quad (1)$$

Здесь u_{xj} — компонента вектора механического смещения в металлическом слое ($j=2$) и ферромагнитном полупространстве ($j=3$); v_{tj} — скорости поперечного объемного звука в данных средах;

$$\Phi_j = \Psi_j - 4\pi\gamma b u_{xj} \frac{\delta_{j3} \omega_H}{\omega_H \omega_B - \bar{\omega}^2}$$

— магнитный скалярный потенциал, определяющий размагничивающие поля $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ — оператор Лапласа; γ — гиромангнитное отношение; b — постоянная магнитоупругой связи, $\omega_H = \gamma H$; $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, M_0 — намагниченность насыщения; $\omega_B = \omega_H + \omega_M$; $\bar{\omega} = \omega + i/\tau$, τ — время поперечной спиновой релаксации;

$$\eta_j(\bar{\omega}^2) = \left\{ 1 - \frac{\xi \delta_{j3} \omega_H^2}{\omega_H \omega_B - \bar{\omega}^2} \right\}^{-1}$$

— акустический аналог комплексного показателя преломления рассеивающей среды;

$$\xi = \frac{\gamma b^2}{\rho_3 v_{t3}^2 M_0 \omega_H}$$

— безразмерный параметр магнетомеханической связи (ρ_3 — плотность ферромагнетика).

Для вакуума ($y \leq -h$) магнитный скалярный потенциал Φ_1 удовлетворяет уравнению

$$\Delta \Phi_1 = 0. \quad (2)$$

Решение уравнений (1), (2) предполагаем в форме поверхностной волны в вакууме

$$\Phi_1 = \Psi_{01} \exp[|k|(y+h)], \quad (3a)$$

для металлического слоя

$$\begin{aligned} u_{x2} &= u_{02} \{A \cos \alpha_2 y + B \sin \alpha_2 y\}, \\ \Phi_2 &= \Psi_{02} \{C \exp(|k|y) + D \exp(-|k|y)\}, \end{aligned} \quad (3b)$$

в ферромагнетике

$$u_{x3} = u_{03} \exp[-\alpha_3(y-h)],$$

$$\Phi_3 = \Psi_{03} \exp[-|k|(y-h)] - u_{03} \exp[-\alpha_3(y-h)] \frac{4\pi\gamma b \omega_H}{\omega_H \omega_B - \bar{\omega}^2} \quad (3в)$$

(зависимость от $\exp[ikx - i\omega t]$ опущена для сокращения записи).

Параметр α_j в (3) определяет характер распределения механических смещений в слое и полупространстве

$$\alpha_j = |k| \begin{cases} \left[\left(\frac{\omega}{v_{t2}k} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, & j=2, \\ \left[1 - \eta_3(\bar{\omega}^2) \left(\frac{\omega}{v_{t3}k} \right)^2 \right]^{1/2}, & j=3. \end{cases} \quad (4)$$

Заметим, что поверхностные волны могут существовать только при выполнении условия $\operatorname{Re}(k^2, \alpha_3) > 0$.

Решения (3) должны удовлетворять граничным условиям нашей задачи. Последние сводятся к равенству нулю нормальной компоненты вектора магнитной индукции на плоскости контакта металл—ферромагнетик, а также к непрерывности тангенциальных компонент вектора механических смещений и тензора механических напряжений. На внешней поверхности металлической пленки ($y = -h$) также отсутствуют тангенциальные компоненты напряжений. В результате получаем дисперсионное соотношение поперечных ПМУВ в ферромагнетике с внешним металлическим слоем

$$\mu_2 \alpha_2 \operatorname{tg} 2\alpha_2 h - \mu_3 \alpha_3 \eta_3^{-1} (\bar{\omega}^2) - \mu_3 \frac{\xi \omega_H \bar{\omega} k}{\omega_H^2 - \bar{\omega}^2} \times \frac{\omega_H + \sigma \bar{\omega}}{\omega_B + \sigma \bar{\omega}} = 0, \quad \sigma = \operatorname{sgn}(k). \quad (5)$$

Здесь μ_j — модули сдвига, $\omega_H = \sqrt{\omega_H \omega_B}$ — частота объемных магнитостатических волн, а ω_B — известный высокочастотный предел спектра поверхностных магнитостатических мод Дэймона—Эшбаха на металлизированной грани ферромагнетика [5]. В литературе известно два возможных типа решений соотношения (5). При $h \rightarrow 0$ это ПМУВ типа Гуляева—Блюстейна на металлизированной грани ферромагнетика [6, 10], в более общем случае $h \neq 0$ существуют ПМУВ Лява [8–10].

