АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXI 1985 Вып. 2

УДК 534.26

# ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПЛАСТИНОЙ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ НЕОДНОРОДНЫМ ПОЛЕМ СЛУЧАЙНЫХ СИЛ

*Романов В. Н.*

Рассмотрено влияние неоднородности в поле случайных сил на величину акустического давления, создаваемой пластиной в жидкости. Показано, что, как в случае пластины без ребер жесткости, так и при наличии на ней ребер жесткости, неоднородность акустического давления в жидкости существенно меньше, чем в поле возбуждающих пластину сил.

В работах [1–3] было рассмотрено излучение звука пластиной при возбуждении ее однородным полем турбулентных пульсаций давления, взаимный спектр которых зависит от разности координат. Однако в практически важных случаях спектр мощности этих пульсаций, а следовательно, и взаимный спектр зависят от координаты в направлении потока жидкости и не зависят от координаты лишь в направлении поперек потока жидкости [4].

Для определения среднего квадрата акустического давления, создаваемого пластиной при ее возбуждении неоднородным полем случайных сил, можно воспользоваться соотношением из работ [1, 3]

$$\bar{p}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega) = \iint\limits_{ss} q(\bar{\mathbf{R}}, \bar{\mathbf{r}}, \omega)\, q^*(\bar{\mathbf{R}}, \bar{\mathbf{r}}_1, \omega)\, \gamma(\bar{\mathbf{r}}, \bar{\mathbf{r}}_1, \omega)\, d\bar{\mathbf{r}}\, d\bar{\mathbf{r}}_1, \qquad (1)$$

где $\gamma(\bar{\mathbf{r}}, \bar{\mathbf{r}}_1, \omega)$ – функция пространственной корреляции в неоднородном поле случайных сил на частоте $\omega$, иначе – взаимный спектр; $q(\bar{\mathbf{R}}, \bar{\mathbf{r}}, \omega)$ – функция Грина, определяющая акустическое давление в точке, задаваемой радиус-вектором $\bar{\mathbf{R}}(x, y, z)$, при возбуждении пластины сосредоточенной гармонической силой на круговой частоте $\omega$ в точке, задаваемой радиус-вектором $\bar{\mathbf{r}}(x_0, y_0)$ (или $\bar{\mathbf{r}}_1(x_1, y_1)$); $s$ – площадь пластины, знаком * обозначена комплексно-сопряженная величина.

Следуя работе [3], приведем выражение (1) к другому виду, используя двумерное преобразование Фурье. В отличие от работы [3] внешняя случайная нагрузка не является однородной в направлении потока (вдоль оси $x$), и поэтому функция пространственной корреляции (взаимный спектр) зависит от разности координат только в направлении поперек потока (вдоль оси $y$). Тогда ее можно с учетом соотношений работы [5] представить в виде

$$\gamma(x_1, x_0, y_0 - y_1, \omega) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\int \mathrm{E}(k_{1x}, k_{2x}, k_y, \omega) \to$$

$$\to \exp[ik_{2x}x_0 - ik_{1x}x_1 + ik_y(y_0 - y_1)]\, dk_y\, dk_{1x}\, dk_{2x}, \qquad (2)$$

где

$$\mathrm{E}(k_{1x}, k_{2x}, k_y, \omega) = 1/(2\pi)^3 \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\int \gamma(x_1, x_0, y_0 - y_1, \omega) \to$$

$$\to \exp[-ik_{2x}x_0 + ik_{1x}x_1 - ik_y(y_0 - y_1)]\, d(y_0 - y_1)\, dx_0\, dx_1. \qquad (3)$$

Функция $\mathrm{E}(k_{1x}, k_{2x}, k_y, \omega)$ представляет пространственно-временной спектр случайной нагрузки, неоднородной по оси $x$. Вследствие наличия

этой неоднородности пространственно-временной спектр зависит от двух волновых чисел в направлении оси $x$ — $k_{1x}$ и $k_{2x}$, а в направлении оси $y$ имеет место, как для однородного поля [3], зависимость только от одного волнового числа $-k_y$.

