АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1996, том 42, № 4, с. 517–521

УДК 539.376

НОВЫЙ КЛАСС ВОЛНОВОДОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ СВАРКЕ ПЛАСТМАСС

© 1996 г. Я. А. Жук, В. И. Козлов, И. К. Сенченков

Институт механики им. С.П. Тимошенко НАН Украины
252057 Киев, ул. Нестерова, 3

Поступила в редакцию 11.03.94 г.

Предложен новый тип волноводов в форме протяженных прямоугольных пластин, совершающих планарные колебания с поршневой формой перемещения на длинных сторонах. При этом их конфигурация выбирается таким образом, чтобы в движениях преобладала мода толщинного резонанса бесконечного слоевого волновода с толщиной, равной высоте пластины. Показано, что таким движениям отвечают центры второй серии плато в резонансном спектре симметричных колебаний прямоугольной пластины. С использованием конечноэлементного моделирования установлена возможность существенного повышения однородности перемещений на кромках путем присоединения к пластине полуволновых корректирующих стержней. Рассмотрены пластины как постоянной, так и переменной толщины.

Проектирование волноводов-инструментов (сонотродов) является одной из основных задач реализации технологии ультразвуковой сварки термопластичных материалов. Наибольшую сложность представляет расчет крупногабаритных элементов, работающих в высокочастотной области резонансного спектра. В частности, в волноводах, имеющих форму протяженных прямоугольных пластин, планарные моды колебаний с однородным (поршневым) распределением нормальных перемещений вдоль одной из кромок формируются с помощью ряда узких щелей, перпендикулярных кромке [1–3]. Этим достигается декомпозиция продольных и поперечных планарных движений, и искомая мода формируется из синфазных квазистержневых (обычно полуволновых) мод ансамбля межщелевых сегментов, т.е. по существу является мультипродольной.

Однако концентрация напряжений вблизи щелей является основной причиной усталостного разрушения таких элементов. Кроме того, щели понижают изгибную жесткость пластины, что существенно уплотняет спектр паразитных планарных изгибных мод в окрестности частоты функционирования волновода.

В данной статье предлагается новый подход к формированию поршневых движений кромок пластинчатых волноводов, основанный на использовании моды толщинного резонанса бесконечного слоя, которая соответствует продольной волне в бесконечной пластине.

Для пластинчатых волноводов (рис. 1) предполагается, что характерный толщинный размер (в направлении оси $0z$) существенно меньше размеров в плане и характерной длины волны. Задача их проектирования состоит в том, чтобы по заданным значениям длины излучающей кромки S_1, резонансной частоты f_r, коэффициента усиления K_y нормальных перемещений от некоторой точки A на S_2 к точке B на S_1, $K_y = |u_y(B)/u_y(A)|$, коэффициента однородности $K_h = \min\limits_{S_1} u_y / \max\limits_{S_2} u_y$ определить оставшиеся геометрические параметры.

Методологической основой решения этой задачи является спектр резонансных частот прямоугольной пластины постоянной толщины. Для частного случая симметричных мод движения пластины $|x| \le a$, $|y| \le b$ из материала с коэффициентом Пуассона $\nu = 0.34$ такой спектр приведен на рис. 2. Здесь Ω – безразмерная частота, $\Omega = 2\omega b/(\pi C_2)$, ω – круговая частота колебаний, C_2 – скорость сдвиговой волны, $C_2 = \sqrt{G/\rho}$, G – модуль сдвига, ρ – плотность.

