

УДК 534.2 : 538.11

## ЩЕЛЕВЫЕ МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

И. А. Кайбичев, В. Г. Шавров

Исследованы дисперсионные характеристики чисто сдвиговых связанных магнитоупругих волн, распространяющихся вдоль щели, разделяющей два ферромагнитных полупространства. В безобменном приближении и без учета эффектов запаздывания и магнитной анизотропии получено общее дисперсионное уравнение щелевых мод в ферромагнетиках. Аналитические законы дисперсии щелевых магнитоупругих волн даны для частного случая равенства параметров двух ферромагнитных сред. Установлено существование двух мод, каждая из которых имеет верхнюю и нижнюю ветви дисперсионных кривых. В случае неограниченного увеличения ширины щели рассматриваемые волны распадаются на две поверхностные магнитоупругие волны, распространяющиеся вдоль поверхностей полупространств. При уменьшении ширины щели до нуля щелевые моды трансформируются в чисто сдвиговую поверхностную магнитоупругую волну на скользящей границе раздела двух ферромагнитных кристаллов.

Щелевые магнитоупругие волны в ферромагнетиках относятся к классу поверхностных мод, которые на протяжении многих лет являлись объектом детального изучения. В первых публикациях [1-4] не учитывалась магнитоупругая связь, поэтому ограничивались изучением мод магнитостатического [1, 2] или динамического [3, 4] типов, когда для уравнений Максвелла уже нельзя использовать приближение магнитостатики. Благодаря магнитоупругой связи объемные и поверхностные магнитостатические волны взаимодействуют со звуковыми, образуя единую поверхностную магнитоупругую моду. Ее глубина проникновения в ферромагнетик и длина волны, как правило, много меньше размеров образца, что позволяет в дальнейшем применить общепринятую [5-8] теоретическую идеализацию распространения волны в полуограниченной среде.

Впервые возможность распространения в ферромагнетиках чисто сдвиговой поверхностной магнитоупругой моды показана Пареком [5, 6], а более детальные исследования представлены в работах [7-9]. По своим характеристикам такие моды во многом сходны с поверхностными волнами Гуляева—Блюстейна в пьезоэлектриках [10, 11], однако им присуще при этом и такое отличительное свойство, как эффект невзаимности. Под ним понимают различие волнового вектора  $k$  и глубины проникновения для волн одной и той же заданной частоты  $\omega$ , но с противоположными направлениями распространения. Основные характеристики поверхностных мод являются функциями внешних параметров. Это дает основания для их использования в качестве инструмента исследования упругой и спиновой подсистем ферромагнетика вблизи поверхности кристалла.

В данной работе рассматриваются щелевые магнитоупругие волны с одной только сдвиговой компонентой вектора механического смещения, распространяющиеся в полуограниченных ферромагнетиках. Ранее их исследовали [10, 11] только для случая двух одинаковых ферромагнетиков кубической симметрии. Однако результаты этих исследований существенно отличаются друг от друга: в [10] предсказывается существование двух ветвей щелевых магнитоупругих волн, которые (на наш взгляд) нельзя отнести к категории симметричных или антисимметричных (как в случае пьезоэлектриков [12, 13]), в то время как авторы [11] пришли к выводу о возможности распространения двух типов мод, критерием разделения которых является различная симметрия. В предлагаемой

работе выяснены причины подобных расхождений, а также обобщены результаты [10, 11] на случай двух различных ферромагнетиков кубической симметрии. Предпринята также попытка учета известного результата однонаправленности (распространение волны только в одном направлении и отсутствие данных мод при противоположном) поверхностных магнитостатических волн [14] при исследовании характеристик щелевых магнитоупругих мод.

Предположим, что два кубических ферромагнетика (рис. 1) занимают два полупространства  $y \geq h$  (1) и  $y \leq -h$  (2), а между ними — щель толщиной  $2h$  (3). Постоянное магнитное поле  $H$  ориентировано по оси  $Z$ , механические смещения предполагаются линейно поляризованными в том же направлении, магнитоупругая волна распространяется вдоль оси  $X$ . Допускаем, что все переменные величины в нашей задаче  $\sim \exp(ikx - i\omega t)$  и не зависят от  $z$ .

Поверхностные акустические волны к настоящему времени удается возбуждать в диапазоне частот до нескольких ГГц [15], что соответствует области значений волновых векторов  $k \leq 10^5 \text{ см}^{-1}$ . При таких  $k$  обменное взаимодействие в энергии магнитостатической волны мало по сравнению с другими вкладками — диполь-дипольным и зеемановским, следовательно, его можно не учитывать при рассмотрении магнитоупругих волн. Исключения составляют случаи, когда система находится в окрестности ориентационного фазового перехода. Кроме того, для области значений частот в несколько ГГц выполняется условие  $ck > \omega$ , где  $c$  — скорость света. Это позволит пренебречь эффектами за-



Рис. 1. Геометрия рассматриваемой в работе задачи.