Подставляя в выражение (1) соотношение (2), а также используя заимствованное из работы [3] представление функции Грина $q(\bar{\mathbf{R}}, \bar{\mathbf{r}}, \omega)$ через двойной интеграл от функции $Q(\ldots)$, являющейся компонентой акустического давления при возбуждении пластины плоской волной единичной амплитуды, меняя порядок интегрирования и учитывая свойства $\delta$-функций, получаем следующее соотношение:

$$\bar{p}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega) = k^3 \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int Q(\lambda_{12}, \lambda_2, \omega, \bar{\mathbf{R}})\, Q^*(\lambda_{11}, \lambda_2, \omega, \bar{\mathbf{R}}) \rightarrow$$

$$\rightarrow \mathrm{E}(\lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_2, \omega)\, d\lambda_{11}\, d\lambda_{12}\, d\lambda_2. \qquad (4)$$

Здесь приняты обозначения: $\lambda_{12}=k_{2x}/k$; $\lambda_{11}=k_{1x}/k$; $\lambda_2=k_y/k$. Функция $Q(\ldots)$ определяется выражением [3]

$$Q(\eta, \lambda_2, \omega, \bar{\mathbf{R}}) = \frac{b\beta^3 \exp[ik\lambda\eta x + ik\lambda_2 y - zk(\eta^2+\lambda_2{}^2-1)^{1/2}]}{L(\eta, \lambda_2)}; \qquad (5)$$

$L(\eta, \lambda_2)=(\eta^2+\lambda_2{}^2-1)^{1/2}[(\eta^2+\lambda_2{}^2)^2-\beta^2]-2b\beta^3$; $b\beta=\rho c/\omega m$; $\beta=k_0{}^2/k^2$ ($k$ — волновое число в жидкости, $\rho c$ — волновое сопротивление жидкости, $m$ — масса единицы поверхности пластины, $k_0$ — волновое число изгибных волн в пластине, помещенной в вакуум).

Из выражения (5) следует, что основной вклад в излучение звука при $kz>1$ будут давать те компоненты пространственно-временного спектра, для которых выполняются следующие соотношения: $\lambda_{11}{}^2+\lambda_2{}^2\leqslant 1$ и $\lambda_{12}{}^2+\lambda_2{}^2\leqslant 1$.

Выражение (4) определяет квадрат акустического давления при возбуждении пластины полем неоднородных случайных сил и в отличие от случая однородных сил [3] представляется через тройной интеграл по волновым числам.

Для вычислений по соотношению (4) необходимо определить $\mathrm{E}(\lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_2, \omega)$ через взаимный спектр $\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega)$ неоднородного поля случайных сил. Взаимный спектр представим через произведение спектра мощности $P_{\text{н}}(x, \omega)$, зависящего от координаты $x$ вдоль потока, и безразмерного взаимного спектра для однородного поля турбулентных пульсаций, соответствующего модели Коркоса [3]. Тогда имеем

$$\gamma(\bar{\mathbf{r}}, \bar{\mathbf{r}}_1, \omega) = P_{\text{н}}(x, \omega)\, f_1(x_0-x_1)\, f_2(y_0-y_1), \qquad (6)$$

где $f_1(x_0-x_1)=\exp[-\alpha_1|x_0-x_1|+i\beta_1(x_0-x_1)]$; $f_2(y_0-y_1)=\exp(-\gamma_1|y_0-y_1|)$; $\alpha_1=0{,}7f/u$; $\beta_1=8f/u$; $\gamma_1=4{,}5f/u$; $u$ — скорость потока жидкости. Спектр мощности зададим в виде

$$P_{\text{н}}(x, \omega) = P(\omega)\, f_3[(x_1+x_0)/2], \qquad (7)$$

где $f_3[\ldots]$ — некоторая функция, зависящая от координаты $x=(x_1+x_0)/2$.

Подставим выражение (6) с учетом (7) в соотношение (3) с использованием введенных ранее обозначений для $k_{1x}$, $k_{2x}$ и $k_y$ через $\lambda_{11}$, $\lambda_{12}$ и $\lambda_2$ соответственно, а также введем новую систему координат: $\tau=x_0-x_1$, $R_0=(x_0+x_1)/2$ [5]. При этом для удобства вычислений зададим функцию $f_3(R_0)$ в экспоненциальном виде

$$f_3(R_0) = \exp(-\varepsilon|R_0|). \qquad (8)$$

В случае однородного поля случайных сил $\varepsilon=0$ и $f_3(R_0)=1$. После выполнения интегрирования окончательно имеем

$$\mathrm{E}(\lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_2, \omega) = \frac{P(\omega)}{(2\pi)^3} \frac{\gamma_1}{\gamma_1{}^2+(k\lambda_2)^2} \times$$

$$\times \frac{4\alpha_1}{\alpha_1^2+[(\lambda_{11}+\lambda_{12})]k/2-\beta_1]^2} \frac{2\varepsilon}{\varepsilon^2+[k(\lambda_{11}-\lambda_{12})]^2}. \quad (9)$$