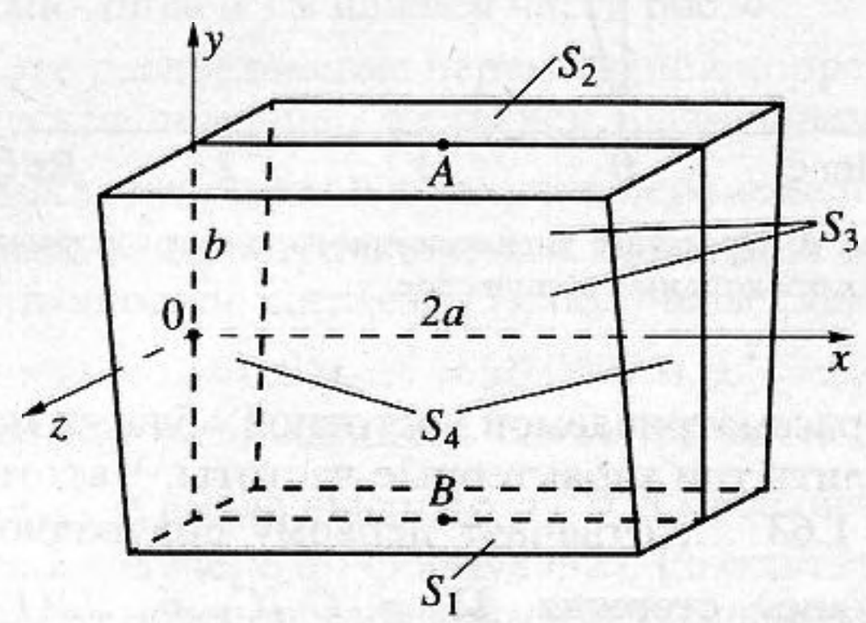

Рис. 1. Пластинчатый волновод.

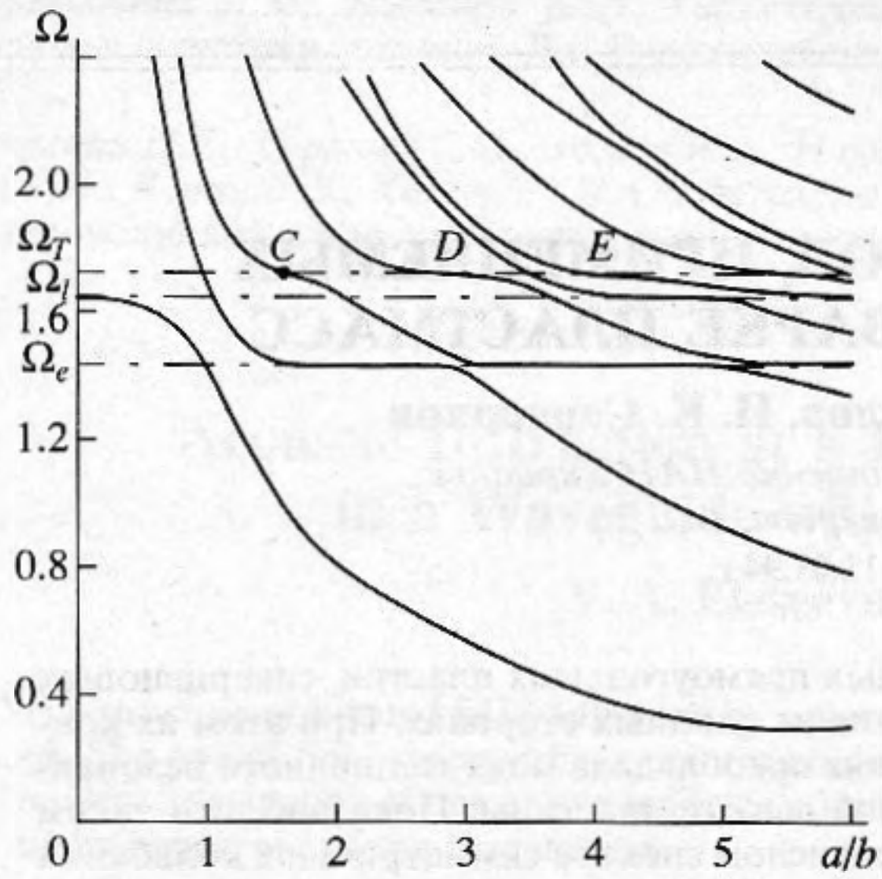

Рис. 2. Спектр резонансных частот симметричных планарных колебаний пластины.