Намагниченности двух полубезграничных ( $y \geq h$  и  $y \leq -h$ ) ферромагнитных кристаллов  $M_{0j}$  ( $j=1, 2$  соответственно) и внешнее магнитное поле  $H_0$  параллельны поверхностным граням и направлены по оси  $Z$ .

паздывания и использовать магнитостатическое приближение. Магнитно-анизотропным взаимодействием в дальнейшем рассматриваем пренебрегаем, считая поле магнитной анизотропии  $H_{Aj} \ll H_0$ ,  $4\pi M_{0j}$  ( $M_{0j}$  — намагниченность насыщения).

Распространение поверхностных магнитоупругих волн в ферромагнетиках описывают [5–9] системой уравнений теории упругости, Максвелла и Ландау—Лифшица в форме, предложенной Гильбертом. Такую систему после ряда преобразований удобно записать в виде

$$\Delta \phi^{(j)} = 0, \quad \Delta u_z^{(j)} + u_z^{(j)} D(\bar{\omega}_j^2) = 0, \quad (1)$$

$$\psi^{(j)} = \Phi^{(j)} + u_z^{(j)} \gamma_j b_{2j} \frac{4\pi \omega_{Hj}}{\omega_{Hj} \omega_{Bj} - \bar{\omega}_j^2}, \quad D(\bar{\omega}_j^2) = \eta(\bar{\omega}_j^2) \frac{\omega^2}{c_{2j}^2}.$$

Здесь  $\Phi^{(j)}$  — магнитный скалярный потенциал, определяющий размагничивающие поля  $\mathbf{h}^{(j)} = -\nabla \Phi^{(j)}$ , связанные со спиновым движением;  $u_z^{(j)}$  — компонента вектора механического смещения;  $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$  — оператор Лапласа;

$$\eta(\bar{\omega}_j^2) = \left\{ 1 - \frac{\xi_j \omega_{Hj}}{\omega_{Hj} \omega_{Bj} - \bar{\omega}_j^2} \right\}^{-1}$$

— акустический аналог комплексного показателя преломления рассеивающей среды;  $c_{2j} = \sqrt{c_{44}^{(j)} / \rho_j}$  — скорость поперечной объемной ультразвуковой волны,  $c_{44}^{(j)}$  — упругий модуль сдвига,  $\rho_j$  — плотность кристалла,  $b_{2j}$  — постоянная магнитоупругой связи,  $\gamma_j$  — гиромагнитное отношение, а

$$\xi_j = \frac{\gamma_j b_{2j}^2}{\rho_j c_{2j}^2 M_{0j} \omega_{Hj}}$$

— безразмерный параметр магнитомеханической связи;  $\omega_{Hj} = \gamma_j H_0$ ,  $\omega_{Mj} = 4\pi\gamma_j M_{0j}$ ,  $\omega_{Bj} = \omega_{Hj} + \omega_{Mj}$ ,  $\bar{\omega}_j = \omega + i/\tau_j$ ,  $\tau_j$  — время поперечной релаксации спинов.

В ферромагнитных средах решение уравнений (1) для механического смещения и потенциала магнитного поля предполагаем в форме поверхностной волны

$$u_z^{(j)} = u_{0j} \exp [ikx - i\omega t + (-1)^j \alpha(\bar{\omega}_j^2, k) y],$$

$$\Phi^{(j)} = \left\{ \psi_{0j} \exp [(-1)^j |k| y] - u_{0j} \exp [(-1)^j \alpha(\bar{\omega}_j^2, k) y] \gamma_j b_{2j} \frac{4\pi\omega_{Hj}}{\omega_{Hj}\omega_{Bj} - \bar{\omega}_j^2} \right\} \times$$

$$\times \exp [ikx - i\omega t]. \quad (2)$$

Параметры  $\alpha(\bar{\omega}_j^2, k)$  в (2) являются величиной, обратной глубине проникновения механических смещений в кристалл, и равны

$$\alpha(\bar{\omega}_j^2, k) = |k| \sqrt{1 - \eta(\bar{\omega}_j^2) \frac{\omega^2}{c_{2j}^2 k^2}} \equiv |k| \bar{\alpha}(\bar{\omega}_j^2, k).$$

Вне ферромагнитных сред для области щели магнитный потенциал удовлетворяет уравнению  $\Delta\Phi^{(3)} = 0$ , решение которого имеет вид

$$\Phi^{(3)} = [\Phi_0 \exp(-|k|y) + \bar{\Phi}_0 \exp(|k|y)] \exp [ikx - i\omega t]. \quad (3)$$

Решения (2), (3) должны удовлетворять граничным условиям нашей задачи — отсутствию тангенциальных компонент напряжений на поверхностях кристаллов, непрерывности магнитных потенциалов  $\Phi$  и нормальной компоненты вектора магнитной индукции. В результате получаем дисперсионное соотношение чисто сдвиговых щелевых магнитоупругих волн в ферромагнетиках

$$A(\bar{\omega}_2) A(\bar{\omega}_2) - B(\bar{\omega}_2) B(\bar{\omega}_2) \exp[-4|k|h] = 0, \quad (4)$$

