

Расчеты по формуле (5) с конкретными значениями  $C_v$  и  $C_T$  показали удовлетворительное согласие с экспериментом, в то время как расчеты по формуле (2), в которой отсутствует множитель  $\cos^2 \theta$  при первом члене, дали значительное расхождение при больших углах  $\theta$ .

Следовательно, рассматривая рассеяние звуковых волн на турбулентных пульсациях, нельзя пренебрегать вихревой компонентой поля ветра, особенно при больших углах рассеяния.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. О б у х о в. О рассеянии звука в турбулентном потоке. Докл. АН СССР, 1941, 30, 611.
2. В. И. Т а т а р с к и й. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. М., Изд-во АН СССР, 1959.
3. Д. И. Б л о х и н ц е в. Акустика неоднородной движущейся среды. М., Гостехиздат, 1946.
4. R. H. K r a i s h n a n. The scattering of sound in a turbulent medium. J. Acoust. Soc. America, 1953, 25, 1096—1109.
5. М. А. К а л л и с т р а т о в а. Методика исследования рассеяния звука в атмосфере. Акуст. ж., 1959, 5, 4, 496—498.

Институт физики атмосферы АН СССР  
Москва

Поступило в редакцию  
23 апреля 1960 г.

## ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА ОТ ДВИЖУЩЕЙСЯ ТОНКОЙ ПЛАСТИНЫ

Л. М. Ляшнев

Выберем систему координат  $x, y, z$  так, чтобы пластина оставалась неподвижной, а ее плоскость совпадала с координатной плоскостью  $xoz$ . Пусть звуковое поле описывается следующими выражениями (см. фигуру):

$$p_1(\mathbf{r}) = \exp[ik_x x + ik_y(y+a)] + A \exp[ik_x x - ik_y(y+a)]; \quad y < 0; \quad (1)$$

$$p_2(\mathbf{r}) = B \exp[ik_x x + ik_y(y-a)]; \quad y > 0. \quad (2)$$

Множитель  $\exp[-i\omega t]$  всюду опускаем. Выражения (1) и (2) являются решениями уравнения распространения звука в движущейся среде

$$\left[ \nabla^2 - M^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} - 2M \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] p(\mathbf{r}) = 0$$

при условии, что  $k_x = k \frac{\sin \theta}{1 + M \sin \theta}$ ,  $k_y = k \frac{\cos \theta}{1 + M \sin \theta}$ , где  $k = \omega/c$ ,  $\operatorname{tg} \theta = k_x/k_y$ ,  $c$  — скорость звука в среде,  $M = V/c$  — число Маха,  $V$  — скорость движения пластины,  $2a$  — толщина пластины,  $\theta$  — угол падения.

Для определения коэффициентов отражения  $A$  и прохождения  $B$  воспользуемся граничными условиями и уравнениями движения пластины. Из условий неразрывности смещений и равенства давлений на границах пластины с акустической средой получим

$$-\frac{\partial p_1(\mathbf{r})}{\partial y} \Big|_{y=-a} = \rho \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2V \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} + V^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) (w^{(1)}(x) + w^{(2)}(x)); \quad (3)$$

$$-\frac{\partial p_2(\mathbf{r})}{\partial y} \Big|_{y=+a} = \rho \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - 2V \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} + V^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) (w^{(1)}(x) - w^{(2)}(x)); \quad (4)$$

$$\left( m_s \frac{\partial^2}{\partial t^2} + g \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right) w^{(1)}(x) = p_1(\mathbf{r}) \Big|_{y=-a} - p_2(\mathbf{r}) \Big|_{y=+a}; \quad (5)$$

$$\left( \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) w^{(2)}(x) = \frac{a}{E_1} \left[ \frac{\sigma_1^2 - 1}{c_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \left[ \frac{p_1(\mathbf{r})}{2} \Big|_{y=-a} + \frac{p_2(\mathbf{r})}{2} \Big|_{y=+a} \right] \quad (6)$$

В выражениях (3) — (6)  $w^{(1)}(x)$  — антисимметричные относительно средней плоскости смещения пластины, обусловленные ее изгибными колебаниями,  $w^{(2)}(x)$  — симметричные смещения, связанные с поперечными колебаниями сжатия (продольными колебаниями) пластины,  $m_s$  — масса пластины на единицу площади,  $g$  — цилиндрическая жесткость,  $E_1$  — модуль Юнга,  $\sigma_1$  — коэффициент Пуассона пластины и  $c_1$  — скорость распространения продольных колебаний в пластине. Уравнения (5) и (6) являются уравнениями движения пластины, описывающими ее изгибные колебания и поперечные колебания сжатия [1].



