

УДК 534.26:539.3+548.1

КОРОТКОВОЛНОВЫЕ АСИМПТОТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В ДВУХСЛОЙНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНАХ

Ю. П. БАЙ, В. И. СТОРОЖЕВ, В. А. ШПАК

*Донецкий национальный университет**Получено 23.01.2001*

Проведено качественное и количественное исследование закономерностей локализации в высокочастотном коротковолновом диапазоне для нормальных упругих волн с различной ориентацией направления распространения в плоскости двухслойного волновода из орторомбических монокристаллов с коллинеарными осями упругой симметрии. Приведены результаты иллюстративных расчетов кинематических и энергетических характеристик локализованных волн для волновода, в котором реализуются четыре типа локализации. Показано, что для различных направлений распространения нормальных волн в двухслойной кристаллической пластине орторомбической системы с коллинеарными упругоэквивалентными направлениями образующих слоев может реализоваться широкий спектр механизмов локализации в высокочастотном коротковолновом диапазоне.

Проведено якісне та кількісне дослідження закономірностей локалізації у високочастотному короткохвильовому діапазоні для нормальних пружних хвиль із різною орієнтацією напрямку розповсюдження в площині двошарового хвилепроводу з орторомбічними монокристалів із колінеарними осями пружної симетрії. Наведені результати ілюстративних розрахунків кінематичних та енергетичних характеристик локалізованих хвиль для хвилепроводу, в якому реалізуються чотири типи локалізації. Показано, що для різних напрямків розповсюдження нормальних хвиль у двошаровій кристалічній пластині орторомбічної системи з колінеарними пружноеквівалентними напрямками утворюючих шарів може реалізуватися широкий спектр механізмів локалізації у високочастотному короткохвильовому діапазоні.

The qualitative and numerical investigation of regularities of localization in high-frequency short-wave band for normal elastic waves with different propagation directions in plane of the bilayer waveguide of two orthorhombic monocrystals with collinear axes of symmetry is carried out. The results of illustrative computation of kinematic and power characteristics of localized waves are given for the waveguide, in which the four localization types are provided. It is shown, that for diverse normal waves propagation directions in the two-layered crystalline plate of orthorhombic system with collinear elasto-equivalent directions of forming layers a wide spectrum of localization mechanisms in the high-frequency short-wave range can take place.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных аспектов проблемы исследования спектра и свойств нормальных упругих волн для волноводов в виде однослойных либо многослойных пластин пространственной геометрии является изучение предельных свойств мод распространяющихся волн в высокочастотном коротковолновом диапазоне. Наибольшее количество исследований в области анализа механизмов локализации нормальных волн в однослойных и двухслойных пластинах касается описания вариантов и особенностей предельного поведения высокочастотных коротких волн в изотропных пластинах [1–6] и пластинах из материалов гексагональной системы [7, 8]. Нормальные волны в таких пластинах представлены модами независимых двухпарциальных P - SV - и однопарциальных SH -волн. Закономерности предельного поведения скоростей нормальных волн в изотропных пластинах охарактеризованы в публикациях [4–6]. Некоторые результаты подобного плана для поперечно-анизотропных пластин получены в работах [7–10]. Для пластин с анизотропными

образующими слоями орторомбической системы рассматриваемая проблема даже при условии коллинеарности упругоэквивалентных направлений в слоях существенно усложняется, что связано с особенностями локализации трехпарциальных волновых движений при различных направлениях распространения в каждом из образующих слоев.

В настоящей статье с учетом того, что структура представлений локализованных нормальных волн в высокочастотном коротковолновом диапазоне для волноводов любого типа связана с типом корней характеристических многочленов систем амплитудных динамических уравнений движения, реализуется качественный и количественный анализ возможных типов локализации коротких высокочастотных нормальных волн. Исследование проведено для волн, распространяющихся вдоль произвольного направления в плоскости двухслойного волновода из орторомбических монокристаллических плоских слоев с коллинеарными осями упругой симметрии. Описаны кинематические и энергетические свойства локализованных волн для различных типов кристаллических волноводов.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ПОСТРОЕНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Однородная граничная задача, описывающая распространение упругих волн в занимающей область

$$V = V^- \cup V^+,$$

$$V^- = \{(x_1, x_2) \in R^2, -h \leq x_3 < 0\}, \quad (1)$$

$$V^+ = \{(x_1, x_2) \in R^2, 0 \leq x_3 \leq h^+\},$$

двухслойном волноводе орторомбической системы со свободными внешними плоскими гранями G^+ : $x_3 = h^+$, G^- : $x_3 = h^-$ и идеально контактирующими смежными плоскостями включает соотношения