где функции  $A(\bar{\omega}_j)$  и  $B(\bar{\omega}_j)$  определены как

$$A(\bar{\omega}_j) = \bar{\alpha}(\bar{\omega}_j^2, h) [\omega_{Sj} + (-1)^{j+1} \sigma \bar{\omega}_j] [\omega_{Aj}^2 - \bar{\omega}_j^2] +$$

$$+ \xi_j \omega_{Hj} [\omega_{(+j)} + (-1)^{j+2} \sigma \bar{\omega}_j] [\omega_{(-j)} + (-1)^j \sigma \bar{\omega}_j], \quad \sigma = \text{sgn}(k),$$

$$B(\bar{\omega}_j) = \frac{\omega_{Mj}}{2} \{ \bar{\alpha}(\bar{\omega}_j^2, h) [\omega_{Aj}^2 - \bar{\omega}_j^2] - \xi_j \omega_{Hj}^2 \},$$

здесь  $\omega_{Aj} = \sqrt{\omega_{Hj} [\omega_{Bj} - \xi_j \omega_{Hj}]}$ ,  $\omega_{(\pm)j} = \frac{1}{2} [\sqrt{\omega_{Hj} (\omega_{Bj} + \omega_{Mj})} (\pm) \omega_{Hj}]$ , а  $\omega_{Sj} = \frac{1}{2} [\omega_{Hj} + \omega_{Bj}]$  — известный высокочастотный предел спектра магнитоэластических поверхностных мод Дэймона—Эшбаха [1, 2]. Наличие второго члена в (4) приводит к возможности распространения чисто сдвиговых связанных магнитоупругих волн вдоль щели, разделяющей два ферромагнитных полупространства. Частотный диапазон области существования подобных волн ограничивается условиями

$$\text{Re}[k^2, \alpha(\bar{\omega}_j^2, k)] > 0. \quad (5)$$

Ввиду сложности общего дисперсионного уравнения (4) рассмотрим ряд частных случаев.

При неограниченном увеличении ширины щели между средами 1 и 2 ( $h \rightarrow \infty$ ) исследуемые щелевые моды распадаются на две поверхностные магнитоупругие с дисперсионными соотношениями  $A(\bar{\omega}_j) = 0$ . Зная явный вид функции  $A(\bar{\omega}_j)$ , можно сделать вывод о том, что дисперсионное соотношение поверхностных магнитоупругих мод при распространении в отрицательном направлении вдоль оси  $X$  получается из формулы для положительного направления путем простой замены  $H_0 \rightarrow -H_0$ . В случае пренебрежения затуханием ( $\tau_j \rightarrow \infty$ ) получаем полное совпадение дисперсионных соотношений с результатами работ [5-9]. Анализ данных уравнений показывает возможность существования двух ветвей (верхней  $U$  и нижней  $L$ ) дисперсионных кривых (рис. 2, а, б) в случае наличия

внешнего магнитного поля  $H_0$ . Каждая ветвь обладает ярко выраженным не-  
взаимным характером. Интересен факт сохранения не-  
взаимности поверхностных магнитоупругих волн в случае отсутствия внешнего магнитного поля  $H_0$ .  
В пределе  $\xi_j \rightarrow 0$  такие волны распадаются на обычные поперечные объемные  
ультразвуковые  $\omega = c_{tj}k$ , магнитоэластические поверхностные  $\omega = (-1)^j \sigma \omega_{sj} -$   
 $-i/\tau_j$  (распространяются только в направлениях  $\sigma = (-1)^j$ , что и является при-  
мером не-  
взаимного характера мод Дэймона—Эшбаха [14]) и объемные  $\omega =$   
 $= \omega_{vj} - i/\tau_j$  ( $\omega_{vj} = \sqrt{\omega_{Hj} \omega_{Bj}}$ , возможны только в случае наличия внешнего  
магнитного поля).

В пределе  $\xi_j \rightarrow 0$ , но при произвольном соотношении параметров двух фер-  
ромагнитных сред и без ограничений на ширину щели, исследуемые моды  
распадаются на поперечные объемные ультразвуковые, объемные магнитоэла-

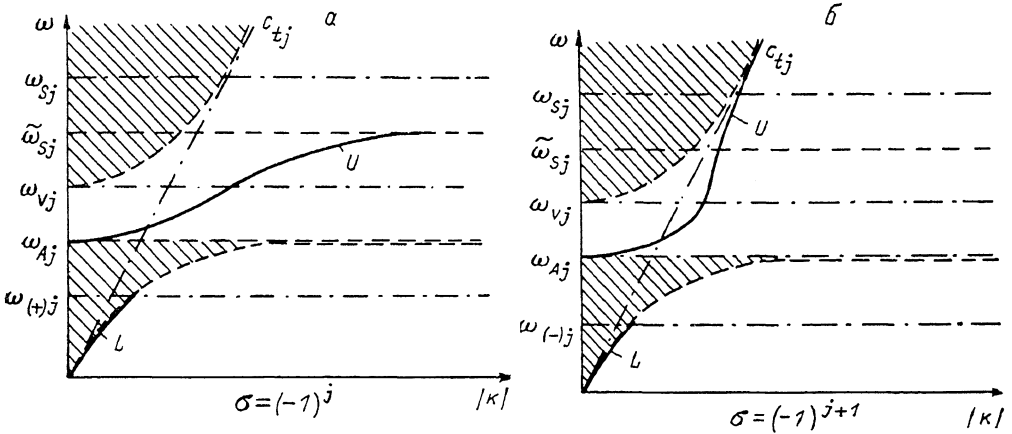


Рис. 2. Кривые дисперсии поверхностных магнитоупругих волн поперечной поляризации  
во внешнем поле при отсутствии затухания.