ПМУВ на границе раздела ферромагнитной и металлической сред

В пределе $h \rightarrow \infty$ в дисперсионном соотношении (5) полагаем $\alpha_2 = i\bar{\alpha}_2$, тогда $\operatorname{tg}(i2\alpha_2 h) = i \operatorname{th}(2\bar{\alpha}_2 h) = i$. При отсутствии внешнего магнитного поля характер решений зависит от соотношения механических параметров двух сред. В случае их равенства возможны решения

$$\omega = v_t |k| \left[1 - \frac{1}{8} \left(\frac{\varkappa}{\omega_M + v_t k + i\sigma/\tau} \right)^2 \right] \quad (6a)$$

— ветвь типа упругой ($v_t = v_{t2} = v_{t3}$),

$$\omega = \bar{\omega}_M + \frac{1}{2} \varkappa \left[1 - \left(\frac{\bar{\omega}_M}{v_t k} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (6b)$$

— кривая типа магнитостатической поверхностной [5, 6, 10], где $\bar{\omega}_M = \omega_M - i/\tau$, а $\varkappa = \zeta \Delta_H$ — величина размерности частоты, характеризует магнитоупругое взаимодействие.

От ПМУВ типа Гуляева—Блюстейна на металлизированной грани ферромагнетика [6, 10] данные решения (6) отличаются только фазовой скоростью волны в пределе $k \rightarrow 0$ и асимптотикой ветви для направления $\sigma = -1$ (рис. 2, а). При различии механических параметров двух сред возможны только решения магнитостатического типа

$$\omega = \bar{\omega}_M + \varkappa [\beta_3^{1/2} + Q\beta_2^{1/2}]^{-1}, \quad (7)$$

где $\beta_j = 1 - (\bar{\omega}_M/v_{tj}k)^2$, а $Q = \mu_2/\mu_3$.

Такая ПМУВ является однонаправленной ($\sigma = -1$), существует только в интервале частот $[\omega_{кр}, \omega_B^*]$, где

$$\omega_{кр} = \bar{\omega}_M + \varkappa \begin{cases} e^{-1/2}, & v_{t2} < v_{t3}, \\ Q^{-1} L^{-1/2}, & v_{t2} > v_{t3}, \end{cases} \quad (8)$$

здесь $l = 1 - (v_{t2}/v_{t3})^2$, $L = 1 - (v_{t3}/v_{t2})^2$.

Во внешнем магнитном поле существуют решения только магнитостатического происхождения

$$\omega = \bar{\omega}_B + \varkappa \omega_H [Q\beta_2^{1/2} + a^{-1} \sqrt{1 - (1 - \beta_3)a}]^{-1} \quad (9a)$$

— кривая типа поверхностной магнитостатической,

$$\omega = \tilde{\omega}_V \left[1 - \frac{\xi \omega_H^2}{2\omega_V \tilde{\omega}_V} \left\{ 1 + c \left[1 - \frac{2\xi \omega_H}{\omega_B + \sigma \omega_V} d \right] \right\} \right] \quad (96)$$

— магнитостатическая объемная ветвь, приобретающая при учете магнитоотрицательности характер ПМУВ, здесь $\tilde{\omega}_V = \omega_V - i/\tau$,

$$\begin{aligned} a &= \omega_B \omega_M [\omega_B \omega_M + \xi \omega_H^2]^{-1}, \\ c &= [1 + Qx_2^{1/2}]^2 \times [x_3 - Q^2 x_2]^{-1}, \\ d &= [x_3 + Qx_2^{1/2}] [1 + Qx_2^{1/2}]^{-1} \times [x_3 - Q^2 x_2]^{-1}, \\ x_j &= 1 - \left(\frac{\tilde{\omega}_V}{v_{tj} k} \right)^2, \quad \beta_j = 1 - \left(\frac{\tilde{\omega}_B}{v_{tj} k} \right)^2. \end{aligned}$$

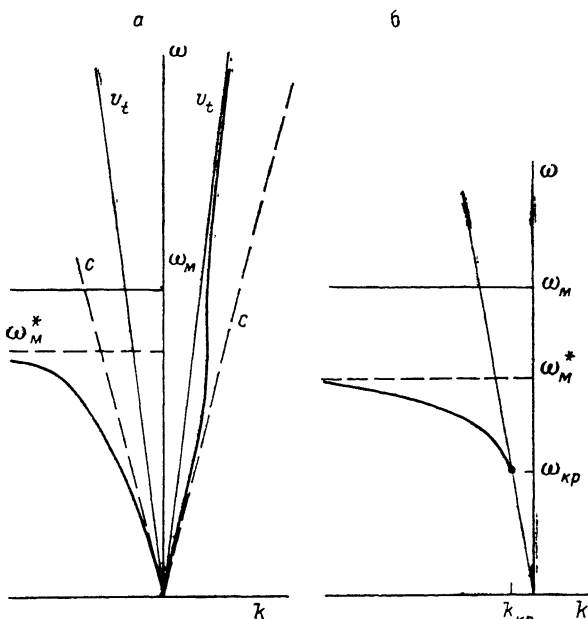


Рис. 2. Кривые дисперсии ПМУВ на границе раздела ферромагнитной и металлической сред при $H=0$.

