

УДК 534.4

## ВЛИЯНИЕ СДВИГА И ИНЕРЦИИ ВРАЩЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ПЛАСТИНЫ С РЕБРОМ ЖЕСТКОСТИ НА ЕЕ ЗВУКОИЗЛУЧЕНИЕ

© 1998 г. В. Н. Романов

Центральный научно-исследовательский институт им. акад. А.Н. Крылова  
196158 Санкт-Петербург, "Клюз"

Поступила в редакцию 03.05.97 г.

Рассматривается излучение звука пластиной с ребром жесткости, возбуждаемой полем случайных по пространству сил. Задача решается методом интегральных преобразований. Показано, что учет сдвига и инерции вращения поперечного сечения пластины приводит к кажущемуся утоньшению пластины. Это обстоятельство обуславливает увеличение излучения звука пластиной с ребром жесткости.

В опубликованных в последнее время работах [1–5], посвященных излучению звука изгибно-колеблющимися пластинами с неоднородностями (с границами, ребрами жесткости, со скачкообразным изменением сечения), принималось допущение, что пластины достаточно тонкие по сравнению с длиной изгибной волны на верхней частоте рассматриваемого диапазона частот, и поэтому сдвигом и инерцией вращения поперечного сечения пластины можно пренебречь.

Однако при приближении частоты  $f$  к граничной частоте  $f_{гр}$ , на которой длина волны изгиба в пластине, помещенной в вакуум, равна длине волны в жидкости, и особенно при  $f > f_{гр}$ , это допущение может дать значительную погрешность при определении звукоизлучения пластины.

В настоящей работе исследуется влияние сдвига и инерции вращения поперечного сечения изгибно-колеблющейся пластины с ребром жесткости на ее звукоизлучение.

Считаем, что пластина возбуждается распределенным по ее поверхности полем случайных сил с заданным частотно-волновым спектром  $E(\lambda_1, \lambda_2, \omega)$  [4].

Дифференциальное уравнение изгибных колебаний пластины с учетом сдвига и инерции вращения ее поперечного сечения имеет вид [6]

$$\left(\nabla^2 - \frac{\rho_0}{G'} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \left(D \nabla^2 - \frac{\rho_0 h^3}{12} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) W + \rho_0 h \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = \left(1 - \frac{D}{G' h} \nabla^2 + \frac{\rho_0 h^2}{12 G'} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) q, \quad (1)$$

где  $W = W(x, y, t)$  – смещение нейтральной плоскости пластины;  $q = q(x, y, t)$  – нагрузка, действующая на единицу площади пластины;  $h$  – толщина

пластины,  $\rho_0$  – плотность ее материала,  $\nabla^2$  – оператор Лапласа,  $D = Eh^3/12/(1 - \nu^2)$  – цилиндрическая жесткость пластины  $G' = K_g^2 G$ ,  $G = E/2(1 + \nu)$  – модуль сдвига,  $K_g$  – константа, связывающая среднее поперечное напряжение среза и деформацию и определяемая в зависимости от коэффициента Пуассона  $\nu$  [6]; так, для  $\nu = 0.3$   $K_g^2 = 0.86$ .

Далее обозначим  $D/G'/h = S$  – коэффициент сдвиговой деформации,  $h^2/12 = I$  – коэффициент инерции вращения,  $\rho_0 h = m$ ,  $m\omega^2/D = k_0^4$ ,  $k_0$  – волновое число изгиба в пластине, находящейся в вакууме,  $\omega$  – круговая частота.