В случае однородного поля сил $\varepsilon \to 0$ и последний множитель в выражении (9) $\to 2\pi\delta(\lambda_{11}-\lambda_{12})/k$ [6], тогда, заменяя $\lambda_{11}$ на $\lambda_1$, имеем выражение для спектра, которое полностью совпадает с соответствующим выражением работы [3].

Подставим теперь соотношение (9) в выражение (4) и вычислим его для случая тонкой пластины и низких частот (т. е. при $b\beta \gg 1$), тогда $Q(\eta, \lambda_2, \omega, \mathbf{R}) = -{}^1/_2 \exp[ik\lambda\eta x + ik\lambda_2 y - zk(\eta^2+\lambda_2^2-1)^{1/2}]$; учитываем при этом также то обстоятельство, что поскольку $|\lambda_{11}|$, $|\lambda_{12}|$ и $|\lambda_2| \leqslant 1$, то для практически важных случаев $\gamma_1 \gg k\lambda_2$ и $\beta_1 \gg (\lambda_{11}+\lambda_{12})k/2$, тогда

$$\bar{p}^2(\overline{\mathbf{R}}, \omega) = (k/\pi^2)\bar{p}^2_{\text{одн}} I, \quad (10)$$

где $\bar{p}^2_{\text{одн}} = k^2 P(\omega) S_0/16\pi$ — квадрат звукового давления при воздействии на пластину поля однородных случайных сил;

$$S_0 = 4\alpha_1/\gamma_1(\alpha_1^2+\beta_1^2); \quad (11)$$

$$I = \varepsilon \iiint \frac{\exp\{ik(\lambda_{12}-\lambda_{11})x + ikz[(1-\lambda_{12}^2-\lambda_2^2)^{1/2} - (1-\lambda_{11}^2-\lambda_2^2)^{1/2}]\}}{\varepsilon^2+[k(\lambda_{12}-\lambda_{11})]^2} \times$$

$$\times d\lambda_{11}\, d\lambda_{12}\, d\lambda_2. \quad (12)$$

Рассмотрим вычисление интеграла (12) для двух случаев:

при однородном поле $\varepsilon = 0$ и подынтегральная функция содержит $\delta$-функцию. Тогда вычисление интеграла (12) дает следующий результат: $I = \pi^2/k$, и выражение (10) принимает вид

$$\bar{p}^2(\overline{\mathbf{R}}, \omega) = \bar{p}^2_{\text{одн}} \quad (13)$$

При неоднородном поле принимается, что координаты точки наблюдения удовлетворяют условию $kz > 1$.

Результат вычисления выражения (12) зависит от степени неоднородности поля случайных сил, которая в интеграле (12) характеризуется функцией, зависящей от $\varepsilon$. Подынтегральная функция состоит из произведения указанной функции, которая при $\varepsilon \to 0$ стремится к $\delta$-функции, и двух осциллирующих экспоненциальных функций, вид которых позволяет вычислить интеграл (12) методом перевала. Из анализа этих функций следует, что основной вклад в интеграл (12) дает та функция (зависящая от $\varepsilon$ или экспоненциальная), которая имеет наименьшую ширину экстремума. Результаты анализа показывают, что в случае $x = 0$ (точка наблюдения находится на оси $z$) при выполнении условия

$$z < 1/\varepsilon \quad (14)$$

основной вклад в результат интегрирования дает функция, зависящая от $\varepsilon$ (при этом результат равен выражению (13)), а при обратном соотношении — экспоненциальные функции. Выражение (12) вычисляется методом перевала, если выполняется условие $kz > 1$. Точки перевала определяются соотношениями $\lambda_{12,\text{пер}} = \lambda_{11,\text{пер}} = (kx/kR)(1-\lambda_2^2)^{1/2}$. Результат вычисления интеграла следующий: $I = \pi^2 \cos^2\vartheta/\varepsilon kR$, где $\vartheta$ — угол между радиус-вектором $\overline{\mathbf{R}}$, проведенным из начала координат в точку наблюдения, и осью $z$. При этом

$$\bar{p}^2(\overline{\mathbf{R}}, \omega) = (\cos\vartheta/\varepsilon R)\bar{p}^2_{\text{одн}}. \quad (15)$$