$$\begin{aligned} & (c_{11}^\pm \partial_1^2 + c_{66}^\pm \partial_2^2 + c_{55}^\pm \partial_3^2 - R_*^* C_*^{-1} \rho^\pm \partial_t^2) U_1^\pm + \\ & + (c_{12}^\pm + c_{66}^\pm) \partial_1 \partial_2 U_2^\pm + (c_{13}^\pm + c_{55}^\pm) \partial_1 \partial_3 U_3^\pm = 0, \\ & (c_{12}^\pm + c_{66}^\pm) \partial_1 \partial_2 U_1^\pm + (c_{22}^\pm \partial_2^2 + c_{66}^\pm \partial_1^2 + c_{44}^\pm \partial_3^2 - \\ & - R_*^* C_*^{-1} \rho^\pm \partial_t^2) U_2^\pm + (c_{23}^\pm + c_{44}^\pm) \partial_2 \partial_3 U_3^\pm = 0, \\ & (c_{13}^\pm + c_{55}^\pm) \partial_1 \partial_3 U_1^\pm + (c_{23}^\pm + c_{44}^\pm) \partial_2 \partial_3 U_2^\pm + \\ & + (c_{33}^\pm \partial_3^2 + c_{55}^\pm \partial_1^2 + c_{44}^\pm \partial_2^2 - R_*^* C_*^{-1} \rho^\pm \partial_t^2) U_3^\pm = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\sigma_{3j}^+ |_{x_3=h^+} = 0, \quad \sigma_{3j}^- |_{x_3=h^-} = 0, \quad (3)$$

$$U_j^\pm |_{x_3=0} = U_j^\mp |_{x_3=0}, \quad \sigma_{3j}^+ |_{x_3=0} = \sigma_{3j}^- |_{x_3=0}, \quad (4)$$

где $j = \overline{1, 3}$. В уравнениях движения (2) и краевых условиях (3), (4) $U_j^\pm(x_1, x_2, x_3, t)$ – комплексные функции волновых перемещений в образующих слоях $V^\pm$; ∂_j ($j = \overline{1, 3}$) и ∂_t – операторы частного дифференцирования по координатам x_j и времени t ; $c_{ij}^\pm$ и $\rho^\pm$ – нормированные упругие постоянные и плотность волновода в областях $V^\pm$ соответственно; R_* – нормирующий параметр для всех величин, имеющий линейную размерность; C_* – нормирующий параметр для величин с размерностью механических напряжений.

Исследование спектра гармонических нормальных волн с круговой частотой ω для произвольного направления распространения, характеризующего углом φ между волновой нормалью и осью Ox_1 , сводится к анализу спектральной задачи, образуемой системами обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} & f_1^{\pm''} + \alpha_{11}^\pm f_1^\pm + \alpha_{12}^\pm f_2^\pm + \alpha_{13}^\pm f_3^{\pm'} = 0, \\ & \alpha_{21}^\pm f_1^\pm + f_2^{\pm''} + \alpha_{22}^\pm f_2^\pm + \alpha_{23}^\pm f_3^{\pm'} = 0, \\ & \alpha_{31}^\pm f_1^{\pm'} + \alpha_{32}^\pm f_2^{\pm'} + f_3^{\pm''} + \alpha_{33}^\pm f_3^\pm = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

относительно комплексных амплитудных функций $f_j^\pm(x_3)$ в представлениях

$$U_j^\pm = \text{Re} [f_j^\pm(x_3) e^{i(k(n_1 x_1 + n_2 x_2) - \omega t)}], \quad (6)$$

$$n_1 = \cos \varphi, \quad n_2 = \sin \varphi$$

и следующими из соотношений (3), (4) однородными граничными условиями для $f_j^\pm(x_3)$. В уравнениях (5) $\alpha_{ij}^\pm$ – элементы матриц Кристоффеля для сред, занимающих области $V^\pm$:

$$\begin{aligned} \alpha_{11}^\pm &= [\Omega_\pm^2 - k^2(c_{11}^\pm n_1^2 + c_{66}^\pm n_2^2)]/c_{55}^\pm, \\ \alpha_{22}^\pm &= [\Omega_\pm^2 - k^2(c_{66}^\pm n_1^2 + c_{11}^\pm n_2^2)]/c_{44}^\pm, \\ \alpha_{33}^\pm &= [\Omega_\pm^2 - k^2(c_{55}^\pm n_1^2 + c_{44}^\pm n_2^2)]/c_{33}^\pm, \\ \alpha_{12}^\pm &= -k^2 n_1 n_2 (c_{12}^\pm + c_{66}^\pm)/c_{55}^\pm, \\ \alpha_{21}^\pm &= -k^2 n_1 n_2 (c_{12}^\pm + c_{66}^\pm)/c_{44}^\pm, \\ \alpha_{13}^\pm &= -ik n_1 (c_{13}^\pm + c_{55}^\pm)/c_{55}^\pm, \\ \alpha_{23}^\pm &= -ik n_2 (c_{23}^\pm + c_{44}^\pm)/c_{44}^\pm, \\ \alpha_{31}^\pm &= -ik n_1 (c_{13}^\pm + c_{55}^\pm)/c_{33}^\pm, \\ \alpha_{32}^\pm &= -ik n_2 (c_{23}^\pm + c_{44}^\pm)/c_{33}^\pm. \end{aligned} \quad (7)$$

На основе представлений решений системы (5)

$$\begin{aligned} f_j^\pm(x_3) &= \sum_{m=1}^3 K_m^\pm \beta_{mj}^\pm \sin(\lambda_m^\pm x_3) + \\ &+ \sum_{m=1}^3 K_{m+3}^\pm \beta_{mj}^\pm \cos(\lambda_m^\pm x_3) \end{aligned} \quad (8)$$

искомое дисперсионное уравнение для волн в рассматриваемой структуре может быть получено в виде

$$\Delta(k, \Omega) = \begin{vmatrix} S_1^+ & S_2^+ & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_1^- & S_2^- \\ S_3^+ & 0 & S_3^- & 0 \\ 0 & S_4^+ & 0 & S_4^- \end{vmatrix} = 0. \quad (9)$$