a — механические параметры сред совпадают, *б* — различны; $\omega_M^* = \omega_M - x [1 + Q]^{-1}$, $k_{кр} = \omega_{кр} / \min(v_{tj})$, $c = v_t [1 - (1/8)(x/\omega_M)^2]$ — фазовая скорость волны в пределе $k \rightarrow 0$. Затуханием здесь и в дальнейшем пренебрегаем.

Ветвь (9а) является однонаправленной ($\sigma = -1$), существует (рис. 3) только в интервале частот $[\omega_{кр}, \omega_B^*]$, где

$$\omega_{кр} = \tilde{\omega}_B + \sigma \xi \omega_H \begin{cases} a [1 - (1 - e) a]^{-1/2}, & v_{t2} < v_{t3}, \\ Q^{-1} L^{-1/2}, & v_{t2} > v_{t3}. \end{cases} \quad (10)$$

Модифицированная магнитостатическая объемная ветвь обладает невзаимным характером, существует (рис. 3) в диапазоне частот между ω_d и $\omega_{кр}^*(\sigma)$, где $\omega_{кр}^*(\sigma)$ определяется формулой (9б) с заменой

$$c \rightarrow \begin{cases} e^{-1} & v_{t2} < v_{t3}, \\ -[1 + QL^{1/2}]^2 \times [Q^2 L]^{-1}, & v_{t2} > v_{t3}, \end{cases} \quad (11a)$$

$$d \rightarrow \begin{cases} 1, & v_{t2} < v_{t3}, \\ -(QL^{1/2} [1 + QL^{1/2}])^{-1}, & v_{t2} > v_{t3}. \end{cases} \quad (11б)$$

Механические смещения в таких ПМУВ сосредоточены вблизи границы раздела ферромагнитной и металлической сред, глубина локализации

$$H_j = |k|^{-1} \beta_j^{-1/2} \left[1 - \frac{1}{2} \xi \omega_H (2\sigma [\bar{\omega}_B W]^{-1} - \omega_{II} \delta_{j3} [\omega_B \omega_H]^{-1}) (1 - \beta_j^{-1}) \right] \quad (12a)$$

для поверхностной «магнитостатической»,

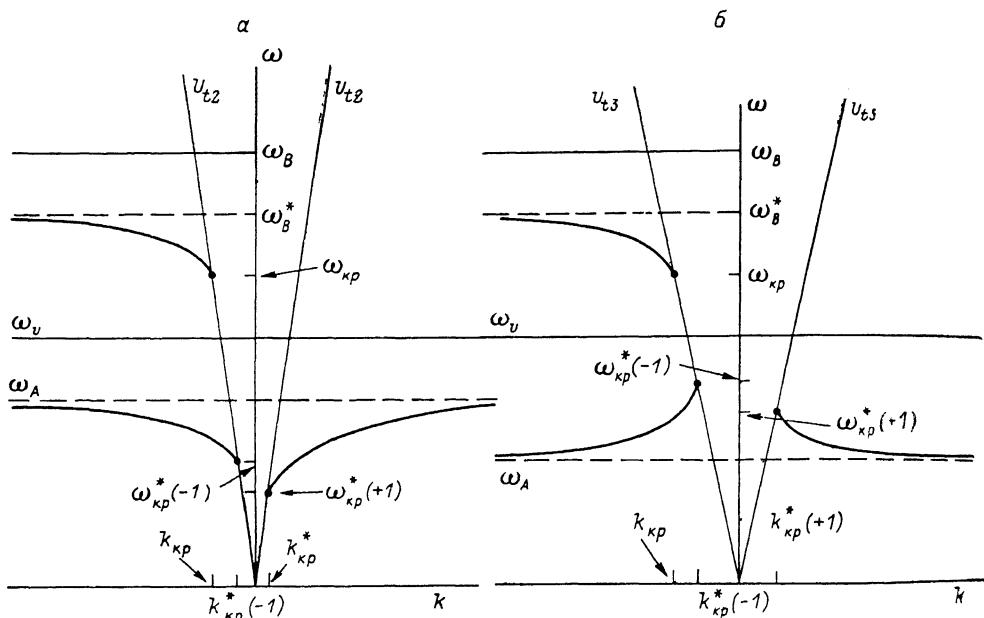


Рис. 3. Дисперсия ПМУВ на границе металл—ферромагнетик при $H \neq 0$.