Тогда, взяв соответствующие производные и опустив экспоненциальный множитель, определяющий зависимости от времени  $-\exp(-i\omega t)$ , получим из (1):

$$D \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)^2 - k_0^4 \right] W(x, y) + D k_0^4 \times \left[ (S + I) \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + k_0^4 I S \right] W(x, y) = \left[ 1 - S \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - k_0^4 I S \right] q(x, y). \quad (2)$$

Поскольку частотно-волновой спектр  $E(\lambda_1, \lambda_2, \omega)$  представляется в виде совокупности плоских волн, действующих на пластину [4], то нагрузку  $q(x, y)$  с учетом реакции среды на колебание пластины  $P_1(x, y, 0)$  и  $P_2(x, y, 0)$  представим в виде:

$$q(x, y) = \exp(ik\lambda_1 x + ik\lambda_2 y) + P_1(x, y, 0) - P_2(x, y, 0) + i\omega Z_F W_0 \exp(ik\lambda_2 y) \delta(x - x_0). \quad (3)$$

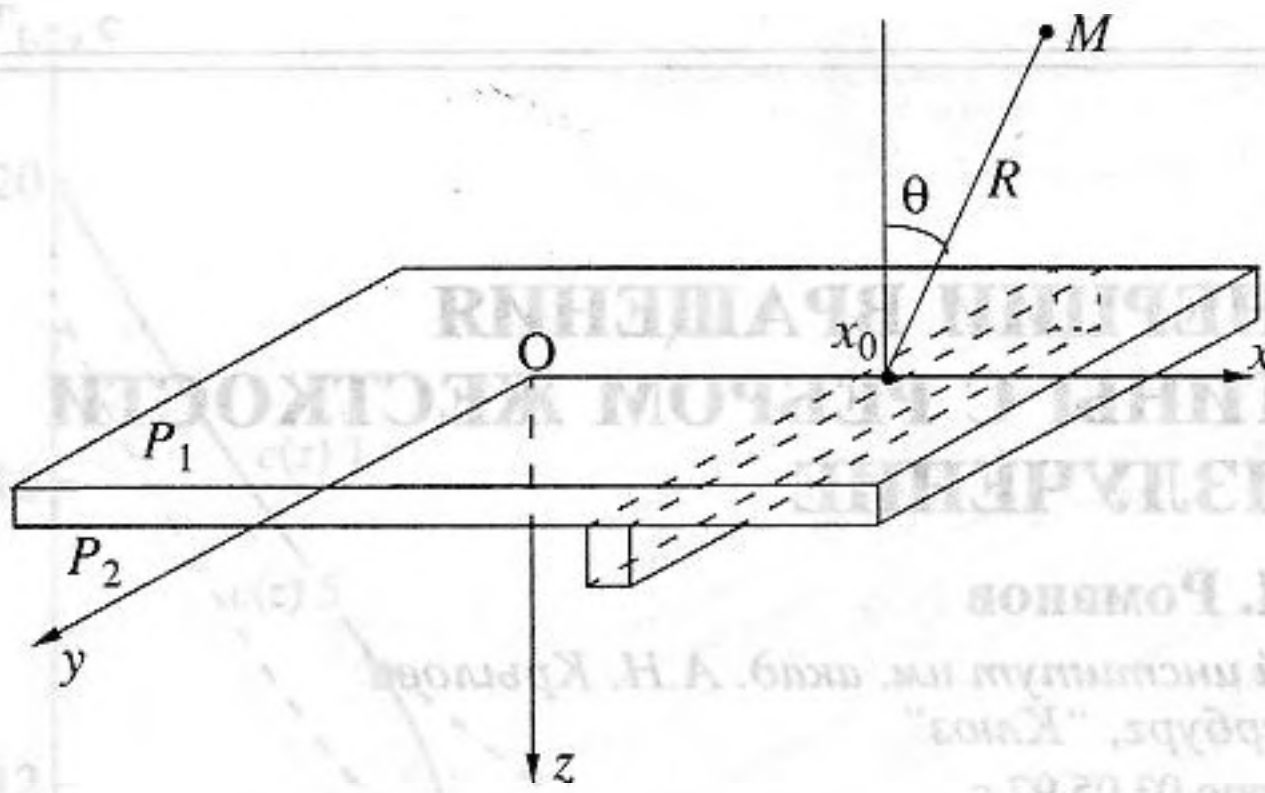


Рис. 1. Расположение ребра на пластине в прямоугольной системе координат.