Частотная область существования объемных магнитоупругих волн отмечена штриховкой,  $\tilde{\omega}_{sj} =$   
 $= \omega_{sj} - \xi_j \omega_{Hj}$ . В работе [7] допущена ошибка для кривой верхней ветви в случае  $\sigma = (-1)^{j+1}$ .

тические (по волне в каждом из полупространств) и две ветви ( $n = -1, n = +1$ )  
щелевых магнитоэластических волн с частотами

$$\omega_G(n) = \frac{1}{2} \{ \sigma [\bar{\omega}_{S2} - \bar{\omega}_{S1}] + n \sigma [(\bar{\omega}_{S2} + \bar{\omega}_{S1})^2 - \omega_{M1} \omega_{M2} \exp[-4|k|h|]^{1/2}] \},$$

$$\bar{\omega}_{Sj} = \omega_{sj} + i(-1)^{j+1} \sigma / \tau_j. \quad (6)$$

Из (6) видна однонаправленность (рис. 3) мод  $n = -1, +1$  ( $\sigma = -1, +1$   
соответственно). Волна с  $n = -1, \sigma = -1$  при этом является высокочастотной,  
а с  $n = +1, \sigma = +1$  низкочастотной ветвью щелевых магнитоэластических мод.  
Интересен не-  
взаимный характер подобных волн, связанный, согласно (6),  
с различием параметров двух ферромагнитных сред и исчезающий при их  
совпадении. Ранее для щелевых магнитоэластических мод было получено [16]  
только их дисперсионное соотношение в частном случае равенства параметров  
двух ферромагнитных сред и без учета затухания. Основной вывод этой работы  
об идентичности спектра щелевых волн предсказанному теоретически [1] и  
подтвержденному экспериментально [2] закону дисперсии поверхностных маг-  
нитоэластических мод ферромагнитной пластины с толщиной, равной ширине  
щели, не изменяется и при учете поперечной спиновой релаксации. При неогра-  
ниченном увеличении ширины щели ( $h \rightarrow \infty$ ) щелевые магнитоэластические волны  
представляют простую комбинацию двух несвязанных мод Дэймона—Эшбаха  
 $\omega = (-1)^j \sigma \omega_{sj} - i/\tau_j$ , распространяющихся в противоположных направлениях  
 $\sigma = (-1)^j$  вдоль граней кристаллов. Основные результаты нашего исследования  
в случае пренебрежения затуханием хорошо согласуются с выводами числен-

ного анализа [16, 17] спектра щелевых магнитостатических волн. В случае уменьшения ширины щели до нуля из (6) также следует возможность существования двух ветвей (высокочастотной с  $n = -1$ ,  $\sigma = -1$  и низкочастотной с  $n = +1$ ,  $\sigma = +1$ ) поверхностных магнитостатических волн на границе раздела двух различных ферромагнитных кристаллов. При совпадении магнитных характеристик двух кристаллов эти ветви переходят в объемные магнитостатические волны. Пренебрегая затуханием, получаем полное совпадение результатов данной работы с итогами исследования Камлея и Марадудина [18], подтвержденными впоследствии Гилинским [19].

Для случая совпадения параметров двух ферромагнитных кристаллов ( $c_{11} = c_{12} = c_t$ ,  $b_{21} = b_{22} = b_2$ ,  $M_{01} = M_{02} = M_0$ ,  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ ,  $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ ) решением уравнения (4) являются моды ( $n = -1$ ;  $n = +1$ ) щелевых магнитоупругих волн; их дисперсионные соотношения таковы:

$$D_{-1}(\bar{\omega}^2, k, h) D_{+1}(\bar{\omega}^2, k, h) = 0, \quad \bar{\omega} = \omega + i/\tau, \quad (7)$$

где

$$D_n(\bar{\omega}^2, k, h) = \tilde{\alpha}(\bar{\omega}^2, k) [\omega^2 - \omega_n^2] \psi_n(\bar{\omega}^2, k, h) + \xi \omega_H [\omega \psi_n'(\bar{\omega}^2, k, h) + \bar{\omega}^2 - \omega_n^2],$$

$$\psi_n(\bar{\omega}^2, k, h) = \omega_S - n \sqrt{\bar{\omega}^2 + \omega_M^2} \exp[-4|k|h] / 4.$$