$a - v_{i2} < v_{i3}$, $b - v_{i2} > v_{i3}$; $\omega_B^* = \omega_B - \xi \omega_H [1 + Q + \xi \omega_H^2 / \omega_B \omega_H]^{-1}$, $\omega_A = [\omega_v^2 - \xi \omega_H^2]^{1/2}$, $k_{kp} = \omega_{kp} / \min(v_{ij})$, $k_{kp}^*(\sigma) = \omega_{kp}^*(\sigma) / \min(v_{ij})$.

$$H_j = |k|^{-1} (\alpha_j - c^{-1} [1 - \alpha_j] \delta_{j3})^{-1/2} \times \left[1 + \frac{\xi \omega_H^2}{2\omega_1 \bar{\omega}_V} \frac{[1+c][1-\alpha_j^{-1}]}{1 - \delta_{j3} \alpha_j^{-1} [1+c]^{-1}} \times \left(1 - \frac{2\omega_V \bar{\omega}_V}{\omega_H [\omega_B + \sigma \bar{\omega}_0]} \times \frac{d}{[1+c]^2} \right) \right] \quad (12b)$$

для «магнитостатической объемной». Здесь $W = Q\beta_j^{1/2} + a^{-1} [1 - (1 - \beta_j) a]^{1/2}$.

ПМУВ на границе раздела ферромагнитной и металлической сред могут оказаться полезными для акустоэлектроники в целях создания фильтров и линий задержки.

ПМУВ Лява

При низких частотах ($\omega < \omega_B$) и в длинноволновом диапазоне ($\lambda \gg 2h$) из (5) вытекает существование мод только одной (нулевой $h=0$) моды ПМУВ Лява

$$\omega = v_{i3} |k| \left[1 + \frac{1}{2} \times \frac{\xi \omega_H^2}{\bar{\omega}_0^2 - \omega_V^2} - 2 \left\{ |k| h e \times \frac{\rho_3}{\rho_2} + \frac{1}{2} \times \frac{\xi \omega_H^2}{\bar{\omega}_0^2 - \omega_V^2} \times \left[1 + \frac{\bar{\omega}_0^2 - \omega_V^2}{\omega_H (\omega_B + \sigma \bar{\omega}_0)} \right]^2 \right\} \right], \quad (13)$$

где $\bar{\omega}_0 = v_{i3} |k| + i/\tau$.

При произвольных толщине металлического слоя и частоте из (5) следует, что вне длинноволновой области существует целая совокупность мод ПМУВ Лява. Они появляются при частотах, превышающих критические,

$$\bar{\omega}_n = \omega_n + \arctg \left(\frac{\rho_3}{\rho_2} e^{-i/\tau} \left[\left(\frac{\xi \omega_H^2}{\bar{\omega}_n^2 - \omega_T^2} \right)^{1/2} - \frac{\xi \omega_H^2}{\bar{\omega}_n^2 - \omega_T^2} \left\{ 1 + \frac{\bar{\omega}_n^2 - \omega_T^2}{\omega_H (\omega_B + \sigma \bar{\omega}_n)} \right\} \right] \right) \frac{v_{i2}}{2h \sqrt{\epsilon}},$$

$$\bar{\omega}_n = \omega_n + i/\tau, \quad (14)$$

где $\omega_n = \pi n v_{i2} / 2h \sqrt{\epsilon}$ — аналогичные величины для упругих волн Лява [11-13].
В коротковолновой области ($\lambda \ll 2h$) из (5) получаем закон дисперсии

$$\omega = v_{i2} |k| \left[1 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\pi \left(n + \frac{1}{2} \right)}{2 |k| h} \right\}^2 (1 - T) \right],$$

$$n + \frac{1}{2} \ll 2 |k| h / \pi, \quad (15)$$

$$T = \frac{Q}{|k| h \sqrt{\epsilon}} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\xi \omega_H^2}{\bar{\omega}_0^2 - \omega_T^2} (1 + e^{-1}) + \frac{\xi \omega_H^2 e^{-1/2}}{\bar{\omega}_0^2 - \omega_T^2} \left\{ 1 + \frac{\bar{\omega}_0^2 - \omega_T^2}{\omega_H (\omega_B + \sigma \bar{\omega}_0)} \right\} \right], \quad \bar{\omega}_0 = v_{i2} |k| + i/\tau.$$