Здесь  $k$  – волновое число в жидкости  $\delta(\dots)$  – дельта – функция Дирака. Последний член в выражении (3) определяет реакцию ребра, имеющего на единицу длины импеданс  $Z_F$  и скорость колебаний  $W_0$  в месте своего присоединения к пластине, на колебание пластины.

Система координат представлена на рис. 1, ребро расположено параллельно оси  $y$  при  $x = x_0$ , жидкость (или акустическая среда) расположена по обе стороны пластины, телесность ребра при решении задачи не учитываем и считаем, что его поперечные размеры много меньше длин волн в жидкости и в пластине.

Поле случайных сил действует со стороны полупространства при  $z < 0$ . Решение задачи ищем в виде

$$W(x, y) = \frac{k \exp(ik\lambda_2 y)}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{W}(k\xi) \exp(ik\xi x) d\xi, \quad (4)$$

$$P_{1,2}(x, y, z) = \frac{k \exp(ik\lambda_2 y)}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{P}_{1,2}(k\xi) \times \exp(ik\xi x \pm kz\sqrt{\xi^2 + \lambda_2^2 - 1}) d\xi. \quad (5)$$

Знак (+) относится к  $P_1$ , а (–) – к  $P_2$ . При этом должны выполняться следующие граничные условия:

$$W = \frac{1}{\rho\omega^2} \frac{\partial P_1(x, y, 0)}{\partial z} = \frac{1}{\rho\omega^2} \frac{\partial P_2(x, y, 0)}{\partial z}, \quad (6)$$

где  $\rho$  – плотность жидкости. Применяя обратное преобразование Фурье и подставляя соотношения (3–5) в уравнение (2) с использованием граничных условий (6), получаем следующее соотно-

шение для определения трансформанты смещения  $\tilde{W}(k\xi)$ :

$$\tilde{W}(k\xi) = \frac{\sqrt{\xi^2 + \lambda_2^2 - 1}}{L^c(\xi, \lambda_2)} \{ a_1 \delta(\lambda_1 - \xi) + [a_2 W_0 + a_3 W_0 (\xi^2 + \lambda_2^2)] \exp(-ik\xi x_0) + a_4 (\lambda_1^2 + \lambda_2^2) \delta(\lambda_1 - \xi) \}.$$

Здесь приняты следующие обозначения:  $a_1 = 2\pi b\beta^3(1 - \mu/\beta^2)/(\rho c^2 k^2)$ ;  $a^2 = (1 - \mu/\beta^2)\alpha\beta^{3/2}/k$ ;  $a_3 = \delta\alpha\beta^{3/2}/(\beta^2 k)$ ;  $a_4 = 2\pi b\beta^3/(\beta^2 \rho c^2 k^2)$ ;  $\beta = f_{гр}/f$ ,  $b\beta = \rho c/(\omega m)$ ,  $c$  – скорость звука в жидкости;  $\alpha = iZ_F/Z_{OF}$ ,  $Z_{OF} = Dk_0^3/\omega$  – характеристический импеданс пластины.  $\mu = c^4/c_1^2/c_2^2$ ;  $\delta = c^2/c_2^2$ ;  $c_1 =$

$= \sqrt{\frac{E}{\rho(1 - \nu^2)}}$  – скорость продольной волны в пластине,  $c_2 = \sqrt{\frac{K_s E}{2(1 + \nu)}}$  – модифицированная скорость сдвиговой волны в пластине.

При отсутствии сдвига и инерции вращения  $c_1 = c_2 \rightarrow \infty$ , тогда коэффициенты  $\mu$  и  $\delta$  стремятся к нулю, следовательно, и коэффициенты  $a_3$  и  $a_4$  также стремятся к нулю.