В представлениях (8), (9) $K_j^\pm$ ($i = \overline{1, 6}$) – произвольные постоянные; $\beta_{mj}^\pm$ – коэффициенты вида

$$\begin{aligned} \beta_{m1}^\pm &= \alpha_{12}^\pm \alpha_{23}^\pm - \alpha_{13}^\pm (\lambda_m^{\pm 2} + \alpha_{22}^\pm), \\ \beta_{m2}^\pm &= \alpha_{13}^\pm \alpha_{21}^\pm - \alpha_{23}^\pm (\lambda_m^{\pm 2} + \alpha_{11}^\pm), \\ \beta_{m3}^\pm &= (-\alpha_{12}^\pm \alpha_{21}^\pm - \alpha_{13}^\pm (\lambda_m^{\pm 2} + \alpha_{11}^\pm) \times \\ &\times (\lambda_m^{\pm 2} + \alpha_{22}^\pm)) / \lambda_m^\pm; \end{aligned} \quad (10)$$

$\lambda_m^\pm$ ($m=\overline{1,3}$) – корни характеристических уравнений Кристоффеля для материалов в областях $V^\pm$; $S_q^\pm$ – матричные блоки размерности 3×3 с элементами $S_{qij}^\pm$ ($j=\overline{1,3}$) вида

$$\begin{aligned} S_{11j}^\pm &= \Theta_{1j}^\pm \cos \lambda_j^\pm h^\pm, \\ S_{1ij}^\pm &= \Theta_{ij}^\pm \sin \lambda_j^\pm h^\pm \quad (i=2,3), \\ S_{21j}^\pm &= \pm \Theta_{1j}^\pm \sin \lambda_j^\pm h^\pm, \\ S_{2ij}^\pm &= \mp \Theta_{ij}^\pm \cos \lambda_j^\pm h^\pm \quad (i=2,3), \\ S_{3ij}^\pm &= \pm \beta_{ij}^\pm \quad (i=1,2), \\ S_{33j}^\pm &= \pm \Theta_{1j}^\pm, \\ S_{4ij}^\pm &= c_{i+3i+3}^\pm \Theta_{i+1j}^\pm \quad (i=1,2), \\ S_{43j}^\pm &= \beta_{3j}^\pm; \end{aligned} \quad (11)$$

$\Theta_{im}^\pm$ ($m=\overline{1,3}$) – величины, определяемые из соотношений

$$\begin{aligned} \Theta_{1m}^\pm &= c_{13}^\pm i n_1 + c_{23}^\pm i n_2 \beta_{2m}^\pm + c_{33}^\pm \beta_{3m}^\pm \lambda_m^\pm, \\ \Theta_{2m}^\pm &= i n_2 \beta_{3m}^\pm - \beta_{2m}^\pm \lambda_m^\pm, \\ \Theta_{3m}^\pm &= i n_1 \beta_{3m}^\pm - \lambda_m^\pm; \end{aligned} \quad (12)$$

$\Omega = 2\omega h^+ / \pi v_{SV}^+$ – приведенный частотный параметр.

2. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ АСИМПТОТИЧЕСКИХ СКОРОСТЕЙ

Определяемая соотношением (9) дисперсионная функция $\Delta(k, \Omega)$ в общем случае при комплексных k будет комплекснозначной, а при действительных либо мнимых значениях k принимает как действительные, так и мнимые значения. В связи с этим начальным этапом эффективного исследования подобных дисперсионных соотношений [8, 9] является введение вспомогательной координатной плоскости (φ, v) , где v – фазовая скорость бегущей нормальной волны, и построение на ней специальных областей D_j . Внутри этих областей тип корней характеристических уравнений Кристоффеля для каждого из материалов двухслойного волновода не меняется и, как следствие, остается постоянным тип значений дисперсионной функции $\Delta(k, \Omega)$. Выделение таких областей позволяет, в частности, эффективно применять известные численные методы для расчета действительных и мнимых мод дисперсионного спектра.

Границы областей D_j определяются условиями существования кратных корней бикубического характеристического уравнения Кристоффеля.

Из первого условия, заключающегося в равенстве нулю свободного члена уравнения Кристоффеля, следуют три зависимости $\{l_1(\varphi) : v = v_P(\varphi)\}$, $\{l_2(\varphi) : v = v_{SH}(\varphi)\}$ и $\{l_3(\varphi) : v = v_{SV}(\varphi)\}$, которые по физическому смыслу являются зависимостями фазовых скоростей объемных квазипродольных (P), квазипоперечных (SV) и горизонтально поляризованных сдвиговых (SH) волн от параметра φ .

Второе условие, состоящее в равенстве нулю дискриминанта уравнения Кристоффеля, представляет собой алгебраическое полиномиальное уравнение шестой степени относительно v^2 . Если у этого уравнения имеется действительная ветвь корней $v = v_D(\varphi)$, то соответствующую ей кривую будем обозначать $l_4(\varphi)$.

В данном исследовании численный анализ асимптотических коротковолновых свойств нормальных волн проведен для двухслойных волноводов трех типов:

- 1) волновод первого типа имеет слой V^+ из монокристалла оливина и слой V^- из монокристалла магния сульфида гептагидрата;
- 2) волновод второго типа – слой V^+ из монокристалла стронция формиата и слой V^- из монокристалла резорцина;
- 3) волновод третьего типа – слой V^+ из монокристалла йодноватой кислоты и слой V^- из монокристалла α -урана.