Глубина проникновения механических смещений в ферромагнетик равна

$$H_3 = \begin{cases} k_{i3}^{-1} \left(2k_{i3} h e \frac{\rho_3}{\rho_2} + \frac{\xi \omega_H^2}{\bar{\omega}_0^2 - \omega_T^2} \left[1 + \frac{\bar{\omega}_0^2 - \omega_T^2}{\omega_H (\omega_B + \sigma \bar{\omega}_0)} \right] \right), \\ \lambda \gg 2h, \quad \bar{\omega}_0 = v_{i3} |k| + i/\tau, \\ k_{i2}^{-1} e^{-1/2} \left[1 - \frac{1}{2} (1 - e^{-1}) \left\{ \left[\frac{\pi \left(n + \frac{1}{2} \right)}{2k_{i2} h} \right]^2 \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(1 - T - \frac{\xi \omega_H^2}{\bar{\omega}_0^2 - \omega_T^2} \right) - \frac{\xi \omega_H^2}{\bar{\omega}_0^2 - \omega_T^2} \right\} \right], \\ \lambda \ll 2h, \quad n + \frac{1}{2} \ll 2k_{i2} h / \pi, \\ \bar{\omega}_0 = v_{i2} |k| + i/\tau, \quad k_{ij} = \omega / v_{ij}. \end{cases} \quad (16)$$

Для длинноволнового диапазона волна проникает далеко в глубь ферромагнетика ($H_3 / 2h \gg 1$) и является слабонеоднородной ($H_3 / \lambda \gg 1$). В коротковолновой области ПМУВ локализована вблизи поверхности ферромагнетика ($H_3 / 2h \ll 1$) и сильнонеоднородна ($H_3 / \lambda \sim 1$). Кроме решений упругого типа (13), (15), существуют ветви

$$\omega = \bar{\omega}_B + \sigma \xi \omega_H \left[Q \beta_2^{1/2} \operatorname{th} 2 |k| h \beta_2^{1/2} + \beta_3^{1/2} \left\{ 1 + \frac{1}{2} (1 + \beta_3^{-1}) \xi \omega_H (\omega_B \omega_M)^{-1} \right\} \right]^{-1} \quad (17a)$$

(поверхностная, «магнитоэстатического» типа),

$$\omega = \bar{\omega}_V \left[1 - \xi \omega_H^2 (2\omega_V \bar{\omega}_V)^{-1} \times \left\{ 1 + c(h) \left[1 - 2\xi \omega_H (\omega_B + \sigma \omega_V)^{-1} d(h) \right] \right\} \right] \quad (17b)$$

(«магнитоэстатическая объемная», приобретающая с учетом магнитоэстрикции характер ПМУВ). Здесь

$$c(h) = [1 + \theta(h)]^2 \times [x_3 - \theta^2(h)]^{-1},$$

$$d(h) = [x_3 + \theta(h)] [1 + \theta(h)]^{-1} [x_3 - \theta^2(h)]^{-1},$$

$$\theta(h) = Q x_2^{1/2} \operatorname{th} 2 |k| h x_2^{1/2},$$

$$x_j = 1 - \left(\frac{\bar{\omega}_j}{v_{ij} k} \right)^2.$$

Отметим, что ветвь (17б) существует только при наличии внешнего магнитного поля. Механические смещения в модах (17) проникают в ферромагнетик на глубины

$$H_3 = |k|^{-1} \beta_3^{-1/2} [1 - (1 - \beta_3^{-1}) \{ \sigma \xi \omega_H (\bar{\omega}_B Z)^{-1} + \xi \omega_H^2 (2\omega_B \omega_M)^{-1} \}], \quad (18a)$$

$$H_3 = |k|^{-1} \times [x_3 - c^{-1}(\hbar) \{1 - x_3\}]^{-1/2} \times \left[1 + \frac{\xi \omega_H^2}{2\omega_V \bar{\omega}_V} \frac{[1 + c(\hbar)] [1 - x_3^{-1}]}{1 - x_3^{-1} [1 + c(\hbar)]^{-1}} \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \frac{2\omega_V \bar{\omega}_V}{\omega_H (\omega_B + \sigma \omega_V)} \times \frac{d(\hbar)}{[1 + c(\hbar)]^2} \right) \right], \quad (18б)$$

где $Z = Q \beta_2^{1/2} \operatorname{th} 2|k| h \beta_2^{1/2} + \beta_3^{-1/2} [1 + \xi \omega_H^2 (1 + \beta_3^{-1}) (2\omega_B \omega_M)^{-1}]$.