Для определения  $W_0$  – смещения ребра в месте присоединения его к пластине – подставим уравнение для  $\tilde{W}(k\xi)$  в соотношение (4); выполнив интегрирование, получим

$$W_0 = \frac{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1} \exp[ik\lambda_1 x_0] [a_1 + a_4(\lambda_1^2 + \lambda_2^2)]}{(2\pi/k - a_2 I_2 - a_3 I_3) L^c(\lambda_1, \lambda_2)}, \quad (7)$$

где  $I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\xi^2 + \lambda_2^2 - 1} / L^c(\xi, \lambda_2) d\xi$ ,

$$I_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\xi^2 + \lambda_2^2 - 1} (\xi^2 + \lambda_2^2) / L^c(\xi, \lambda_2) d\xi,$$

$$L^c(\xi, \lambda_2) = \sqrt{\xi^2 + \lambda_2^2 - 1} \{ [(\xi^2 + \lambda_2^2)^2 - \beta^2] - \varepsilon(\xi^2 + \lambda_2^2) + \mu \} - 2b\beta^3 [1 - \mu/\beta^2 + \delta(\xi^2 + \lambda_2^2)/\beta^2].$$

Здесь  $\varepsilon = c^2/c_1^2 + c^2/c_2^2$ . Подставив соотношение (7) в выражение для  $W(k\xi)$ , получим, что трансформанту смещения  $\tilde{W}(k\xi)$  можно представить в виде двух слагаемых

$$\tilde{W}(k\xi) = \tilde{W}_1(k\xi) + \tilde{W}_2(k\xi), \quad (8)$$

где

$$\tilde{W}_1(k\xi) = \sqrt{\xi^2 + \lambda_2^2 - 1} [a_1 + a_4(\lambda_1^2 + \lambda_2^2)] \times \delta(\lambda_1 - \xi) / L^c(\xi, \lambda_2); \quad (9)$$

$$\tilde{W}_2(k\xi) = \sqrt{\xi^2 + \lambda_2^2 - 1} [a_2 \exp(-ik\xi x_0) + a_3(\xi^2 + \lambda_2^2)] W_0. \quad (10)$$

В выражении (8) соотношение (9) определяет трансформанту смещения пластины при отсутствии на ней ребра, а соотношение (10) – за счет наличия ребра.

Далее будем искать решение для акустического давления в полупространстве жидкости при  $z \leq 0$ . В этом случае с учетом соотношения (6)

$$\tilde{P}_1(k\xi) = \frac{\rho \omega^2}{k} \frac{\tilde{W}(k\xi)}{\sqrt{\xi^2 + \lambda_2^2 - 1}}. \quad (11)$$

Используя соотношения (9–11), вычислим интеграл (5) с использованием свойств  $\delta$  – функции и метода стационарной фазы, при этом давление в жидкости в соответствии с соотношением (8) также представляется в виде суммы двух компонент

$$P_1(x, y, z) = P_{11}(x, y, z) + P_{12}(x, y, z),$$

$$P_{11}(x, y, z) = [b\beta^3 - \mu b\beta + \delta b\beta(\lambda_1^2 + \lambda_2^2)] \times \quad (12)$$

$$\times \exp[ik\lambda_1 x + ik\lambda_2 y + kz\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1}] / L^c(\lambda_1, \lambda_2).$$

$$P_{12}(x, y, z) =$$

$$= \frac{\exp(ik\lambda_2 y)}{2\pi} \rho c^2 k^2 W_0 (I_{21} a_2 + I_{22} a_3). \quad (13)$$

Здесь:

$$I_{21} = \sqrt{2\pi/kR} (1 - \lambda_2^2)^{1/4} \cos \theta \times \quad (14)$$

$$\times \exp(i\sqrt{1 - \lambda_2^2} kR - i\pi/4) / L^c(\sin \theta / \sqrt{1 - \lambda_2^2}, \lambda_2),$$

$$I_{22} = I_{21} [\sin^2 \theta (1 - \lambda_2^2) + \lambda_2^2], \quad (15)$$

$\theta$  – угол между радиусом-вектором  $\bar{\mathbf{R}}$ , проведенным в точку наблюдения в плоскости  $xz$ , и отрицательной частью оси  $z$ .