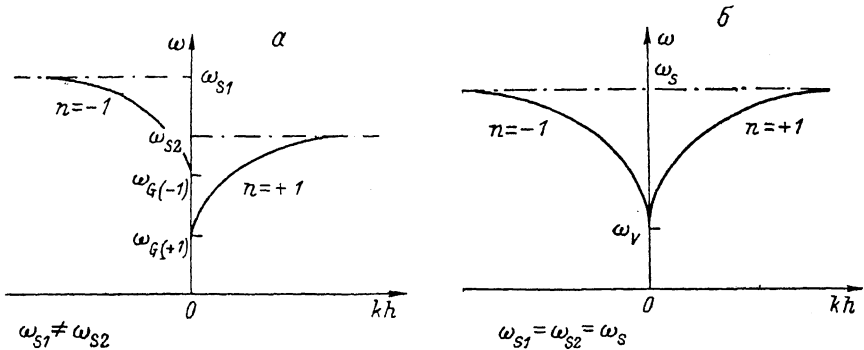


Рис. 3. Дисперсионные кривые щелевых магнитостатических волн  $\omega_{G(n)}$  при отсутствии затухания. Независимый характер данных волн связан с различием параметров двух сред (а) и исчезает при их совпадении. Моды  $n = +1, -1$  переходят друг в друга при изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное (б).

Механические смещения в щелевых волнах локализованы вблизи границ кристаллов, а частотный диапазон области их существования определяется из условия (5). При изменении направления внешнего магнитного поля  $H_0$  на противоположное ветви  $n = -1$ ;  $n = +1$  переходят друг в друга.

Заметим, что при зеркальном отражении относительно плоскости  $y = 0$  два ферромагнитных полупространства ( $y \geq h$  и  $y \leq -h$ ) переходят друг в друга только при условии противоположной направленности их намагниченности насыщения. Ввиду того, что в нашей задаче намагниченности насыщения двух полупространств имеют одинаковое направление, появляется неэквивалентность ферромагнетиков ( $y \geq h$  и  $y \leq -h$ ) даже при совпадении их параметров. В этом обстоятельстве, на наш взгляд, и заключается причина расхождения результатов предшествующих исследований [10, 11]. Поэтому вместо симметричных и антисимметричных волн (как в пьезоэлектриках [12, 13]) в нашей задаче возможны две моды, которые уже нельзя классифицировать по признаку симметрии. В пределе  $\xi \rightarrow 0$  исследуемые волны распадаются на поперечные объемные ультразвуковые, объемные и щелевые (б) магнитостатические моды. Пользуясь малостью [7] безразмерного параметра магнитомеханической связи  $\xi \ll 1$  ( $\xi \sim 10^{-3}$  для ЖИГ), дисперсионное соотношение (7) решаем итерациями; в итоге имеем закон дисперсии щелевых магнитоупругих волн

$$\omega = c_t k \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{\xi \omega_H^2}{\omega_0^2 - \omega_{\bar{\nu}}^2} \left( 1 - \frac{\xi \omega_H^2}{\omega_0^2 - \omega_{\bar{\nu}}^2} \left[ 1 + \frac{\omega_0^2 - \omega_{\bar{\nu}}^2}{\omega_H \psi_n(\bar{\omega}_0^2, k, h)} \right]^2 \right) \right\} \quad (8a)$$

— ветвь типа упругой,  $\bar{\omega}_0 = c_i k + i/\tau$ ;

$$\omega = \omega_G(n) \left\{ 1 - \xi \frac{\omega_H \omega_S}{\omega_G(n) \bar{\omega}_G(n)} \varphi_n(n) \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{\xi \omega_H^2}{\bar{\omega}_G^2(n) - \omega_V^2} (1 + \varphi_n^2(k)) \right] \right\} \quad (8б)$$

— дисперсионная кривая магнитостатического типа,  $\bar{\omega}_G(n) = \omega_i(n) + i/\tau$ ;

$$\omega = \bar{\omega}_V \left\{ 1 - \frac{\xi \omega_H^2}{2 \bar{\omega}_V \omega_V} \left[ 1 + \beta(k) \left\{ 1 - \frac{2 \xi \omega_H}{\psi_n(\omega_V^2, h)} \right\} \right] \right\} \quad (8в)$$

— магнитостатическая объемная ветвь, приобретающая при учете магнитоэлектрического характер щелевой волны  $\bar{\omega}_V = \bar{\omega}_V - i/\tau$ . При записи последних формул использованы обозначения

$$\omega_G(n) = -i/\tau + n \sqrt{\omega_S^2 - \omega_M^2} \exp[-4|k|h/4],$$

$$\varphi_n(k) = \left[ 1 - \frac{\omega_i^2(n)}{c_i^2 k^2} \right]^{-1/2}, \quad \beta(k) = \left[ 1 - \frac{\bar{\omega}_V^2}{c_i^2 k^2} \right]^{-1}.$$