Физико-механические параметры этих монокристаллов заимствованы из работы [11]. Для волноводов первого и второго типа $h^-/h^+ = 1$, а для волновода третьего типа $h^-/h^+ = 2$. На рис. 1 и 2 приведены распределения кривых $l_i^\pm$ ($i=\overline{1,4}$) на плоскости (φ, v) для материалов слоев $V^\pm$ волноводов второго и третьего типов соответственно. В заштрихованных областях дисперсионная функция принимает мнимые значения, а в незаштрихованных областях – действительные значения.

Для дальнейшего анализа коротковолновых свойств нормальных волн семейство кривых $l_i^\pm$ ($i=\overline{1,4}$) должно быть дополнено кривыми $\{l_5^\pm(\varphi) : v = v_R^\pm\}$ для скоростей поверхностных волн Рэлея на внешних свободных гранях образующих волновод слоев и кривой $\{l_6(\varphi) : v = v_{st}\}$ для скорости волны Стоунли [12], локализованной у плоскости контакта слоев. Введем также в рассмотрение следующие зависимости: $v_S = \min\{v_{SV}(\varphi), v_{SH}(\varphi)\}$ в каждом из образующих слоев волновода, а также $\check{v}_S = \min\{v_S^-(\varphi), v_S^+(\varphi)\}$, $\check{v}_R = \min\{v_R^-(\varphi), v_R^+(\varphi)\}$ и

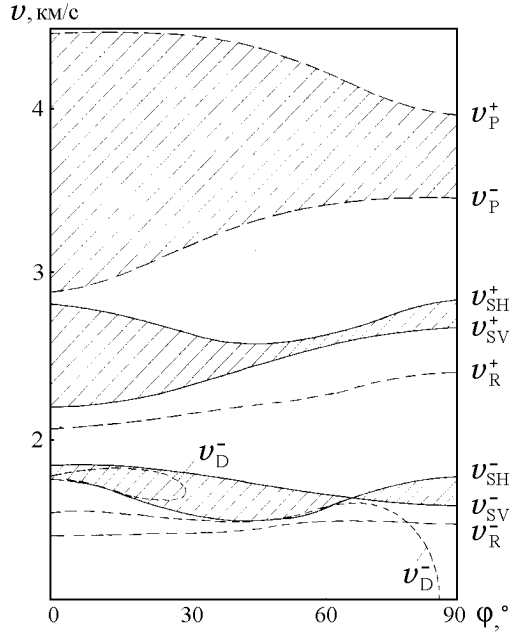


Рис. 1. Распределение кривых $l_i^\pm$ на плоскости (φ, v) для двухслойного волновода “стронций-формат – резорцин”

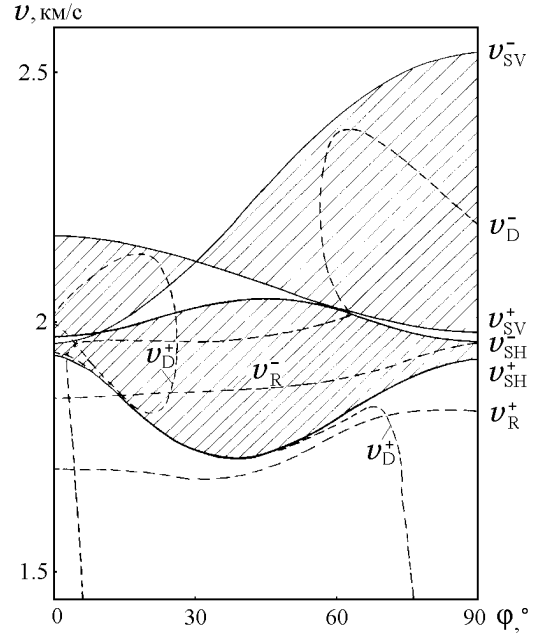


Рис. 2. Распределение кривых $l_i^\pm$ на плоскости (φ, v) для двухслойного волновода “йодноватая кислота – α -уран”

$\hat{v}_R = \max\{v_R^-(\varphi), v_R^+(\varphi)\}$ для двухслойного волновода, рассматриваемого в целом.

Задачу исследования асимптотических свойств в двухслойном анизотропном волноводе значительно усложняет наличие большого количества параметров дисперсионного уравнения (9). Поэтому принципиально важным моментом является способ классификации и разграничения условий для различных возможных механизмов локализации нормальных волн в коротковолновом диапазоне.

Для изотропного двухслойного волновода возможны три варианта соотношений между скоростями $v_S^\pm$, $\hat{v}_R$ и $\check{v}_R$, а именно:

- 1) $\check{v}_R < v_S^- < \hat{v}_R < v_S^+$;
- 2) $\check{v}_R < \hat{v}_R < v_S^- < v_S^+$;
- 3) $\check{v}_R < \hat{v}_R < v_S^+ < v_S^-$.

Для большинства двухслойных волноводов из реальных материалов характерен первый вариант соотношений между $v_S^\pm$, $\hat{v}_R$ и $\check{v}_R$. В этом случае низшая мода нормальных волн в высокочастотном коротковолновом диапазоне монотонно асимптотически приближается снизу к прямой $v = \check{v}_R$, а все остальные моды в этом диапазоне имеют своим пределом асимптоту $v = v_S^-$. Следовательно, в этом случае асимптотические свойства определя-

ются характеристиками менее жесткого слоя.