Выражение (12) определяет излучение звука пластиной без ребра при ее возбуждении нагрузкой  $\exp(ik\lambda_1 x + ik\lambda_2 y)$ , а выражение (13) определяет вклад в акустическое излучение за счет наличия ребра на пластине, возбуждаемой той же нагрузкой.

Полученные соотношения (12) и (13) дают возможность получить решение задачи об излучении звука пластиной при возбуждении ее полем случайных сил, которое задано частотно-волновым спектром  $E(\lambda_1, \lambda_2, \omega)$ . [4].

Из работы [4] следует, что квадрат величины акустического давления в точке наблюдения  $\bar{P}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega)$  определяется следующим соотношением:

$$\bar{P}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega) = k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |Q(\lambda_1, \lambda_2, \omega, \bar{\mathbf{R}})|^2 \times E(\lambda_1, \lambda_2, \omega) d\lambda_1 d\lambda_2, \quad (16)$$

где  $Q(\dots)$  представляет собой решение задачи об излучении звука пластиной при ее возбуждении нагрузкой  $\exp(ik\lambda_1 x + ik\lambda_2 y)$ , т.е.  $Q(\dots)$  тождественно равно  $P_1(\dots)$ ,

$$|Q(\lambda_1, \lambda_2, \omega, \bar{\mathbf{R}})|^2 = |Q_{11}(\lambda_1, \lambda_2, \omega, \bar{\mathbf{R}})|^2 + |Q_{12}(\lambda_1, \lambda_2, \omega, \bar{\mathbf{R}})|^2; \quad (17)$$

где

$$|Q_{11}(\lambda_1, \lambda_2, \omega, \bar{\mathbf{R}})|^2 = |P_{11}(\dots)|^2 = [b\beta^3 - b\beta\mu + \delta(\lambda_1^2 + \lambda_2^2)b\beta]^2 / |L^c(\lambda_1, \lambda_2)|^2 \times \begin{cases} \exp[-2k|z|\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 1}], & \lambda_1^2 + \lambda_2^2 > 1 \\ 1, & \lambda_1^2 + \lambda_2^2 < 1 \end{cases} \quad (18)$$

$$|Q_{12}(\lambda_1, \lambda_2, \omega, \bar{\mathbf{R}})|^2 = \left( \frac{\rho c^2 k^2}{2\pi} |W_0| \right)^2 \times (|I_{21}|^2 |a_2|^2 + |I_{22}|^2 |a_3|^2) \times \begin{cases} \exp(-2kR\sqrt{\lambda_2^2 - 1}), & \lambda_2^2 > 1 \\ 1, & \lambda_2^2 < 1 \end{cases} \quad (19)$$

При  $kR \gg 1$  (дальнее поле излучения) пределы интегрирования в выражении (16) выбираются, исходя из вида экспоненциальных множителей в выражениях (18–19). Таким образом, при интегрировании функции  $|Q_{11}(\dots)|$  пределы должны соответствовать условию  $\lambda_1^2 + \lambda_2^2 \leq 1$ , а функции  $|Q_{12}(\dots)| - |\lambda_2| < 1$ , поскольку поле вдали от пластины формируется распространяющимися от нее акустическими волнами. Кроме того, входящие в подынтегральное выражение функции – четные от  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , поэтому

$$\bar{P}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega) = 4k^2 \int_0^1 \int_{\text{нп}}^{\text{вп}} d\lambda_2 \int d\lambda_1 |Q(\lambda_1, \lambda_2, \omega, \bar{\mathbf{R}})|^2 \times \quad (20)$$

$$\times E(\lambda_1, \lambda_2, \omega) d\lambda_1 d\lambda_2 = \bar{P}_{\text{собр}}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega) + \bar{P}_{\text{реб}}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega).$$