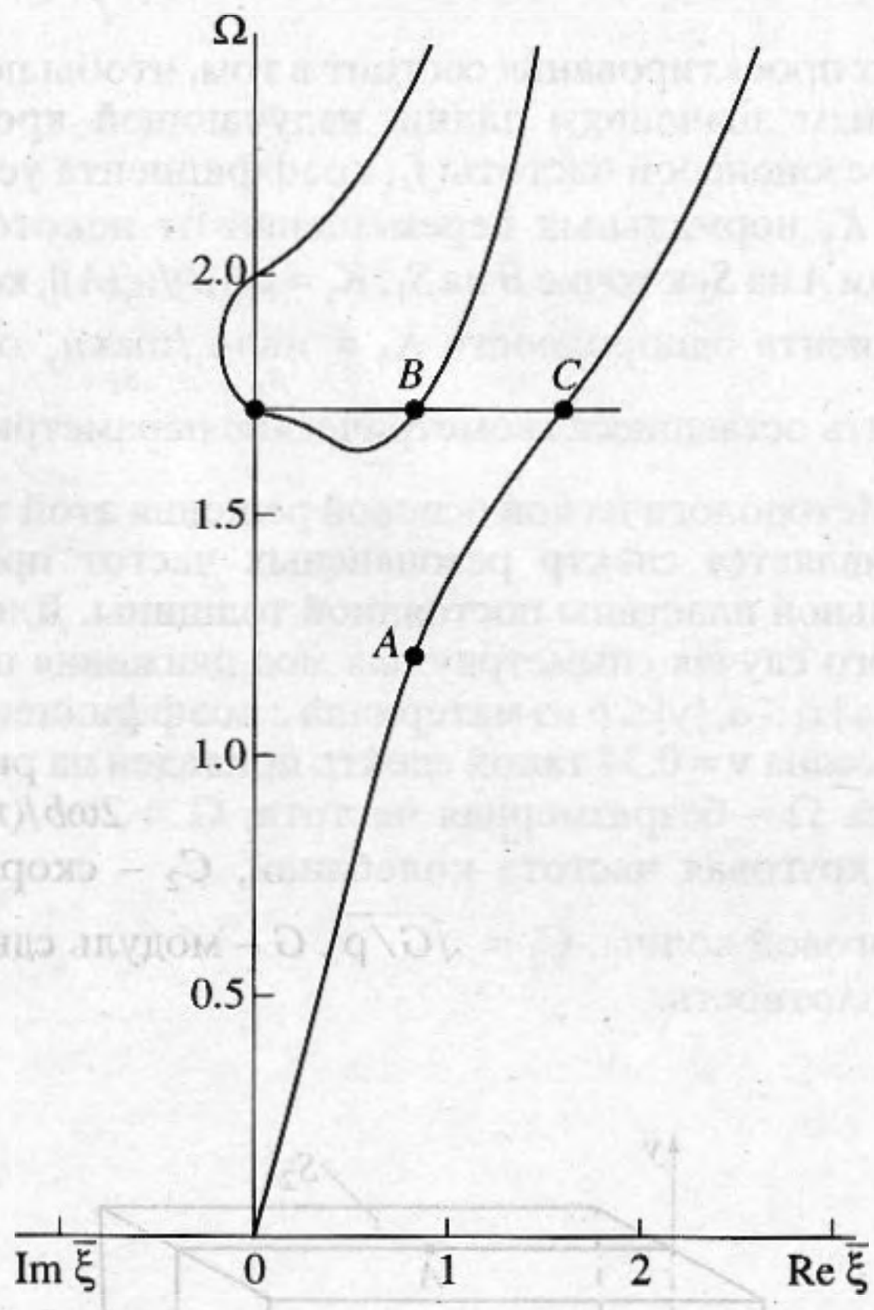

Рис. 3. Фрагмент дисперсионного спектра нормальных продольных волн в слое.

В рассматриваемой частотной области можно выделить три характерные частоты. Частота Ω_l, $\Omega_l = 1.63\ \ldots$, отвечает первому полуволновому резонансу стержня, $\Omega_l = C_E/C_2 = \sqrt{2(1+\nu)}$, причем C_E – скорость стержневой волны, $C_E = \sqrt{2(1+\nu)G/\rho}$. Частота Ω_e серии плато, $\Omega_e \simeq 1.43$, отвечает краевой моде, характеризующейся локализацией кинематических и динамических параметров в окрестности угловых точек [4]. Третья характерная частота $\Omega_T = 1.73$ – это частота второй серии плато, вдоль которых реализуется квазитолщинная мода колебаний.