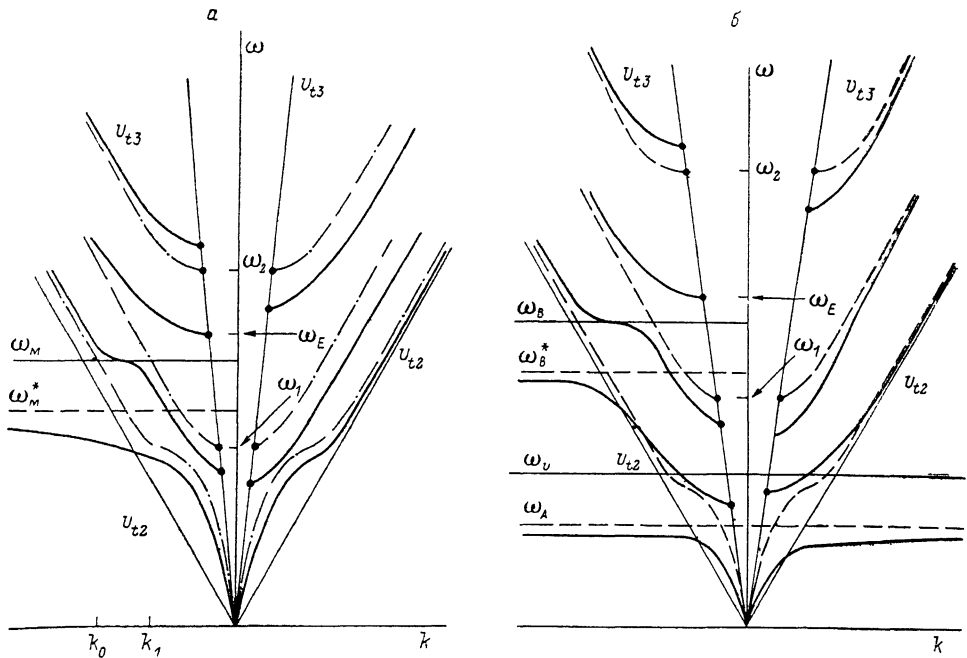


Рис. 4. Дисперсия ПМУВ Лява.

$\alpha - H = 0$, $\beta - H \neq 0$, $\omega_E = \omega_B + \xi \omega_H [Q (v_{13}/v_{12}) e^{1/2} \operatorname{tg} \{2h (\omega_B/v_{12}) e^{1/2}\} - (1 + \xi \omega_H^2/\omega_B \omega_M) (\xi \omega_H^2/\omega_B \omega_M)^{1/2}]^{-1}$,
 $\alpha (k_n, \omega_B)$ — координаты точек «перекрывания» (пересечения) спектров упругих волн Лява (штрихпунктир) и поверхностной магнитостатической моды.

Распределение механических смещений зависит от соотношения волнового вектора k и толщины металлического слоя $2h$. В длинноволновой области $H_3/2h \gg 1$, а для коротковолновой $H_3/2h \ll 1$. Однако $H_3/\lambda \sim 1$ и моды (17) являются сильнонеоднородными.

Кривые дисперсии ПМУВ Лява (рис. 4) обладают невзаимным характером. От результатов исследований [8-10], где слой диэлектрический, имеются отличия: частоты рождения n -моды $\bar{\omega}_n$ зависят от направления распространения, а кривые дисперсии имеют другие асимптотики.

Новый вариант ПМУВ

Впервые возможность существования нового варианта поверхностных акустических волн (ПАВ) горизонтальной поляризации показана в [14-16]. Такие ПАВ являются видоизменением спектра поперечных нормальных волн, своей дисперсией и распределением механических смещений качественно отличны от известных волн Лява [11-13]. Взаимодействие нового варианта ПАВ с поверхностной и объемной магнитостатическими модами может привести к образованию

ранее неизвестных ПМУВ, которые также являются решением дисперсионного соотношения (5). Рассмотрим случай, когда ферромагнитное полупространство (ЖИГ) значительно мягче металлического слоя (вольфрам, молибден, никель; последний, правда, является ферромагнетиком, и результаты наших расчетов не дадут корректного описания в данном случае). Корень уравнения (5) получаем в результате итераций по малому параметру Q^{-1} ($Q = v_{12} | \mu_3$)

$$\omega = \omega_N^* [1 + \delta_N], \quad N = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots \quad (19)$$

Здесь

$$\omega = v_{12} |k| \left[1 + \left(\frac{\pi N}{kh} \right)^2 \right]^{1/2}$$

— спектр поперечных нормальных волн [11-13, 17], а δ_N ($0 < \delta_N < 1$) — его малое видоизменение, связанное с контактом металлического слоя с ферромагнитным полупространством. В линейном приближении по Q^{-1}

$$\delta_N = \begin{cases} \frac{E_0}{4k^2 h Q}, & N = 0, \\ \frac{E_N}{2k^2 h Q} \left(\frac{v_{12} |k|}{\omega_N^*} \right)^2, & N \neq 0, \\ N > \sqrt{|k| h / 2\pi^2 Q} \end{cases} \quad (20)$$