Верхний предел при интегрировании по  $\lambda_1$  функции  $|Q_{12}(\dots)|$  выбирается, исходя из условия отсутствия увеличения  $\bar{P}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega)$  при его росте, нижний

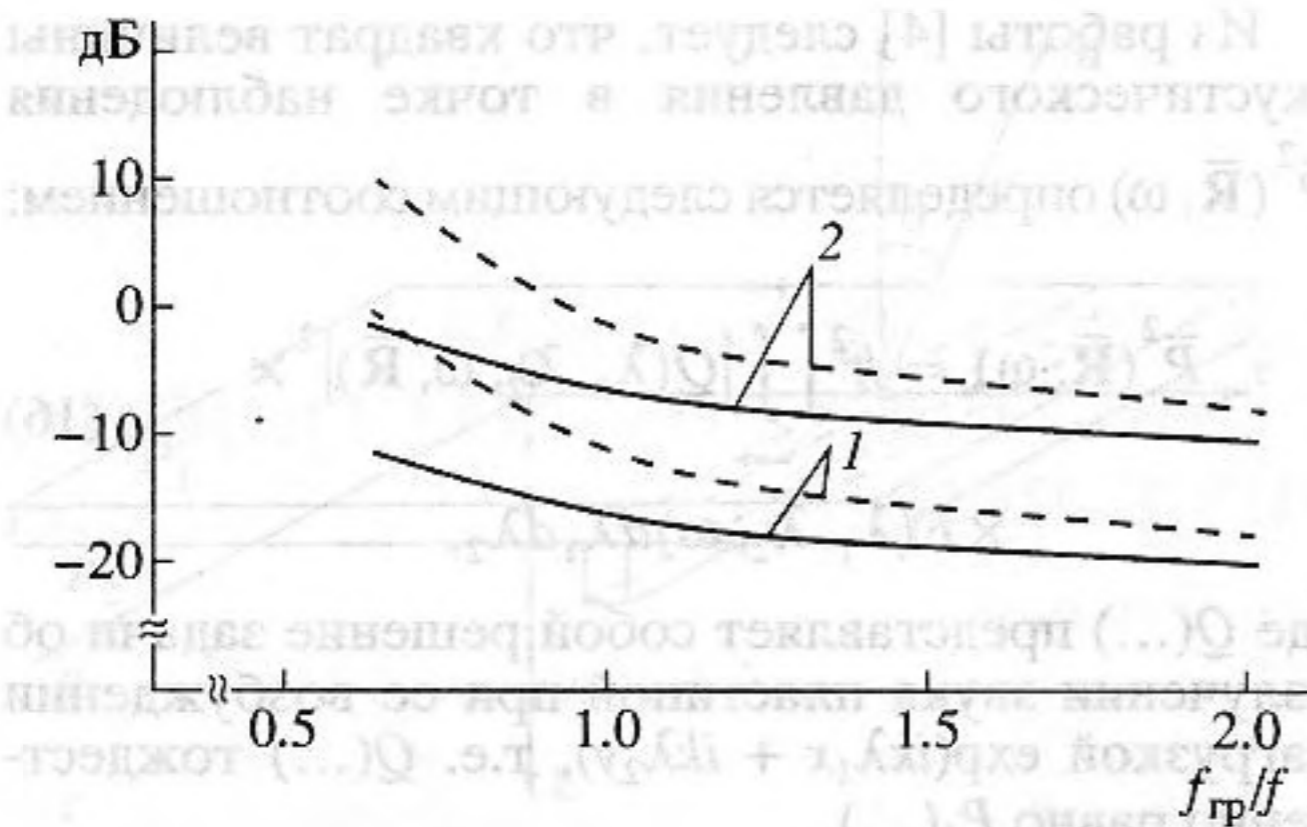


Рис. 2. Относительный вклад ребра в излучение звука пластиной:

— с учетом сдвига и инерции вращения;

--- без учета;

1 —  $kR = 6.28$ ; 2 —  $kR = 62.8$ .