Глубина локализации механических смещений в ферромагнитных кристаллах упругой ветви

$$H = \frac{|\bar{\omega}_0^2 - \omega_V^2|}{|k| \xi \omega_H^2} \left\{ 1 + \left[ 1 + \frac{\bar{\omega}_0^2 - \omega_V^2}{\omega_H \psi_n(\bar{\omega}_0^2, k, h)} \right]^2 \right\}^{-1/2}, \quad (9а)$$

щелевой магнитостатической

$$H = \frac{1}{|k|} \varphi_n(k) \left\{ 1 - \xi \frac{\omega_H \omega_S^2(n)}{2c_i^2 k^2} \varphi_n^2(k) \left[ \frac{\omega_H}{\bar{\omega}_G^2(n) - \omega_V^2} + \frac{2\omega_S}{\omega_G(n) \bar{\omega}_G(n)} \varphi_n(k) \right] \right\}, \quad (9б)$$

видоизмененной магнитостатической объемной

$$H = \left| \frac{\beta(k)}{k} \right| \left\{ 1 - \frac{\xi \omega_H^2}{2 \omega_V \bar{\omega}_V} [1 - \beta^2(k)] [1 + \beta(k)] \times \right.$$

$$\left. \times \left( 1 - \frac{2 \omega_V \bar{\omega}_V}{\omega_H \psi_n(\omega_V^2, k, h)} [1 + \beta(k)]^{-2} \right) \right\}. \quad (9в)$$

Формулы (8), (9) применимы только вдали от тех значений частоты и волнового вектора (называемых в дальнейшем «точками синхронизма» [10] или «точками перекрытия» [20, 21]), где пересекаются кривые дисперсии объемных ультразвуковых и щелевых (рис. 4) объемных магнитостатических волн. Поэтому особый интерес представляет исследование характеристик щелевых магнитоупругих волн вблизи данных точек ( $\omega_G = \omega_G(n)$ ,  $k_G = \omega_G(n)/c_i$ ;  $\omega_C^* = \bar{\omega}_V$ ,  $k_C^* = \bar{\omega}_V/c_i$ ), где из (7) получаем

$$\omega = \omega_G(n) - (\xi^2 \omega_H^2 \omega_S^2 / 2 \omega_G(n))^{1/2} = c_i k_G - (\xi^2 \omega_H^2 \omega_S^2 / 2 c_i k_G)^{1/2},$$

$$\omega = \omega_C^* - [\xi \omega_H^2 \omega_C^* \{ 1 - 2 \xi \omega_H / \psi_n(\omega_V^2, k_C^*, h) \} / 4 \omega_V]^{1/2} =$$

$$= c_i k_C^* - [\xi \omega_H^2 c_i k_C^* \{ 1 - 2 \xi \omega_H / \psi_n(\omega_V^2, k_C^*, h) \} / 4 \omega_V]^{1/2}. \quad (10)$$

Глубина локализации равна

$$H = c_i (2 \xi \omega_H c_i k_G \omega_S)^{-1/2} = c_i (2 \xi \omega_H \omega_S \omega_G(n))^{-1/2},$$

$$H = c_i (\xi \omega_H^2 \omega_C^* \{ 1 - 2 \xi \omega_H / \psi_n(\omega_V^2, k_C^*, h) \} / \omega_V)^{-1/2} =$$

$$= c_i (\xi \omega_H^2 c_i k_C^* \{ 1 - 2 \xi \omega_H / \psi_n(\omega_V^2, k_C^*, h) \} / \omega_V)^{-1/2}. \quad (11)$$

Волна при этом оказывается как магнитостатической, так и упругой, возможно ее возбуждение электромагнитными и акустическими методами. Наибольший интерес здесь представляет тот факт, что в точках синхронизма (перекрытия) ветви (10) оказываются волнами Гуляева—Блюстейна [22, 23]. При удалении от точек синхронизма глубина локализации упругой ветви (9а) возрастает, а магнитостатических (9б), (9в) уменьшается до такой степени, что последние уже нельзя отнести к классическому типу [22, 23] слабонеоднородной волны. Отметим, что возрастание (убывание) оказывается довольно существенным (для ЖИГ при  $\omega \sim 10^{10}$  с<sup>-1</sup> примерно на два порядка [10]).

Общее поведение дисперсионных кривых щелевых магнитоупругих волн удается проанализировать, если преобразовать функцию  $D_n(\bar{\omega}^2, k, h)$  в (7) к виду

$$D_n(\bar{\omega}^2, k, h) = \bar{\alpha}(\bar{\omega}^2, k) [\bar{\omega}^2 - \omega_3^2] \psi_n(\bar{\omega}^2, k, h) + \xi \omega_H \chi_n(\sigma, k, \bar{\omega}^2, h) \theta_n(\sigma, k, \bar{\omega}^2, h), \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} \chi_n(\sigma, k, \bar{\omega}^2, h) &= \\ &= \omega_n^{(+)}(h) - \sigma \sqrt{\bar{\omega}^2 + \omega_M^2} \exp[-4|k|h]/4, \\ \theta_n(\sigma, k, \bar{\omega}^2, h) &= \\ &= \omega_n^{(-)}(h) + \sigma \sqrt{\bar{\omega}^2 + \omega_M^2} \exp[-4|k|h]/4, \\ \omega_n^{(\pm)}(h) &= \\ &= \frac{1}{2} [\sqrt{\omega_H(\omega_B + \omega_M) + \omega_M^2} \exp[-4|k|h] \pm \\ &\quad \pm \omega_{\omega H}]. \end{aligned}$$