Используя формулу (15), рассмотрим отношение $\varkappa = \bar{p}^2(\overline{\mathbf{R}}, \omega)/\bar{p}^2_{\text{одн}} = \cos^2\vartheta/\varepsilon R$, которое показывает, как изменяется квадрат величины акустического давления в неоднородном поле сил по сравнению со случаем однородного поля при одном и том же спектре мощности случайных сил в начале координат. Если взять точку наблюдения на оси $z$ ($\vartheta = 0$, $R = z$), то $\varkappa = 1/\varepsilon z$, при этом должно выполняться соотношение $\varepsilon z > 1$. Таким обра-

зом, неоднородное поле случайных сил создает в жидкости более слабое акустическое поле по сравнению со случаем однородного поля (при одинаковой спектральной мощности случайных сил в начале координат).

Рассмотрим физический смысл соотношения (14). При неоднородном поле сил распределение их определяется функцией (8), которая характеризует убывание интенсивности сил (источников) по мере удаления от начала координат. Найдем размеры эквивалентного источника, у которого мощность равнялась бы суммарной мощности источников в неоднородном поле, но была бы равномерно распределена по его поверхности. При этих условиях, интегрируя выражение (8) в пределах от $(-\infty)$ до $(+\infty)$, получим, что полуширина эквивалентного источника равна $R_э=1/\varepsilon$, что соответствует соотношению (14).

Таким образом, если точка наблюдения находится на расстоянии от поверхности пластины, меньшем, чем размеры эквивалентного источника, то неоднородное поле воспринимается в точке наблюдения как однородное, и наоборот.

Для ряда практически важных случаев целесообразно функцию $f_э(R)$ задавать несколько в ином виде

$$f_э(R_0)=n_0^2/(n_0^2+R_0^2). \tag{16}$$

Тогда, проделывая аналогичные вычисления, можно получить следующие соотношения:

$$\varkappa=\frac{\bar{p}^2(\bar{\mathbf{R}},\omega)}{\bar{p}^2_{\text{одн}}}=\begin{cases}\dfrac{\pi n_0}{2}\cos^2\vartheta/R & \text{при } z>2n_0,\\ 1 & \text{при } z<2n_0.\end{cases} \tag{17}$$

Проанализируем влияние степени неоднородности поля случайных сил на максимальную величину акустического давления при $\vartheta=0$, создаваемого пластиной в жидкости при условии одинаковой мощности турбулентных сил в случае их различного распределения по поверхности пластины. Эта мощность пропорциональна интегралу от функции (16) по поверхности пластины и определяется выражением

$$W=M\bar{p}^2_{\text{одн},i}\ n_i, \tag{18}$$

где индекс $i$ определяет параметры для $i$-распределения турбулентных пульсаций по поверхности пластины, $M$ — некоторый коэффициент пропорциональности.

В том случае, когда $n_i=n_1\to\infty$, поле случайных сил стремится к однородному, и из выражения (17) следует, что

$$\bar{p}_1^2(\bar{\mathbf{R}},\omega)=\bar{p}^2_{\text{одн},1}. \tag{19}$$

Если $n_i=n_2$ — конечное число, то в общем случае, как следует из выражения (17),