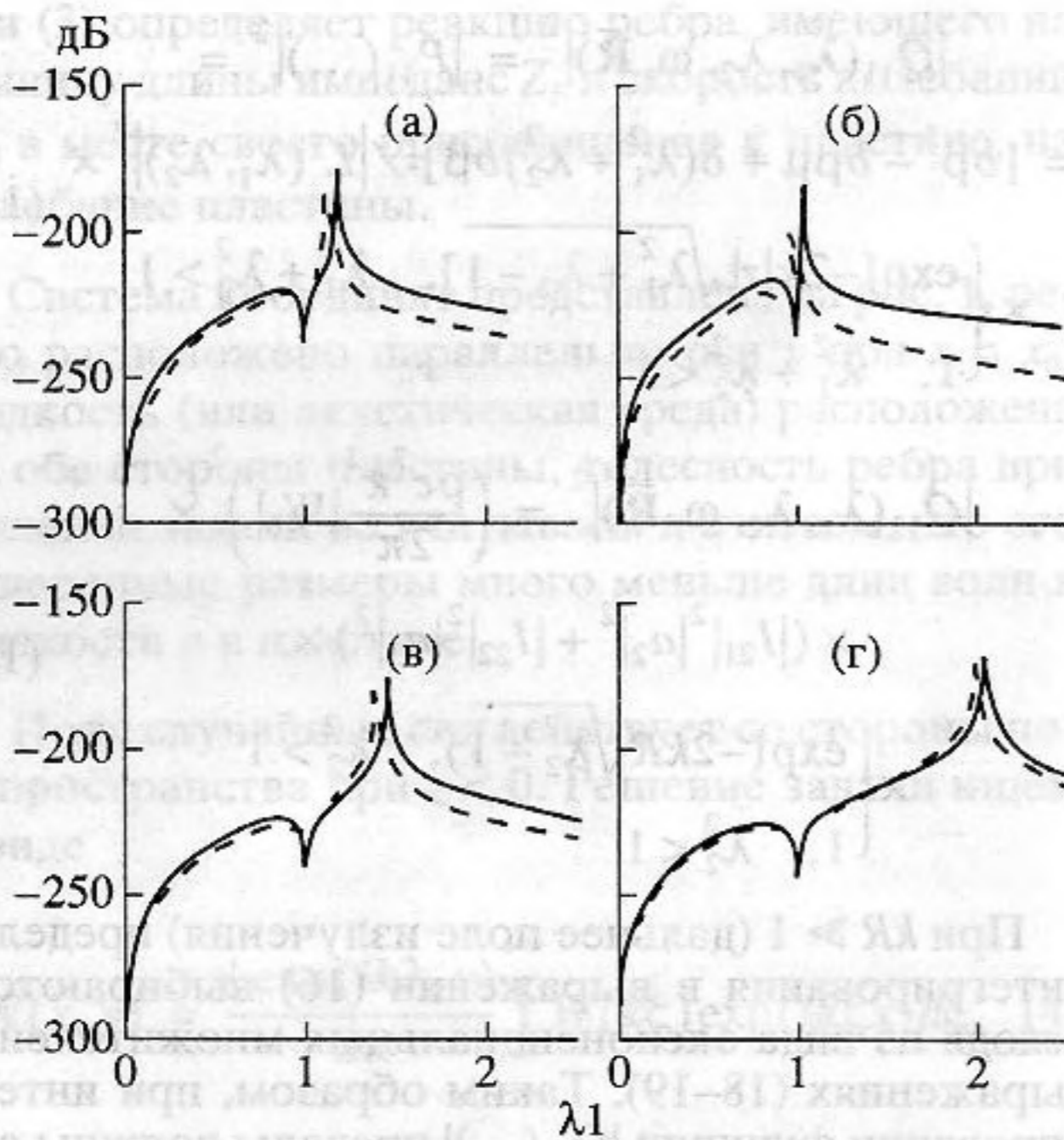


Рис. 3. Изменение вида подынтегральной функции в зависимости от отношения граничной частоты к рассматриваемой частоте: а —  $\beta = 0.96$ ; б —  $\beta = 0.64$ ; в —  $\beta = 1.53$ ; г —  $\beta = 3.06$ .