Подставляя выражения (1) и (2) в уравнения (3) — (6) и решая эти уравнения, найдем

$$A = \frac{ZZ_1 \cos^2 \theta (1 + M \sin \theta)^2 - 2\rho^2 c^2}{[Z_1 \cos \theta (1 + M \sin \theta) + \rho c][Z \cos \theta (1 + M \sin \theta) + 2\rho c]} ; \quad (7)$$

$$B = \frac{2\rho c Z_1 \cos \theta (1 + M \sin \theta) - \rho c Z \cos \theta (1 + M \sin \theta)}{[Z_1 \cos \theta (1 + M \sin \theta) + \rho c][Z \cos \theta (1 + M \sin \theta) + 2\rho c]} . \quad (8)$$

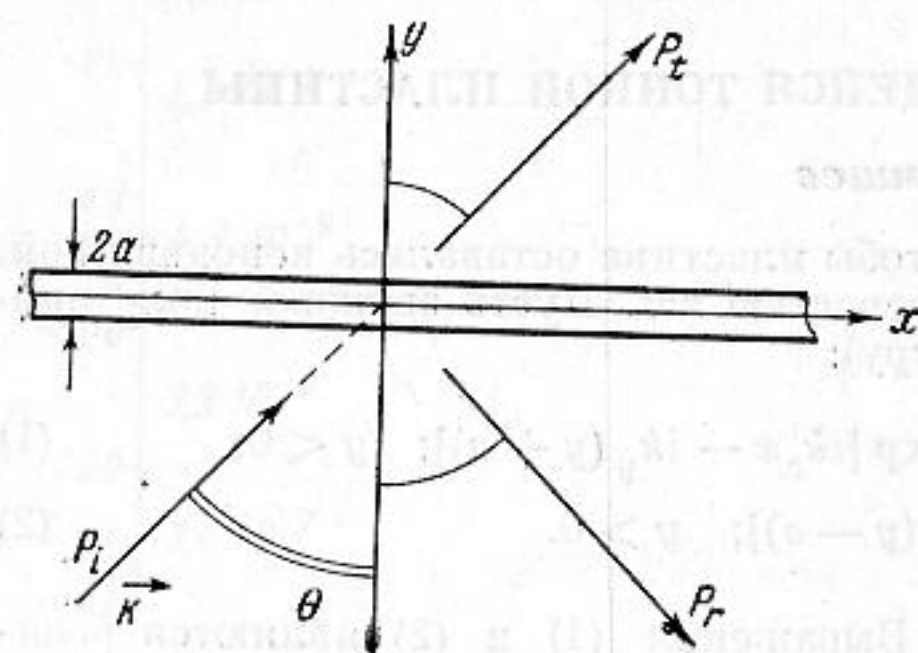
Здесь

$$Z = -i\omega m_s \left[ 1 - \left( \frac{c_f}{c} \frac{\sin \theta}{1 + M \sin \theta} \right)^4 \right] ; \quad (9)$$

$$Z_1 = i \frac{E_1}{\omega a} \frac{\left[ 1 - \left( \frac{c_1}{c} \frac{\sin \theta}{1 + M \sin \theta} \right)^2 \right]}{\left[ 1 - \sigma_1^2 - \left( \frac{c_1}{c} \frac{\sin \theta}{1 + M \sin \theta} \right)^2 \right]} \quad (10)$$

— импедансы пластины, соответственно, для изгибных колебаний и поперечных колебаний сжатия,  $c_f$  — скорость распространения изгибных колебаний в пластине.

Если учитываются только изгибные колебания пластины и не принимаются во внимание поперечные колебания сжатия ( $Z_1 \rightarrow \infty$ ), формулы (7) и (8) упрощаются:



$$A = \frac{Z \cos \theta (1 + M \sin \theta)}{Z \cos \theta (1 + M \sin \theta) + 2\rho c} ; \quad (11)$$

$$B = \frac{2\rho c}{Z \cos \theta (1 + M \sin \theta) + 2\rho c} . \quad (12)$$

При  $M = 0$  (скорость движения пластины равна нулю) соотношения (7), (8), (11) и (12) совпадают с известными формулами для неподвижной пластины [1].

Предположим теперь, что среда в полупространстве  $y > 0$  покоится относительно пластины и допустим для простоты, что пластина совершает изгибные колебания. Тогда  $w^{(2)}(x) = 0$ , а выражение (4) примет вид:

$$-\frac{\partial p_2(r)}{\partial y} \Big|_{y=+a} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} w^{(1)}(x) . \quad (13)$$

Разрешая уравнения (3) — (5) и (13) относительно коэффициентов отражения и прохождения, получим

$$A = \frac{\sin 2\theta \cos \Phi Z - \rho c \sin 2\Phi + \rho c \sin 2\theta}{\sin 2\theta \cos \Phi Z + \rho c \sin 2\Phi + \rho c \sin 2\theta} ; \quad (14)$$

$$B = \frac{2\rho c \sin 2\theta}{\sin 2\theta \cos \Phi Z + \rho c \sin 2\Phi + \rho c \sin 2\theta} . \quad (15)$$

Здесь  $\Phi$  — угол преломления. Значение угла преломления определяется из условия равенства проекций волновых векторов на границах пластины со средой  $k \sin \Phi = k_x$ , откуда  $\sin \Phi = \frac{\sin \theta}{1 + M \sin \theta}$ .