Второй и третий варианты соотношений (13) для двухслойных волноводов из реальных изотропных материалов встречаются реже и согласуются с необходимым условием существования волны Стоунли $\check{v}_S > \hat{v}_R$. В этих случаях асимптотические коротковолновые свойства мод нормальных волн можно описать следующим образом. Скорости v_1 и v_2 двух низших мод обладают предельными свойствами $v_1 \rightarrow \check{v}_R$, $v_2 \rightarrow \hat{v}_R$. Асимптотика третьей моды зависит от факта существования волны Стоунли для данного сочетания материалов: при ее наличии $v_3 \rightarrow v_{St}$, а если волна Стоунли отсутствует, то $v_3 \rightarrow \check{v}_S$. Все моды с номерами $n \geq 4$ при любом из условий (13) монотонно стремятся сверху к асимптотической зависимости $v = \check{v}_S$, т.е. $v_n \rightarrow \check{v}_S$ ($n \geq 4$).

Для двухслойных волноводов из анизотропных материалов принципиальные отличия в описанных схемах локализации могут проявиться только в том случае, если хотя бы для одного из слоев существует нетривиальная зависимость $v_D(\varphi)$. Отклонения скоростей коротких волн от предельных асимптотических значений при наличии $v_D(\varphi)$ могут являться не монотонными, а затухающими синусоидально модулированными. Кроме того, сами значения $v_D(\varphi)$ могут выступать в качестве предельных асимптотических значений для скоростей нормальных волн.

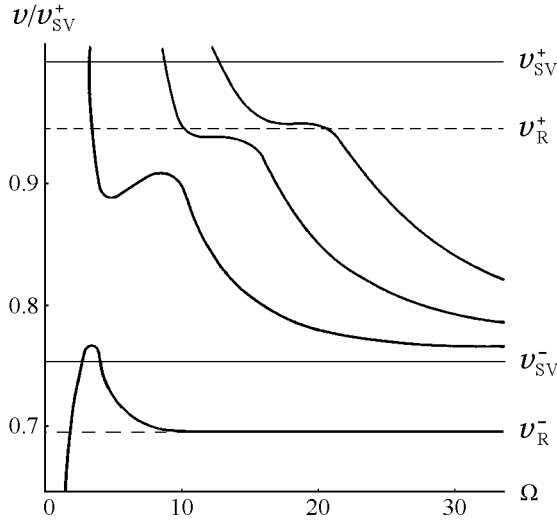


Рис. 3. Диаграмма фазовых скоростей нормальных волн в двухслойном волноводе "оливин – магний-сульфид-гептагидрат"

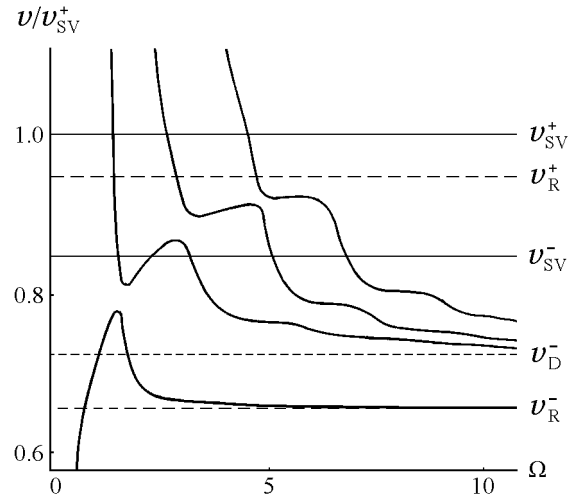


Рис. 4. Диаграмма фазовых скоростей нормальных волн в двухслойном волноводе "стронций-формиат – резорцин"

В работе [8] для однослойного ортотропного волновода получены условия, при которых предельным значением скоростей нормальных волн в коротковолновом диапазоне становится $v_D(\varphi)$. Значения $v_D(\varphi)$, которые выступают в качестве указанных предельных значений, обозначим как $v_D^*(\varphi)$. Вводя в рассмотрение зависимости $v_{SD} = \min\{v_S(\varphi), v_D^*(\varphi)\}$ для каждого из образующих слоев волновода и $\check{v}_{SD} = \min\{v_{SD}^-(\varphi), v_{SD}^+(\varphi)\}$ для всего двухслойного волновода, можно сформулировать следующие закономерности предельного поведения мод нормальных волн для двухслойного анизотропного волновода в коротковолновом диапазоне. Пусть $N(\varphi)$ – общее количество поверхностных волн в двухслойном волноводе, включая волны Стоунли, имеющих скорость распространения, меньшую, чем $\check{v}_{SD}(\varphi)$:

$$N(\varphi) = \begin{cases} 1, & \check{v}_R(\varphi) < \check{v}_{SD}(\varphi), \hat{v}_R(\varphi) > \check{v}_{SD}(\varphi); \\ 2, & \check{v}_R(\varphi) < \check{v}_{SD}(\varphi), \hat{v}_R(\varphi) < \check{v}_{SD}(\varphi); \\ 3, & \check{v}_R(\varphi) < \check{v}_{SD}(\varphi), \hat{v}_R(\varphi) < \check{v}_{SD}(\varphi), \\ & v_{St}(\varphi) < \check{v}_{SD}(\varphi). \end{cases}$$