где

$$E_N = |k| \left[1 - \left(\frac{\omega_N^*}{v_{12} k} \right)^2 \left\{ 1 - \frac{\xi \omega_H^2}{(\bar{\omega}_N^*)^2 - \omega_{\dot{\nu}}^2} \right\} \right]^{1/2} - \frac{\xi \omega_H^2 |k|}{(\bar{\omega}_N^*)^2 - \omega_{\dot{\nu}}^2} \left[1 + \frac{(\bar{\omega}_N^*)^2 - \omega_{\dot{\nu}}^2}{\omega_H (\omega_B + \sigma \bar{\omega}_N^*)} \right], \quad \bar{\omega}_N^* = \omega_N + \frac{i}{\tau}.$$

Формулы (19), (20) описывают ПМУВ, распространяющуюся вдоль границы раздела металл—ферромагнетик с фазовой скоростью, несколько большей значения скорости поперечных нормальных волн в металлическом слое. Кроме решений упругого типа (19), существуют магнитостатические ветви (17). Отличие законов дисперсии от известных для волн Лява наиболее ярко проявляется для упругой ветви (19) в длинноволновой и коротковолновой областях

$$\omega = v_{12} |k| \begin{cases} \left[1 + \frac{E_0}{4k^2 h Q} \right], & \lambda \gg 2h, \\ \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi N}{kh} \right)^2 \right] \left[1 + \frac{E_N}{2k^2 h Q} \left(\frac{v_{12} |k|}{\omega_N^*} \right)^2 \right], & \\ \lambda \ll 2h, \quad N < |k| h / \pi, \end{cases} \quad (21)$$

т. е. предельные значения фазовой скорости нового варианта ПМУВ в обеих областях равны скорости поперечного звука в металлическом слое. Для ПМУВ Лява предельные значения фазовых скоростей в данных областях (13), (15) различны. Отличие законов дисперсии нового варианта ПАВ и упругих волн Лява детально показано в [16]. Учет магнитострикции неизбежно приведет к различию дисперсии нового типа ПМУВ и ПМУВ Лява (рис. 5). Кроме того, различаются и распределения механических смещений в данных волнах. При $N=0, 1, 2, \dots$ имеем квазисимметричные (симметричные с точностью до Q^{-1}) ПМУВ

$$\begin{aligned} u_{x2} &= u_0 \cos(\alpha_2 y), \\ u_{x3} &= u_0 \cos(\alpha_2 h) \exp[-\alpha_3 (y - h)], \end{aligned} \quad (22a)$$

а в случае $N=1/2, 3/2, 5/2, \dots$ — квазиантисимметричные

$$\begin{aligned} u_{x2} &= u_0 \sin(\alpha_2 y), \\ u_{x3} &= u_0 \sin(\alpha_2 h) \exp[-\alpha_3 (y - h)]. \end{aligned} \quad (22b)$$

Смещения в новом варианте ПМУВ локализованы в металлическом слое и ферромагнитном полупространстве. В слое они с точностью до членов $\sim Q^{-1}$ такие, как в поперечной нормальной волне, так как для параметра α_2 , определяющего характер распределения смещений в слое, справедлива формула

$$\alpha_2 = \frac{\pi N}{h} + \begin{cases} \left(\frac{E_0}{2Q\hbar}\right)^{1/2}, & N = 0, \\ \frac{E_N}{2\pi N Q}, & N > \sqrt{|k|h/2\pi^2 Q}. \end{cases} \quad (23)$$