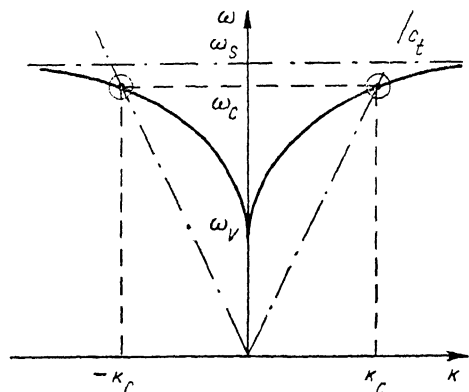


Рис. 4. Точки синхронизма ( $\omega_C^*$ ,  $\kappa_C^*$ ) щелевых магнитоупругих волн. В положении точек ( $\omega_C^*$ ,  $\kappa_C^*$ ), являющихся пересечением кривых дисперсии объемных ультразвуковых и магнитостатических волн, существенных отличий нет.

В случае отсутствия внешнего магнитного поля из (12) вытекает возможность существования двух невзаимных мод  $n=+1$  и  $n=-1$  (рис. 5). Во внешнем магнитном поле уравнение (12) допускает существование двух ветвей (верхней и нижней) каждой моды  $n=+1, -1$  (рис. 6). Заметим, что при совпадении параметров двух ферромагнитных сред характеристики щелевых волн не зависят от направления распространения.

Дополнительный анализ уравнения (4) показывает, что различие параметров сред приводит к невзаимности исследуемых волн.

При уменьшении ширины щели ( $h \rightarrow 0$ ) щелевые магнитоупругие волны превращаются в чисто сдвиговые поверхностные магнитоупругие моды  $n=+1, -1$ , распространяющиеся вдоль скользящей границы раздела двух ферромагнитных сред (нами допускается правомерность использования для описания границы раздела концепции «идеальной трещины» [24]). Детальный анализ дисперсионного уравнения (4) возможен в данном случае только численными методами, однако можно сделать вывод о невзаимном характере подобных волн, сам факт существования которых связан с различием параметров двух сред. Этот результат, несмотря на известное различие в механических граничных условиях, хорошо согласуется с [9, 25]. Невзаимность дисперсионных характеристик сохраняется и в случае отсутствия внешнего магнитного поля.

Таким образом, в работе исследованы чисто сдвиговые магнитоупругие щелевые волны в ферромагнетиках, получено их общее дисперсионное соотношение, которое проанализировано в ряде частных случаев. В работе впервые получен спектр щелевых магнитостатических волн, установлено существование двух однонаправленных высокочастотной и низкочастотной его ветвей. Отмечена невзаимность, связанная с различием параметров двух ферромагнитных сред. Объяснены причины имеющихся расхождений результатов предшествующих исследований, касающихся возможности разделения щелевых магнитоупругих волн по признаку симметрии. Установлено существование двух мод, каждую из которых уже нельзя классифицировать по признаку симметрии, т. е. отнести к категории симметричных или антисимметричных. Данные моды в отличие

от щелевых магнитоэластических уже не обладают свойством однонаправленности. В случае различия параметров двух ферромагнитных сред исследуемые щелевые магнитоупругие волны обладают невзаимным характером. Кроме этого, теоретически предсказана возможность распространения чисто сдвиго-

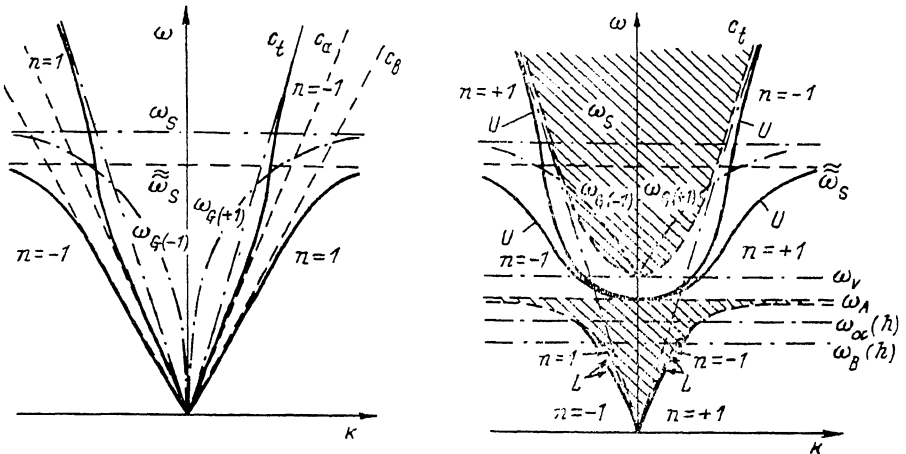


Рис. 5. Дисперсия щелевых магнитоупругих волн в случае отсутствия внешнего магнитного поля.