Для анализа структуры движения на этой моде обратимся к фрагменту дисперсионного спектра нормальных продольных волн в слое $|y| \le b$, $|x| < \infty$, представленному на рис. 3. Здесь $\bar{\xi}$ – безразмерная постоянная распространения, $\bar{\xi} = 2\xi b/\pi$, ξ – постоянная распространения. В используемых в настоящее время щелевых волноводах движения формируются синхронизированными квазистержневыми модами колебаний, ассоциируемыми с участком $0A$ первой дисперсионной кривой. Предлагаемый подход основан на использовании моды толщинного резонанса на частоте запирания Ω_T, которая в суперпозиции с модами, отвечающими точкам B и C, а также с соответствующими неоднородными модами, формирует резонансную квазитолщинную форму колебаний пластины конечных размеров. "Чистая" толщинная мода имеет идеально равномерное распределение перемещений u_y на гранях $y = \pm b$ [4]

$$u_x = 0, \quad u_y = A\sin(\pi y/2b).$$

Анализ резонансного спектра пластины (рис. 2) с помощью однородных решений, использующих лишь одну из нормальных мод слоя, показывает, что в движения, отвечающие центральным областям плато на частоте Ω_T, основной вклад дает полуволновая толщинная мода слоя. Это обстоятельство и обеспечивает относительно равномерное (без узлов) поле нормальных перемещений на сторонах $y = \pm b$.

Отметим, что, как видно из рис. 2, длина волны толщинной моды λ_T больше длины волны стержневой моды λ_E и, следовательно, высота (размер $2b$) пластины на толщинной моде колебаний больше, чем высота щелевого волновода при одинаковой резонансной частоте и прочих размерах.

Характерной особенностью квазитолщинной моды является возможность создания волноводов большой протяженности с безузловым распределением нормальных перемещений на рабочей поверхности. В самом деле, точке C на первом плато отвечает значение $a/b = 1.5$, точке D на втором плато отвечает $a/b = 2.7$, в точке E на третьем плато – $a/b = 4$ и т.д. Таким образом, можно выбрать пластину, обладающую значительной длиной (для точки E, например, $2a = 2\lambda_T$ и более). Однако с увеличением номера плато спектр сгущается, что усложняет отстройку по частоте от лежащих рядом толщинно-сдвиговых и изгибных

мод. Наиболее перспективным с этой точки зрения выглядит второе плато.

Численные исследования проводились в рамках уточненной постановки задачи о плоском напряженном состоянии [5, 6]. Для пластины площадью S с контуром срединной поверхности L задача формулируется следующим образом:

$$\sigma^*_{ij,j} + \rho^*\omega^2 u_i = 0, \quad \varepsilon_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2; \qquad (1)$$
$$\sigma^*_{ij} = 2G^*(\varepsilon_{ij} + \nu^*\varepsilon_{kk}\delta_{ij}/(1-2\nu^*));$$

$$f^*_i = \sigma^*_{ij} n_j \text{ на } L. \qquad (2)$$

Здесь

$$\nu^* = \frac{\nu(I-\Delta)}{I+\nu(I-2\Delta)}; \quad \Delta = \frac{\rho h^2 \nu\omega^2}{6(I-\nu)G}, \qquad (3)$$

$$G^* = Gh, \quad \rho^* = \rho h, \quad f^*_i = f_i h, \quad i, j = x, y. \qquad (4)$$

В (1)–(4) приняты обозначения: ε_{ij} – компоненты деформации точек срединной поверхности пластины; σ^*_{ij} – компоненты тензора модифицированных напряжений; $h = h(x, y)$ – толщина пластины; ρ, ν, G – плотность, коэффициент Пуассона и модуль сдвига материала пластины соответственно; n_i – компоненты внешней нормали к поверхности пластины, f_i – компоненты поверхностной нагрузки; $(\cdot)_{,i} = \partial(\cdot)/\partial i$.

Задача (1), (2) решается с помощью конечноэлементной методики, описанной в работах [5, 7], в основе которой лежит лагранжева вариационная постановка задачи для изотропного материала. Используется восьмиузловой изопараметрический четырехугольный элемент.

При значительных длинах пластины коэффициент однородности имеет низкое значение. Для его увеличения применяется описанный в работе [7] метод присоединения малых корректирующих систем. Чаще всего в качестве таких систем используются стержни с продольной модой колебаний. При этом основная задача состоит в определении их геометрии и места расположения на пластине, обеспечивающих выделение чисто толщинного движения путем подавления вклада первой и второй распространяющихся мод (им соответствуют точки C и B на рис. 3) в форму колебаний. Двухстержневая конфигурация пластины позволяет подавлять одну из двух указанных мод.