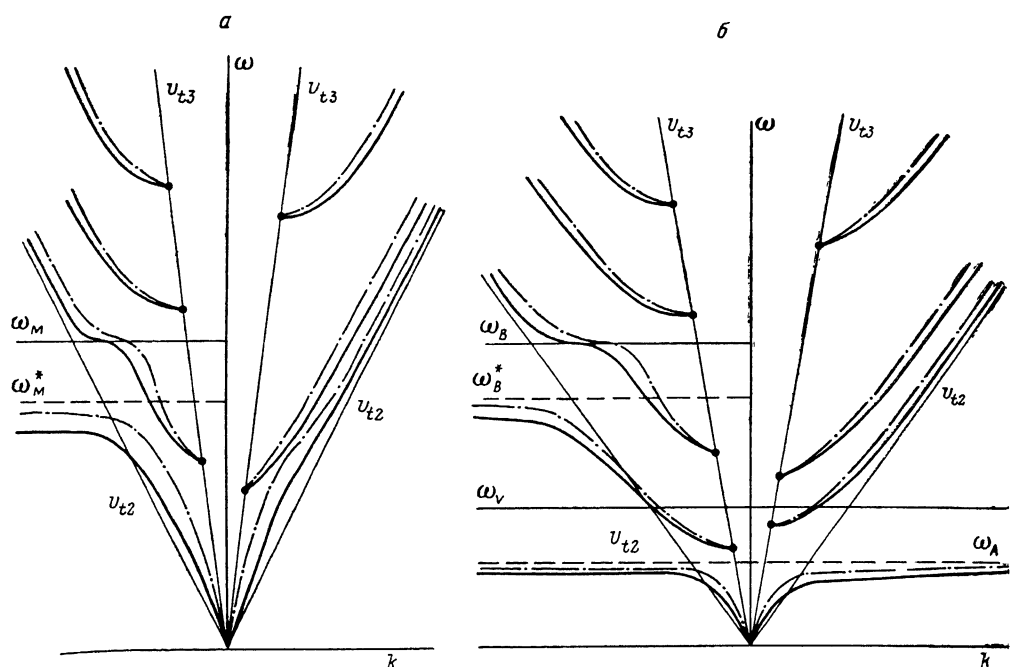


Рис. 5. Кривые дисперсии нового варианта ПМУВ ($N=0, 1/2, 1, \dots$), расположенные ниже ветвей ПМУВ Лява ($n=0, 1, 2, \dots$).

$a - N=0, b - N \neq 0$; сплошные линии — новый вариант ПМУВ, а штрихпунктир — ПМУВ Лява.

В полупространстве смещения спадают экспоненциально, глубина локализации

$$H_3 = |k|^{-1} M_N^{-1/2} [1 + \delta_N (1 + M_N^{-1})] \sim \lambda/2\pi, \quad M_N = 1 - \left(\frac{\bar{\omega}_N^*}{v_{ts} k}\right)^2, \quad (24)$$

т. е. такая волна является сильнонеоднородной при любых соотношениях толщины слоя и длины волны, что качественно отлично от ПМУВ Лява (16). Ввиду того что новый вариант ПМУВ обладает фазовыми скоростями, меньшими, чем хорошо известные ПМУВ Лява, он может оказаться полезным для акустоэлектроники в целях создания фильтров, линий задержки.

Заключение

Таким образом, нами исследованы характеристики ПМУВ на границе раздела металл—ферромагнетик, ПМУВ Лява системы металлический слой—ферромагнитное полупространство. Показана возможность существования нового варианта ПМУВ поперечной поляризации. Ввиду существенного отличия закона дисперсии и характера спада механических смещений в глубь ферромагнетика от аналогичных характеристик ПМУВ Лява исследованная в работе волна является дополнением к классу поперечных поверхностных волн в твердых телах. В акустоэлектронике, как правило, реализуется случай мягкого слоя и жесткого полупространства [11–13], а противоположная ситуация считалась

невозможной. Однако она реализуется для ЖИГ и вольфрама, молибдена. Тогда возможно появление нового варианта ПМУВ.

Благодарим Е. А. Турова за внимание к работе, а М. И. Куркина, В. В. Николаева, Е. М. Когана и А. Б. Золотовицкого за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] Parekh J. P. // Electron. Lett. 1969. Vol. 5. N 14. P. 322—323.
- [2] Parekh J. P. // Electron. Lett. 1969. Vol. 5. N 21. P. 540—541.
- [3] Scott R. Q., Mills D. L. // Phys. Rev. B. 1977. Vol. 15. N 7. P. 3545—3557.
- [4] Velasco V. R. // J. Phys. C. 1985. Vol. 18. N 25. P. 4923—4932.
- [5] Seshadri S. R. // Proc. IEEE. 1970. Vol. 58. N 3. P. 506—507.
- [6] Parekh J. P. // Electron. Lett. 1970. Vol. 6. N 2. P. 47—48.
- [7] Tseng C. C. // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38. N 11. P. 4281—4284.
- [8] Matthews H., van de Vaart H. // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol. 15. N 11. P. 373—375.
- [9] Van de Vaart H., Matthews H. // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol. 16. N 5. P. 222—224.
- [10] Van de Vaart H. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 13. P. 5305—5312.
- [11] Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 288 с.
- [12] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М.: Наука, 1982. 424 с.
- [13] Ewing W. M., Jardetsky W. S., Press F. Elastic Waves in Layered Media. New York: McGraw-Hill, 1957. 380 p.
- [14] Гуляев Ю. В. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. Вып. 1. С. 63—65.
- [15] Bleustein J. L. // Appl. Phys. Lett. 1968. Vol. 13. N 12. P. 412—413.
- [16] Кайбичев И. А., Шапров В. Г. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 14. С. 1299—1304.
- [17] Микер Т., Мейтцлер А. // Физическая акустика. М.: Мир, 1966. Т. 1. Ч. А. С. 140—203.

Институт физики АН СССР
Уральский центр
Свердловск

Поступило в Редакцию
23 января 1989 г.