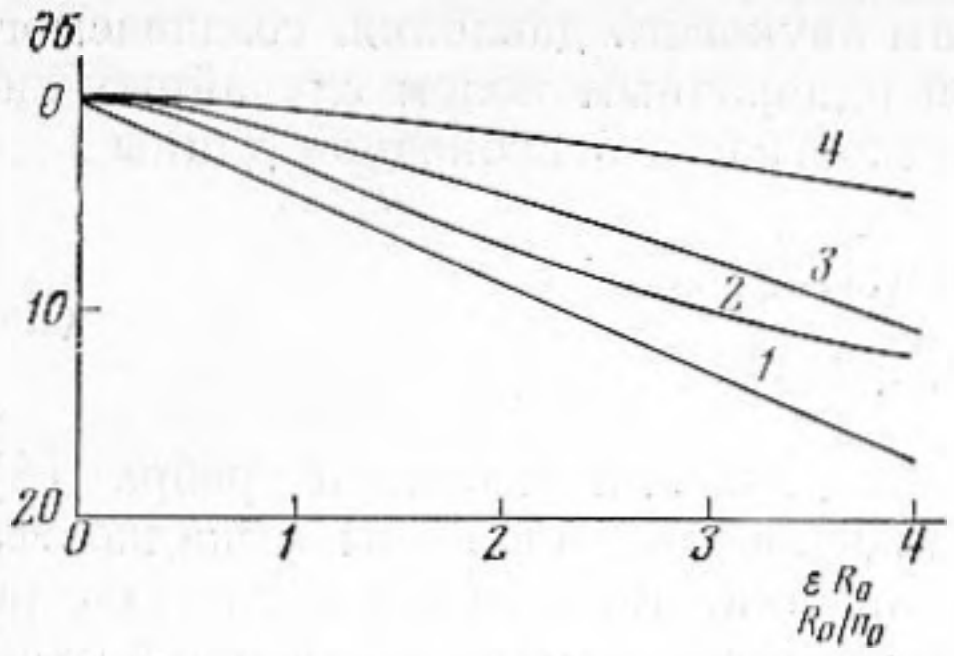
$$\bar{p}_2^2(\bar{\mathbf{R}},\omega)=\bar{p}^2_{\text{одн},2}\ (\pi n_2/2z). \tag{20}$$

При использовании соотношения (18) из выражений (19) и (20) следует, что

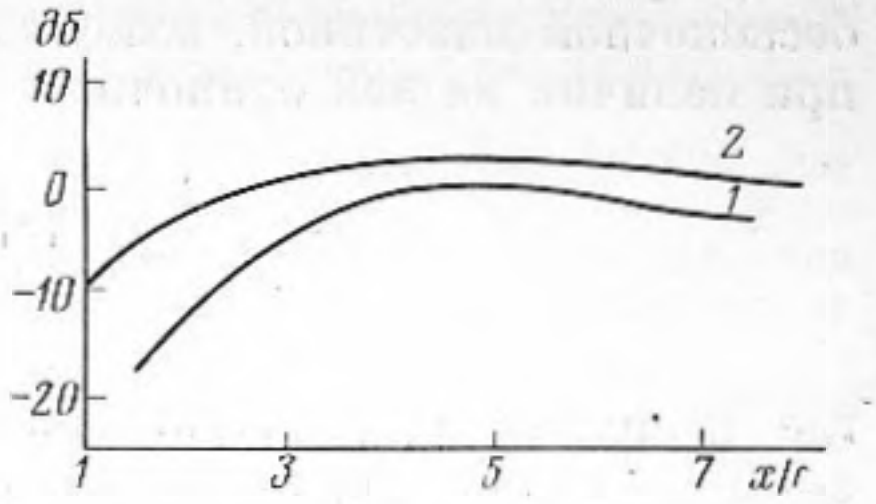
$$\bar{p}_2^2(\mathbf{R},\omega)/\bar{p}_1^2(\bar{\mathbf{R}},\omega)=\pi n_1/2z. \tag{21}$$

Выражение (21) свидетельствует о том, что если мощность поля случайных сил при их различном распределении на пластине одинакова, то распределение сил, близкое к однородному полю, создает в жидкости значительно меньшее акустическое давление, чем в случае значительной неоднородности этих сил.

Из анализа соотношения (17) следует, что акустическое поле пластины оказывается более однородным, чем поле возбуждающих пластину случайных сил, причем неоднородность акустического поля уменьшается по мере удаления от пластины.