Выбирается первая мода, поскольку она имеет максимальную изменяемость вдоль длины пластины. Стержни размещаются на ее длинных кромках в областях пучности нормальных перемещений $u_y^{(1)}$ [1], отвечающего точке C однородного решения:

$$u_y^{(1)} = \Psi(\bar{\xi}, y)\cos\xi x, \qquad (5)$$

$$\Psi(\bar{\xi}, y) = -(\alpha\cos(\pi\beta/2)\sin(\pi\alpha y/(2h)) + \\ + (\bar{\xi}+\beta)/(2\beta)\cos(\pi\beta/2)\sin(\pi\beta y/(2h)), \qquad (6)$$

где $\alpha^2 = \Omega^2/k^2 - \bar{\xi}^2$, $\beta^2 = \Omega^2 - \bar{\xi}^2$, $\bar{\xi} = 2\xi h/\pi$, $\Omega = 2\omega h/(\pi C_2)$, $k = C_1/C_2$, C_1 – скорость объемной волны. Из соотношений (5), (6) для координат пучностей перемещения $u_y^{(1)}$ на кромках пластины имеем

$$x_m = \pi m/\xi, \quad m = 0, 1, 2, \ldots, \qquad (7)$$

где величина ξ определяется по первой ветви дисперсионного спектра при заданной частоте Ω.

Длина стержня h также определяется из условия максимального воздействия стержня на пластину. В качестве меры воздействия стержня на пластину принимается импеданс Z, $Z = F_y/\dot{u}_y$, причем F_y и $\dot{u}_y$ – характерные сила и скорость в месте соединения. Для стержня с площадью сечения A, один конец которого свободен, а на другом задана нагрузка, имеем

$$|Z| = A\sqrt{\rho E}\sin(\mu h)/\cos(\mu h), \quad \mu = \omega\sqrt{\rho/E},$$

откуда

$$h_n = \pi(2n-1)/(2\mu), \quad n = 1, 2, \ldots, \qquad (8)$$
$$E = 2(1+\nu)G.$$

В качестве примера рассматривалась прямоугольная пластина со значениями параметров $2a = 0.326$ м и $2b = 0.122$ м из материала Д16Т со свойствами [8]: $G = 26.13 \times 10^9$ Па, $\rho = 2690$ кг/м^3, $\nu = 0.34$. Частота квазитолщинного резонанса $f_r = 22.0$ кГц. На рис. 4 приведена правая часть пластины (ось $0y$ является осью симметрии). Характерное распределение нормированного перемещения u_y^*, $u_y^* = |u_y|/\max|u_y|$ на стороне $y = 0$ показано линией *1* в нижней части рис. 4.

Это распределение перемещений корректировалось с помощью стержней, размещаемых на кромках пластины в пучностях перемещений $u_y^{(1)}$ первой распространяющейся моды. Для координат пучностей, согласно (7), получены следующие значения: $x_0 = 0.0$ м, $x_1^{\pm} = \pm 0.0697$ м, $x_2^{\pm} = \pm 0.133$ м. Стержни располагались симметрично в точках x_2^+ и x_2^- и имели высоту $h = 0.055$ м, значение которой получено по формуле (8). Результаты численного моделирования, представленные на рис. 4, показывают, что наилучшие результаты получены