$$c_\alpha \equiv c_t [1 - (\xi\omega_H / \{\omega_S + \omega_M \exp[-2|k|h]/2\})^2]^{1/2}, \quad c_\beta \equiv c_t [1 - (\xi\omega_H / \{\omega_S - \omega_M \exp[-2|k|h]/2\})^2]^{1/2} - \text{ скорости мод в пределе } k \rightarrow 0, \quad \bar{\omega}_S \omega_S - \xi\omega_H.$$

Рис. 6. Кривые дисперсии щелевых магнитоупругих мод во внешнем магнитном поле при отсутствии затухания.

$$\omega_d(\hbar) \equiv [\{\omega_{+1}^+(\hbar)\}^2 - \omega_M^2 \exp[-4|k|h]/4]^{1/2} = [\{\omega_{-1}^-(\hbar)\}^2 - \omega_M^2 \exp[-4|k|h]/4]^{1/2}, \\ \omega_b(\hbar) \equiv [\{\omega_{-1}^-(\hbar)\}^2 - \omega_M^2 \exp[-4|k|h]/4]^{1/2} = [\{\omega_{+1}^+(\hbar)\}^2 - \omega_M^2 \exp[-4|k|h]/4]^{1/2}.$$

вой магнитоупругой поверхностной волны вдоль скользящей границы раздела двух ферромагнитных сред.

Благодарим Е. А. Турова за плодотворные консультации и конкретную помощь, а также Ю. П. Ирхина, М. И. Куркина, В. В. Николаева и И. Г. Кулеева за доброжелательные замечания и полезное обсуждение работы.

#### Литература

- [1] Damon R. W., Eshbach J. R. J. Phys. Chem. Sol., 1961, v. 19, N 3/4, p. 308—320.
- [2] Brundle L. K., Freedman N. J. Electron. Lett., 1968, v. 4, N 7, p. 132—134.
- [3] Tao T. F., Tully J. W., Schott F. W. Appl. Phys. Lett., 1969, v. 14, N 3, p. 106—108.
- [4] Schott F. W., Tao T. F. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1968, v. MTT-16, N 11, p. 959—961.
- [5] Parekh J. P. Electron. Lett., 1969, v. 5, N 14, p. 322—323.
- [6] Parekh J. P. Electron. Lett., 1969, v. 5, N 21, p. 540—541.
- [7] Scott R. Q., Mills D. L. Phys. Rev. B, 1977, v. 15, N 7, p. 3545—3557.
- [8] Camley R. E., Maradudin A. A. Phys. Rev. B, 1981, v. 24, N 3, p. 1255—1260.
- [9] Velasco V. R. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1985, v. 18, N 25, p. 4923—4932.
- [10] Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я., Рапопорт Ю. Г. УФЖ, 1983, т. 28, № 10, с. 1527—1530.
- [11] Филиппов В. В., Ян О. В. Тез. XIII Всес. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике, ч. 1. Киев, 1986, с. 158—159.
- [12] Гуляев Ю. В., Плещский В. П. Акуст. журн., 1977, т. 23, № 5, с. 716—723.
- [13] Балакирев М. К., Горчаков А. В. ФТТ, 1977, т. 19, № 2, с. 613—614.
- [14] Mills D. L. In: Surface excitations / Ed. Agranovich V. M., London R. Amsterdam: North-Holland, 1984, p. 379—439.
- [15] Викторова И. А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 288 с.
- [16] Emtage P. R., Daniel M. R. Phys. Rev. B, 1984, v. 29, N 1, p. 212—220.
- [17] Васьковский А. В., Стальмазов А. В. РИЭ, 1984, т. 29, № 12, с. 2409—2411.

- [18] *Camley R. E., Maradudin A. A.* Sol. St. Commun., 1982, v. 41, N 8, p. 585—588.
- [19] *Гилинский И. А.* ФММ, 1983, т. 55, № 3, с. 455—458.
- [20] *Штраусс В.* В кн.: Физическая акустика / Под ред. У. П. Мэзона, т. 4, ч. Б. М.: Мир, 1970, с. 247—316.
- [21] *Le Craw R. C., Comstock R. L.* In: Physical Acoustics / Ed. W. P. Mason, v. 3, pt B. N. Y.: Academic Press, 1965, p. 127—199.
- [22] *Гуляев Ю. В.* Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 1, с. 63—65.
- [23] *Bleustein J. L.* Appl. Phys. Lett., 1968, v. 13, N 12, p. 412—413.
- [24] *Chang Shin Jung.* Quart. J. Mech. and Appl. Math., 1971, v. 24, N 4, p. 423—443.
- [25] *Camley R. E., Maradudin A. A.* Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, N 8, p. 610—612.

Институт физики металлов  
УНЦ АН СССР

Поступило в Редакцию  
15 июня 1987 г.