Тогда число вариантов реализующихся асимптотических зависимостей равно $N+1$, а предельными значениями скоростей нормальных волн в коротковолновом диапазоне будут $\check{v}_{SD}(\varphi)$ и все значения скоростей поверхностных волн, не превышающие $\check{v}_{SD}(\varphi)$.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Некоторые результаты численных исследований предельных свойств скоростей бегущих нормальных волн в направлениях $\varphi=0^\circ$ и $\varphi=90^\circ$ для двухслойных волноводов с контактирующими слоями из различных материалов орторомбической системы [11] представлены в таблице. Относительные толщины контактирующих слоев полагаются равными. В столбцах 3–9 приведены минимальные скорости объемных волн в материалах слоев, образующих волновод, скорости поверхностных волн Рэлея и Стоунли, а также значения $v_D^\pm$. Через v_i ($i=\overline{1,4}$) обозначены предельные (в коротковолновом высокочастотном диапазоне) значения для скоростей нормальных волн, принадлежащих первым четырем модам распространяющихся волн в двухслойном волноводе.

Характер асимптотического приближения скоростей нормальных волн к предельным зависимостям для четырех низших мод во введенных выше двухслойных волноводах первого, второго и третьего типов представлен на рис. 3–5 соответственно. Для волновода первого типа выполняется первое из соотношений (13). В этом случае низшая мода бегущих волн в высокочастотном коротковолновом диапазоне стремится к асимптоте $v=v_R^-$, а все остальные моды бегущих волн в коротковолновом пределе стремятся сверху к зависимости $v=v_{SV}^-$ (рис. 3).

Для волновода второго типа выполняется пер-

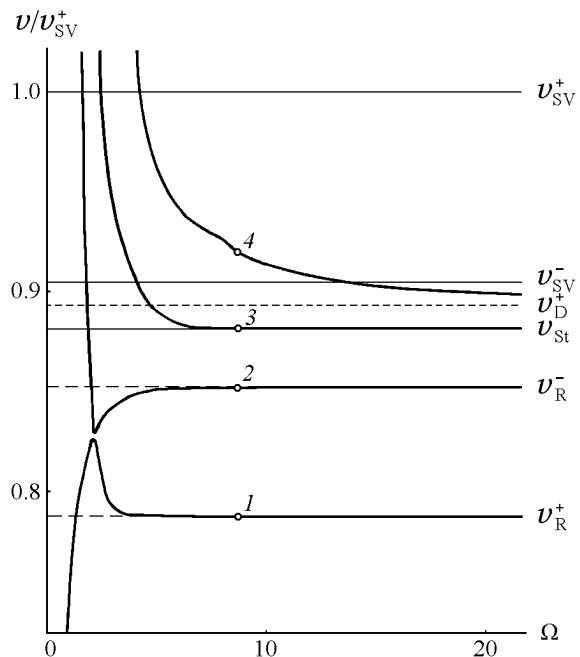
Таблица. Предельные значения скоростей нормальных волн в двухслойных волноводах

N	Материалы слоев V^+ , V^- ; направление распространения φ	Значения скоростей, км/с							Предельные скорости			
		v_R^-	v_R^+	v_{SV}^-	v_{SV}^+	v_D^-	v_D^+	v_{St}	v_1	v_2	v_3	v_4
	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	Оливин, Магний-сульфид-гептагидрат; 0°	3.431	4.673	3.716	4.936				v_R^-	v_{SV}^-	v_{SV}^-	v_{SV}^-
2	Бензофенон, Стронций-формат; 0°	2.064	3.499	2.181	3.564				v_R^-	v_{SV}^-	v_{SV}^-	v_{SV}^-
3	Стронций-формат, Резорцин; 0°	1.454	2.064	1.854	2.181	1.591			v_R^-	v_D^-	v_D^-	v_D^-
4	Литий-аммоний-тарtrat, Резорцин; 0°	1.454	1.939	1.854	1.979	1.591			v_R^-	v_D^-	v_D^-	v_D^-
5	Литий-аммоний-тарtrat, α -уран; 0°	1.850	1.939	1.960	1.979				v_R^-	v_R^+	v_{SV}^-	v_{SV}^-
6	Литий-аммоний-тарtrat, Сегнетова соль; 90°	2.348	2.467	2.748	2.638	2.696			v_R^-	v_R^+	v_{SV}^+	v_{SV}^+
7	Бензофенон, Германат лития; 90°	3.207	3.898	4.106	4.079	4.037		3.965	v_R^-	v_R^+	v_{St}	v_D^-
8	Йодноватая кислота, α -уран; 0°	1.710	1.850	2.175	1.960		1.940	1.913	v_R^+	v_R^-	v_{St}	v_D^+

вое из условий (13) одновременно с условием $\check{v}_{SD} = v_D^{*-}$. В этом случае низшая мода бегущих волн при малых длинах волн стремится к асимптоте $v = v_R^-$, а все остальные моды стремятся сверху к асимптоте $v = v_D^{*-}$ (рис. 4).