В случае отсутствия пластины ( $Z = 0$ ) выражения (14) и (15) переходят в известные формулы для коэффициентов отражения и преломления плоских волн на границе между движущейся и неподвижной средами [2].

Из формул (7) — (10) следует, что при углах падения, когда выполняются условия

$$\sin \theta = \frac{c}{(1 + M_f) c_f} , \quad \sin \theta = \frac{c}{(1 + M_1) c_1} , \quad (16)$$

где  $M_f = V/c_f$ ;  $M_1 = V/c_1$ , наблюдается практически полное прохождение звука через пластину. В заключение заметим, что в случае отрицательных  $\theta$  знак плюс перед  $M_f$  и  $M_1$  в выражениях (16) должен быть заменен на знак минус.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Л я м ш е в. Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости. М., Изд-во АН СССР, 1955.
2. J. W. Miles. On the reflection of sound at an interface of relative motion. J. Acoust. Soc. America, 1957, 29, 226—228.

Акустический институт АН СССР  
Москва

Поступило в редакцию  
29 мая 1960 г.

## ПРОСТОЙ СПОСОБ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ХОЛОДНОЙ СВАРКИ

Л. О. Макаров

Как известно, для осуществления ультразвуковой холодной сварки металлов к свариваемым деталям необходимо приложить колебательные напряжения, направленные вдоль свариваемых поверхностей, т. е. в случае плоских деталей — вдоль их плоскостей. В подавляющем большинстве известных до настоящего времени схем ультразвуковая сварка осуществляется поперечным выступом, установленным на конце концентратора продольных колебаний и прижимаемым к свариваемым деталям постоянной силой, перпендикулярной оси концентратора. Консольный изгиб, испытываемый при этом акустической колебательной системой аппарата, налагает большие требования на поперечную жесткость акустической головки и снижает устойчивость колебательной системы по отношению к возникновению в ней паразитных изгибных колебаний.

Нами испытано свободное от указанных недостатков и несложное приспособление для сварки, схема которого показана на фигуре. К акустической головке 1 ультразвукового станка для механической обработки твердых материалов присоединялся обычный стержневой полуволновый концентратор 2, снабженный на конце сферическим закруглением. Свариваемые детали 3 и 4 укладывались на одну из внутренних граней металлической опоры 5 с клиновидным вырезом. Угол между гранями клиновидного выреза в различных образцах опор составлял  $\sim 30, 40, 60$  и  $90^\circ$ .

Концентратор своим закругленным концом опускался в зазор опоры и прижимался некоторой постоянной силой, направленной вдоль его оси, с одной стороны к свариваемым деталям, а с другой — к свободной грани выреза, после чего включалось электрическое питание излучателя.

На ультразвуковом станке 4770 (мощность 250 *вт*) производилась сварка таким способом двух листочков алюминиевой фольги толщиной 0,07 мм, причем в течение 1—4 *сек* образовывался надежный сварной контакт. Случаев привара изделий к наконечнику концентратора нам наблюдать не приходилось. Небольшое залипание между нижней деталью и гранью опоры полностью устранялось слабым зажириванием грани, например, солидолом. При слишком слабом прижиге или при попытке подвести к свариваемым деталям уже включенную акустическую головку в области контакта наблюдался исключительно интенсивный низкочастотный дребезг, приводивший к быстрому разрушению фольги. При правильном режиме сварка происходит вполне надежно, регулярно, результаты эксперимента имеют хорошую повторяемость.

Нетрудно видеть, что в предлагаемой схеме предполагаемая полезная — сдвиговая — составляющая колебательных напряжений получается за счет разложения силы в зоне контакта и должна быть тем больше, чем меньше угол между гранями опоры. Действительно, сварка на опорах с малыми углами раствора шла интенсивнее, чем при углах  $60$  и  $90^\circ$ ; однако различие между опорами с углами  $30$  и  $40^\circ$  было настолько незначительным, что нам его не всегда удавалось обнаружить.

На основе проведенных экспериментов может быть предложен вариант той же схемы, предназначенный для получения шовной сварки. Для этого опору с клиновидным пазом следует заменить системой трех или четырех параллельных конических роликов, боковые поверхности которых играют ту же роль, что и грани опоры; кроме этого, следует обеспечить возможность вращения вокруг оси акустической головки либо ее самой, либо системы роликов.

Исследованная схема обладает рядом преимуществ по сравнению с используемыми сейчас схемами ультразвуковой сварки металлов. Прежде всего, она, как и предложенная Сиротюком [1] схема с применением крутильных колебаний, обеспечивает соосность прижимающей силы с основной колебательной системой. Кроме того, она очень проста и легко унифицируется с ультразвуковой механической обработкой: может выполняться в виде приспособления к ультразвуковым стенкам или в виде универсального сверлильно-сварочного станка и допускает унификацию подавляющего большинства основных деталей.