Фиг. 1. Пространственное распределение спектра мощности случайных сил вдоль пластины (зависимость *1* от аргумента $\varepsilon R_0$ по соотношению (8), зависимость *2* от аргумента $R_0/n_0$ по соотношению (16)) и акустического давления в жидкости (при $z=2n_0-3$ и при $z=4n_0-4$) от безразмерной координаты $R_0/n_0$




Фиг. 2. К определению величин давлений против ребер при возбуждении пластины неоднородными силами: *1* – распределение по поверхности пластины возбуждающих ее сил, *2* – распределение величин давлений против ребер пластины

На фиг. 1 показаны относительные изменения (в дБ) спектра мощности случайных сил вдоль пластины в соответствии с выражениями (8) и (16) (*1*, *2*), а 3 и 4 – относительные изменения акустического давления вдоль пластины. Видно существенное уменьшение неоднородности в акустическом поле при увеличении расстояния от точки наблюдения в жидкости до пластины.

Представляет интерес выяснить особенности в излучении звука пластиной с системой ребер жесткости (величина пролета между ребрами – $l$) при возбуждении ее полем неоднородных случайных сил. Для решения этой достаточно сложной задачи воспользуемся энергетическим методом, изложенным в работах [7, 8].

Рассмотрим вначале бесконечную пластину, возбуждаемую однородным полем случайных сил, и найдем квадрат величины скорости колебаний в диффузном поле изгибных волн – $\dot{w}_{пл}{}^2$. Диффузное поле образуется как совокупность полей, распространяющихся от областей возбуждения пластины случайными силами.

С учетом результатов работы [9] можно найти, что от сосредоточенной силы $F_{ед}$ распространяется изгибная волна, амплитуда которой имеет вид

$$\dot{w}(r)=\frac{F_{ед}}{z_0\sqrt{1+2b\sqrt{\beta}}}\sqrt{\frac{2}{\pi k q_1 r}}\exp(-kq_1 r\eta_\Sigma/4), \qquad (22)$$

где $r$ – расстояние между точкой приложения силы и точкой наблюдения на пластине, $z_0$ – импеданс пластины, помещенной в вакуум, по отношению к сосредоточенной силе, $\eta_\Sigma$ – коэффициент потерь в пластине, равный сумме коэффициента потерь в материале пластины ($\eta_0$) и коэффициента потерь на излучение звука $\eta_u$ ($\eta_u$, $q$, $b$, $\beta$ – см. [8]).

Поскольку в практически важных случаях область корреляции случайных сил в турбулентном пограничном слое $S_0$ (см. соотношение (11)) много меньше квадрата длины волны изгиба в пластине, то совокупность случайных сил можно считать совокупностью сосредоточенных сил, каждая из которых имеет величину $F=\sqrt{P(\omega)S_0}$, при этом квадрат величины силы на единицу площади будет равен $F_{ед}{}^2=(F^2/S_0)\,ds$. Подставив это соотношение в выражение (22), предварительно возведя его в квадрат, затем проинтегрировав его по площади пластины, получим, что величина квадрата скорости колебаний всей пластины равна

$$\dot{w}_{пл}{}^2=\frac{P(\omega)S_0k^2\beta^6b^2}{8\eta_\Sigma q_1{}^6(\rho c)^2}. \qquad (23)$$

Если на пластине находится одно ребро бесконечной длины, то с учетом результатов работы [8] и соотношения (23) можно получить следую-

щее выражение для квадрата величины звукового давления, создаваемого бесконечной пластиной, возбуждаемой однородным полем случайных сил при наличии на ней одиночного ребра жесткости бесконечной длины

$$p_\infty{}^2 = \frac{|\gamma_F|^2 \beta^3 k^2 P(\omega) S_0 \cos^2\vartheta}{32\pi q_1{}^7 \eta_\Sigma \varepsilon_1{}^2 kR}, \qquad (24)$$

где величина $|\gamma_F|^2$ характеризует механический импеданс ребра [8], $\varepsilon_1=2$ – в случае двухстороннего соприкосновения пластины с жидкостью и $\varepsilon_1=1$ – при одностороннем соприкосновении. Если имеется система ребер жесткости в одном направлении, то давление в точке наблюдения будет определяться суммой вкладов от излучения звука каждым ребром, определяемых соотношением (24).

В том случае, если расстояние между ребрами много меньше, чем расстояния от точки наблюдения до каждого ребра, то суммирование можно заменить интегрированием, и в результате имеем

$$p_{\Sigma\infty}{}^2 = \frac{|\gamma_F|^2 \beta^3 k^2 P(\omega) S_0}{16\pi q_1{}^7 \eta_\Sigma k l \varepsilon_1{}^2}. \qquad (25)$$

С учетом того обстоятельства, что $F(kq_1, 0)=P(\omega)S_0/(2\pi)^2$, выражение (25) при бесконечно большом импедансе ребра совпадает с аналогичным соотношением (15), полученным в работе [3] другим путем, с точностью до 2 дБ.