Для волновода третьего типа выполняется третье из соотношений (13), причем у границы контакта слоев V^- и V^+ существует волна Стоунли. Помимо этого, выполняется условие $\check{v}_{SD} = v_D^{*+}$. В этом случае скорости двух низших мод бегущих волн в коротковолновом диапазоне стремятся к асимптотическим зависимостям $v = \check{v}_R$ и $v = \check{v}_R$, скорость волн третьей моды – к зависимости $v = v_{St}$, а скорость волн четвертой моды – к зависимости $v = v_D^{*+}$. Таким образом, для этого волновода возможны четыре различные предельные значения скорости нормальных волн в коротковолновом диапазоне: v_R^- , v_R^+ , v_{St} , v_D^{*+} .

Некоторые особенности кинематических и энергетических характеристик исследуемых нормальных волн иллюстрируются расчетами, проведенными для волновода третьего типа. Для показанных на рис. 5 волн, принадлежащих четырем низшим модам этого волновода, в высокочастотном коротковолновом диапазоне получены распределения нормированных значений упругих перемещений $U_j^* = \text{Re} [U_j / \max\{U_{1m}, U_{3m}\}]$, $U_{jm} = \max_{\tilde{x}_3} |U_j|$ ($j=1,3$) и усредненного за период нормированного потока мощности $P_1^* = P_1 / \max_{\tilde{x}_3} |P_1|$ по толщине волновода ($\tilde{x}_3 = x_3/h^+$). Эти распределе-

Рис. 5. Диаграмма фазовых скоростей нормальных волн в двухслойном волноводе "йодноватая кислота – α -уран"

ния представлены на рис. 6. Из рис. 6, а, б видно, что для волн 1 и 2, имеющих фазовые скорости, близкие к v_R^+ и v_R^- , наблюдается экспоненциальный рост расчетных характеристик вблизи свободных граней волновода G^+ и G^- . В нормальной

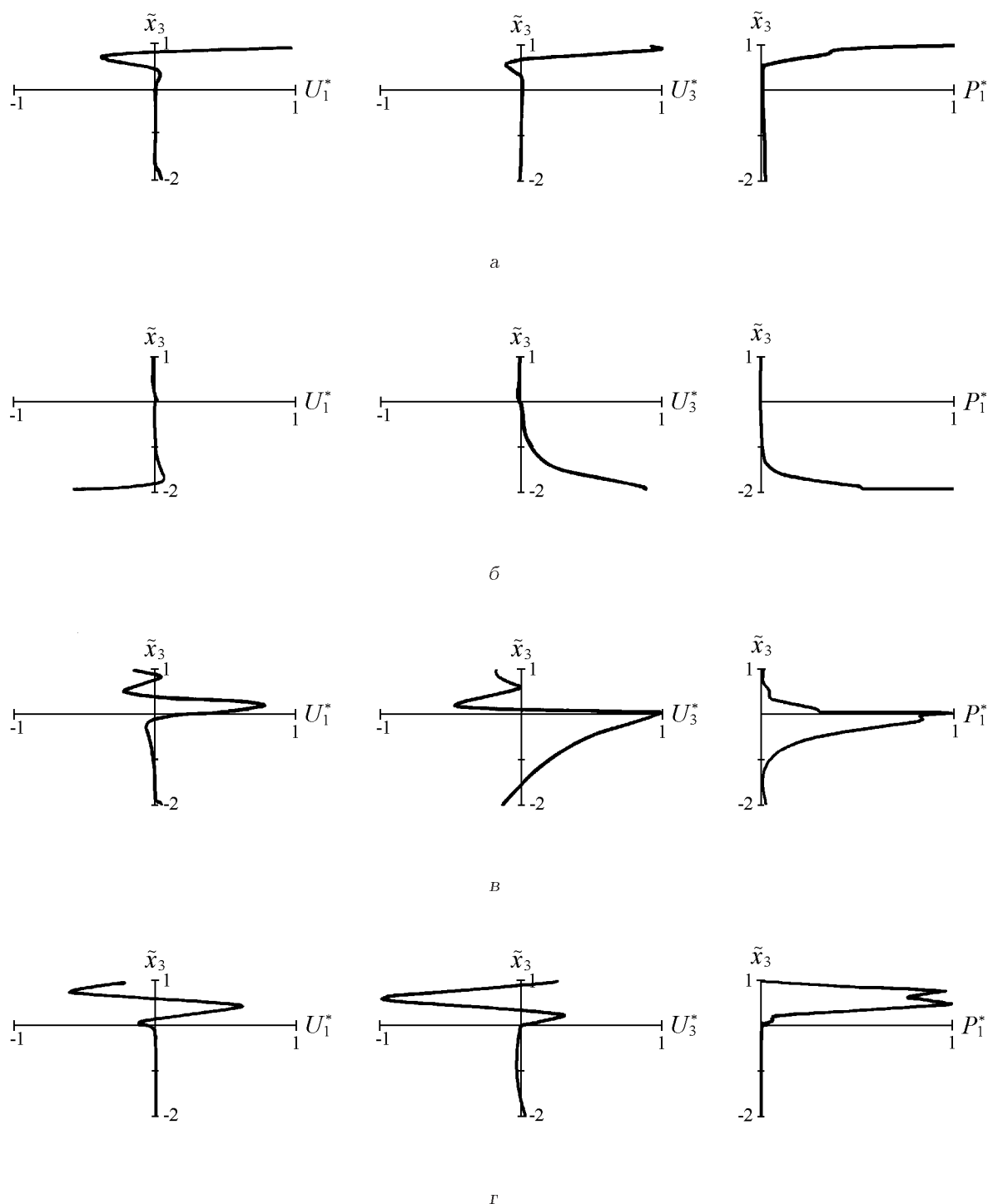


Рис. 6. Формы волновых движений и распределения плотности потока мощности по толщине двухслойного волновода