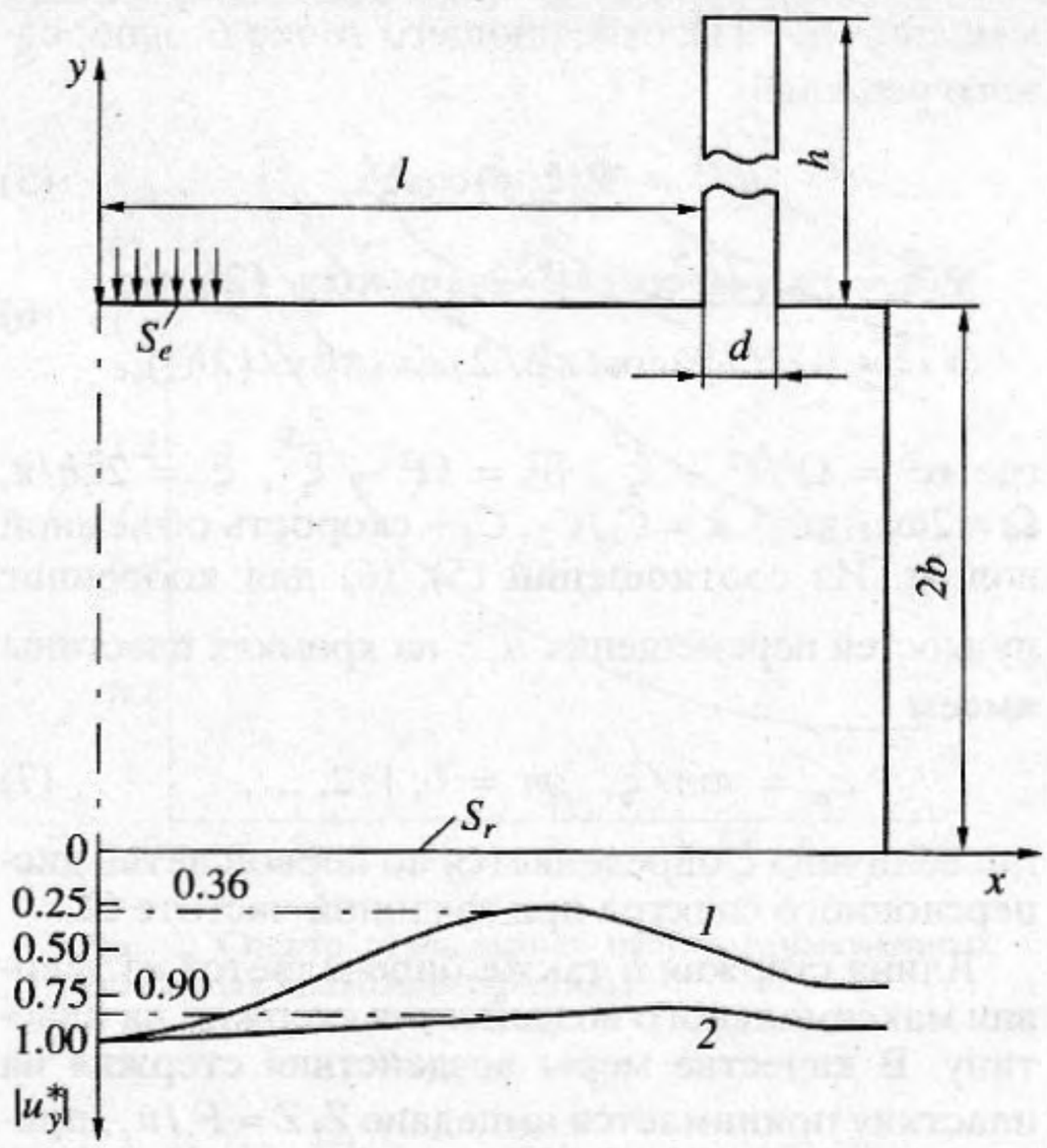

Рис. 4. Распределение нормированного перемещения вдоль рабочей поверхности волновода.

для значений параметров $l = 0.14$ м, $d = 0.02$ м, $h = 0.06$ м. При этом коэффициент однородности повышается от $K_h = 0.36$ (кривая *1*) по $K_h = 0.90$ (кривая *2*). Присоединение стержней повысило частоту квазитолщинного резонанса до 23.25 кГц.

Одним из основных требований, предъявляемых к волноводам, используемым, в частности для ультразвуковой сварки пластмасс, является усиление нормальных перемещений от области возбуждения колебаний S_e на верхней грани к рабочей (излучающей) кромке S_r. Обычно этот эффект достигается увеличением толщины пластины H с координатой y. На практике чаще всего используются половинно-ступенчатые пластины, для которых

$$H(y) = \begin{cases} H_1, & 0 < y < b, \\ H_2, & b < y < 2b, \end{cases} \tag{9}$$

причем $H_1 < H_2$, и для достаточно тонких пластин $K_y \le \chi = H_2/H_1$.