Перейдем теперь к воздействию неоднородных случайных сил на пластину. В этом случае под $P(\omega)S_0$ следует понимать среднюю величину по величине пролета. При этом вследствие различия $[P(\omega)S_0]_m$ в каждом пролете с индексом $m$ изгибные волны из пролета с большей величиной возбуждающих сил будут переходить в пролет с меньшей величиной сил, повышая там величину скорости колебаний изгибных волн.

С учетом введения коэффициента прохождения через ребро $T$ и с учетом затухания изгибных волн за счет внутренних потерь и потерь на излучение звука [8] величина квадрата звукового давления при возбуждении только одного пролета с индексом $m$ определится как сумма квадратов звуковых давлений от всех остальных пролетов с индексом $n$

$$p_{\infty,m}^2 = \frac{|\gamma_F|^2 \beta^3 k^2 [P(\omega)S_0]_m}{32\pi q_1{}^7 \eta_\Sigma \varepsilon_1{}^2} \sum_n \frac{\cos^2\vartheta_n}{kR_n} \exp[-kq_1(R_{onm} - l/2)\eta_\Sigma/2] T^{|n-m|},$$

где $R_{onm}$ – расстояние по пластине от центра пролета с индексом $m$ до центра пролета с индексом $n$; $R_n$ – расстояние от ребра в пролете с индексом $n$ до точки наблюдения.

Суммарное излучение звука всей пластиной определится как сумма квадратов давлений по всем пролетам с индексом $m$ $\bar{p}_{\Sigma p}{}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega) = \sum_m p_{\infty,m}^2$.

В качестве примера на фиг. 2 представлено пространственное распределение по поверхности пластины величин $P(\omega)S_0$ и соответствующее этому распределению изменение величин давлений против каждого ребра пластины (ребра считались свободно-опертыми с бесконечно большим импедансом по отношению к поперечной силе, при этом $kl=3\pi$, $\beta=32$ и $\eta_0=4\cdot10^{-3}$). Положение ребер на пластине отмечено цифрами *1–8*. Из фиг. 2 видно, что за счет распространения изгибных волн от пролетов с повышенной величиной действующих сил к пролетам, где величина этих сил мала, происходит выравнивание величин давлений против ребер этих пролетов.

Таким образом, наличие ребер на пластине, возбуждаемой полем неоднородных случайных сил, также приводит к сглаживанию неоднородности в акустическом поле этой пластины.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Плахов Д. Д.* Влияние ребер жесткости на звукоизлучение пластины, возбуждаемой случайными силами.– В кн.: VI Всесоюз. акуст. конф., секция М, индекс МШ1. М.: АКИН, 1968.
2. *Aupperle F. A., Lambert R. F.* Acoustic radiation from plates excited by flow noise.– J. Acoust. Soc. Amer., 1973, v. 26, № 2, p. 223–245.
3. *Евсеев В. Н., Иваеов В. С., Романов В. Н.* Об определении звукового давления, создаваемого пластиной с ребрами жесткости под воздействием случайной нагрузки.– Акуст. журн., 1981, т. 27, № 2, с. 220–227.
4. *Миниович И. Я., Перник А. Д., Петровский В. С.* Гидродинамические источники звука. Л.: Судостроение, 1972.
5. *Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. М.: Наука, 1978.
6. *Кеч В., Теодореску П.* Введение в теорию обобщенных функций с приложениями в технике. М.: Мир, 1978.
7. *Романов В. Н.* К вопросу об излучении звука бесконечной пластиной с ребрами жесткости.– Акуст. журн., 1972, т. 18, № 4, с. 602–607.
8. *Иванов В. С., Романов В. Н.* О широкополосном излучении звука тонкими пластинами и оболочками с ребрами жесткости.– Акуст. журн., 1978, т. 24, № 3, с. 354–362.
9. *Тамм И. Е., Бреховских Л. М.* О вынужденных колебаниях бесконечной пластинки, соприкасающейся с водой.– ЖТФ, 1946, т. 16, № 8, с. 779–887.



Поступила в редакцию
11.X.1983