волне 3 с фазовой скоростью, приближающейся к скорости поверхностной волны Стоунли, наблюдается локализация характеристик U_j^* и P_1^*

вблизи границы контакта образующих слоев (см. рис. 6, в). Поскольку для волновода данного типа в направлении распространения $\varphi = 0^\circ$ выполняется

условие $\check{v}_{SD} = v_{SD}^+ = v_D^{*+}$, то для волны 4 (см. рис. 6, r) реализуется характерный механизм локализации волн с близкими к v_D^{*+} скоростями в срединной части верхнего образующего слоя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что для различных направлений распространения нормальных волн в двухслойной кристаллической пластине орторомбической системы с коллинеарными упругоэквивалентными направлениями образующих слоев может реализоваться широкий спектр разных механизмов локализации в высокочастотном коротковолновом диапазоне.

1. Локализация у одной внешней свободной поверхности волновода при выполнении условия $\check{v}_R < \check{v}_{SD} < \hat{v}_R$. В этом случае низшая нормальная мода в коротковолновом диапазоне трансформируется в поверхностную волну Рэлея со скоростью распространения $\check{v}_R$, а предельным значением скоростей нормальных волн всех высших мод является скорость $\check{v}_{SD}$.
2. Локализация у обеих внешних свободных граней волновода при выполнении условия $\check{v}_R < \hat{v}_R < \hat{v}_{SD}$. При этом две низшие нормальные моды с уменьшением длины трансформируются в поверхностные волны Рэлея со скоростями $\check{v}_R$ и $\hat{v}_R$, а скорости нормальных волн всех высших мод стремятся к предельному значению $\check{v}_{SD}$.
3. Локализация у обеих внешних свободных граней волновода, а также локализация у плоскости контакта образующих слоев при выполнении условия $\check{v}_R < \hat{v}_R < v_{St} < \check{v}_{SD}$. При выполнении этого условия две низшие моды нормальных бегущих волн в коротковолновом диапазоне превращаются в поверхностные волны Рэлея со скоростями $\check{v}_R$ и $\hat{v}_R$, третья мода – в поверхностную волну Стоунли со скоростью распространения v_{St} , а предельным значением скоростей остальных мод является скорость $\check{v}_{SD}$.
4. При реализации одного из условий $\check{v}_{SD} = v_D^{*+}$ или $\check{v}_{SD} = v_D^{*-}$ для каждого из вышеописанных законов локализации мод дисперсионного спектра соответственно изменяется механизм локализации мод с предельной скоростью $\check{v}_{SD}$ – для данных мод свойственна лока-

лизация в срединной части верхнего или нижнего образующего слоя.

Исследованные и обобщенные закономерности процессов локализации ультразвуковых волн в двухслойных кристаллических пластинах могут быть эффективно использованы при разработке принципиальных схем функционирования волноводных компонентов акустоэлектронной техники, реализующих задачу селективной передачи сигнальной информации.

1. Jones J. P. Wave propagation in two-layered medium // J. Appl. Mech. – 1964. – **31E**. – P. 213.
2. Комиссарова Г. Л. Особенности распределения энергии в двухслойной среде при распространении нормальных волн // Прикл. мех. – 1995. – **31**, N 11. – С. 38–45.
3. Laperre J., Thys W. Experimental and theoretical study of Lamb wave dispersion in aluminum/polymer bilayers // J. Acoust. Soc. Amer. – 1993. – **94**, N 1. – P. 268–278.
4. Гринченко В. Т., Мелешко В. В. Гармонические колебания и волны в упругих телах. – К.: Наук. думка, 1981. – 284 с.
5. Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику. – М.: Наука, 1984. – 400 с.
6. Викторов И. А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. – М.: Наука, 1966.
7. Молотков Л. А., Баймагамбетов У., Смирнова Н. С. Об исследовании дисперсионных уравнений свободного трансверсально-изотропного упругого слоя // Записки науч. семина. ЛОМИ. – 1980. – **99**. – С. 85–103.
8. Шпак В. А., Абрамова О. П., Шкодина Л. Н. Полный спектр нормальных P-SV-волн в двухслойном трансверсально-изотропном волноводе // Прикл. мех. – 1995. – **31**, N 8. – С. 18–23.
9. Абрамова О. П., Сторожев В. И., Шпак В. А. Дисперсия нормальных волн в ортотропном слое с закрепленными границами // Акуст. ж. – 1996. – **42**, N 1. – С. 5–9.
10. Космодамианский А. С., Сторожев В. И., Шпак В. А. Новый тип локализации энергии нормальных волн в анизотропном упругом слое // XI Всесоюз. акуст. конф. Секция А. – М.: Акуст. ин-т им. Н. Н. Андреева, 1991. – С. 155–158.
11. Шутилов В. А. Основы физики ультразвука. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1980. – 264 с.
12. Сторожев В. И., Шпак В. А., Бай Ю. П. Локализованные волны вдоль неупругоэквивалентных направлений в плоскости контакта анизотропных полубесконечных сред орторомбической системы // Вестник ДонГУ. Сер. А. – 1999. – Вып. 1. – С. 46–50.