Рассмотрим особенности модального контроля волноводов переменной толщины на квазитолщинной моде. Численный анализ проводился для первых двух плато с целью оценки влияния отношения $\chi = 1, 2, 3, 4$ на резонансную частоту, коэффициенты усиления и однородности. Результаты расчетов для первого плато приведены в табл. 1, а для второго – в табл. 2.

Тенденция в обоих случаях одинакова – при увеличении χ резонансная частота незначительно увеличивается, а коэффициент однородности существенно снижается. Для коэффициента усиления выполняется соотношение $K_y = \chi \pm 10\%$. Причем для толщинной моды зависимости f_r и K_h от χ выражены более существенно.

Представляет интерес сопоставление характеристик волноводов на квазитолщинной и мультипродольной модах. Проводилось сравнение шестищелевого волновода с двумя стержнями и равного ему по длине пластинчатого волновода на квазитолщинной моде также с двумя стержнями. Оба волновода имели переменную толщину $H_1 = 0.0048$ м, $H_2 = 0.0018$ м и длину $2a = 0.43$ м. Для волновода со щелями при двухстержневой корректировке удалось достичь значения $K_h = 0.845$. Для толщинного волновода только с использованием корректирующих стержней было получено $K_h = 0.90$. Следовательно, для толщинного волновода при равной длине отсутствуют концентраторы напряжений (щели) и распределение нормального перемещения вдоль рабочей поверхности более равномерное.

Таблица 1

χ	1	2	3	4
f_r, кГц	22.344	22.411	22.512	22.597
K_h	0.54	0.36	0.25	0.17
K_y	1.0	2.3	3.6	4.6

Таблица 2

χ	1	2	3	4
f_r, кГц	22.621	22.638	22.665	22.694
K_h	0.35	0.34	0.31	0.29
K_y	1.0	1.8	2.7	3.6

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Жук Я.А.* Модальный контроль планарных колебаний многосвязных пластин // Тр. XVIII науч. конф. мол. ученых Ин-та механики АН Украины, Киев, 18–21 мая 1993 г. Киев, 1993. Ч. 2. С. 44–48. Деп. в ГНТБ Украины 16.08.93, № 1765-Ук93.
2. *Adachi K., Ucha S.* Modal vibration control of large ultrasonic tools with the use of wave-trapped horns // JASA. 1990. V. 87. № 1. P. 208–214.
3. *Andoh E., Kagava Y.* Finite Element Simulation of a Ultrasonic Vibrator for Plastic Welding // IEEE Ultrasonic Symp. Proc., San Francisco, Calif., 1985. № 1. P. 563–566.
4. *Гринченко В.Т., Мелешко В.В.* Гармонические колебания и волны в упругих телах. Киев: Наук. думка, 1981. 284 с.

5. *Сенченков И.К., Беспалова Е.И., Козлов В.И., Якименко С.Н.* О возможностях уточненного метода расчета планарных колебаний пластинчатых тел // Прикл. механика. 1991. Т. 27. № 11. С. 69–77.

6. *Сенченков И.К., Козлов В.И., Якименко С.Н., Нестеренко Н.П.* К расчету колебаний и виброразогрева пластин переменной толщины // Прикл. механика. 1992. Т. 28. № 5. С. 64–69.

7. Термомеханика эластомерных элементов конструкций при циклическом нагружении / Потураев В.Н., Дырда В.И., Карнаухов В.Г. и др. / Под ред. Потураева В.Н. Киев: Наук. думка, 1987. 288 с.

8. *Силин Л.Л., Баландин Г.Ф., Коган М.Г.* Ультразвуковая сварка. М.: Гос. науч.-тех. изд-во машиностроит. литер. 1962. 252 с.

A New Class of Waveguides for Ultrasonic Welding of Plastics

Ya. A. Zhuk, V. I. Kozlov, and I. K. Senchenkov

A new class of waveguides in the form of extended rectangular plates supporting planar vibrations with piston-like displacements on long sides is proposed. The waveguide configuration is chosen to provide the predominance of thickness resonance mode of an infinite layered waveguide with thickness equal to the plate height. These displacements are shown to correspond to the centers of the second series of plateaus in the resonance spectrum of symmetric vibrations of the rectangular plate. A possibility to significantly enhance the uniformity of displacements on plate edges by attaching half-wave correcting rods to the plate is established by means of finite-element modeling. Plates of constant and variable thickness are considered.