— с учетом сдвига и инерции вращения,

--- без учета.

предел равен единице. В связи с тем, что функция  $|Q(\dots)|$  — (17), имеет два слагаемых, результат вычисления интеграла (20) также можно представить в виде двух слагаемых. Первое —  $\bar{P}_{\text{соб}}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega)$ , определяет акустическое поле пластины в отсутствие ребра, а второе —  $\bar{P}_{\text{реб}}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega)$  — за счет ребра.

Перейдем к определению вида функции  $E(\lambda_1, \lambda_2, \omega)$ . В практически важных случаях [4] основная

энергия поля случайных сил преобразуется в акустическую энергию при волновых числах  $\lambda_1, \lambda_2$ , близких к 1. Если под этим полем понимать поле турбулентных пульсаций давления, то для этих волновых чисел в случае модели Коркоса имеем

$$E(\lambda_1, \lambda_2, \omega) = E(0, 0, \omega) = \text{const.} \quad (21)$$

Однако эта модель в интересующем нас диапазоне волновых чисел дает весьма завышенные результаты.

На основании работ [7, 8] А.В. Смольяков и В.М. Ткаченко предложили откорректировать интересующую нас часть частотно-волнового спектра (21) в виде

$$E(\lambda_1, \lambda_2, \omega) = E(0, 0, \omega) \{1 - \exp[-b(\lambda_1^2 + \lambda_2^2)]\}, \quad (22)$$

где  $b = 0.0625$ .

Этот вид частотно-волнового спектра и будет использоваться далее при расчетах по выражению (20).

При вычислении по соотношению (20) в параметрах пластины учитывался коэффициент внутренних потерь в ее материале  $\eta$ . Этот коэффициент вводился через комплексное представление модуля Юнга  $E = E_0(1 - i\eta)$ . Для рассматриваемой пластины принималось  $\eta = 0.01$ , для этой же пластины  $\mu = 0.0176$ ;  $\varepsilon = 0.3$ ;  $\delta = 0.225$ ;  $b = 0.385$ ;  $\alpha = 10^5$  (жесткое ребро).

Отношение  $\bar{P}_{\text{соб}}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega)/\bar{P}_{\text{реб}}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega)$  дает относительный вклад ребра в поле пластины. Чем это соотношение меньше, тем, естественно, вклад в излучение за счет наличия ребра больше.

Это отношение представлено на рис. 2 в зависимости от отношения  $\beta = f_{\text{гр}}/f$  и учета сдвига и инерции вращения поперечного сечения пластины. Видно, что вклад в акустическое поле пластины излучения за счет наличия ребра возрастает при учете сдвига и инерции вращения. При увеличении отношения  $f_{\text{гр}}/f$  различие в излучении при учете сдвига и инерции вращения и без этого учета существенно уменьшается. Следует отметить, что

$\bar{P}_{\text{соб}}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega)$  не зависит от расстояния между точкой наблюдения и пластиной, а  $\bar{P}_{\text{реб}}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega)$  уменьшается по мере удаления точки наблюдения от пластины по цилиндрическому закону (см. соотношения (13–15)). Поэтому на рис. 2 кривые при  $kR = 6.28$  идут ниже кривых при  $kR = 62.8$ .

На рис. 3 представлены четыре вида подынтегральной функции выражения (20) для различных соотношений  $f_{\text{гр}}/f$  при  $\lambda_2 = 0$ . Видно, что эта функция имеет экстремумы, которые дают значительный, а в ряде случаев основной вклад в результат интегрирования выражения (20). Если рассматриваемая частота находится вблизи граничной частоты —  $\beta \approx 0.96$  (рис. 3а), то максимуму подынте-

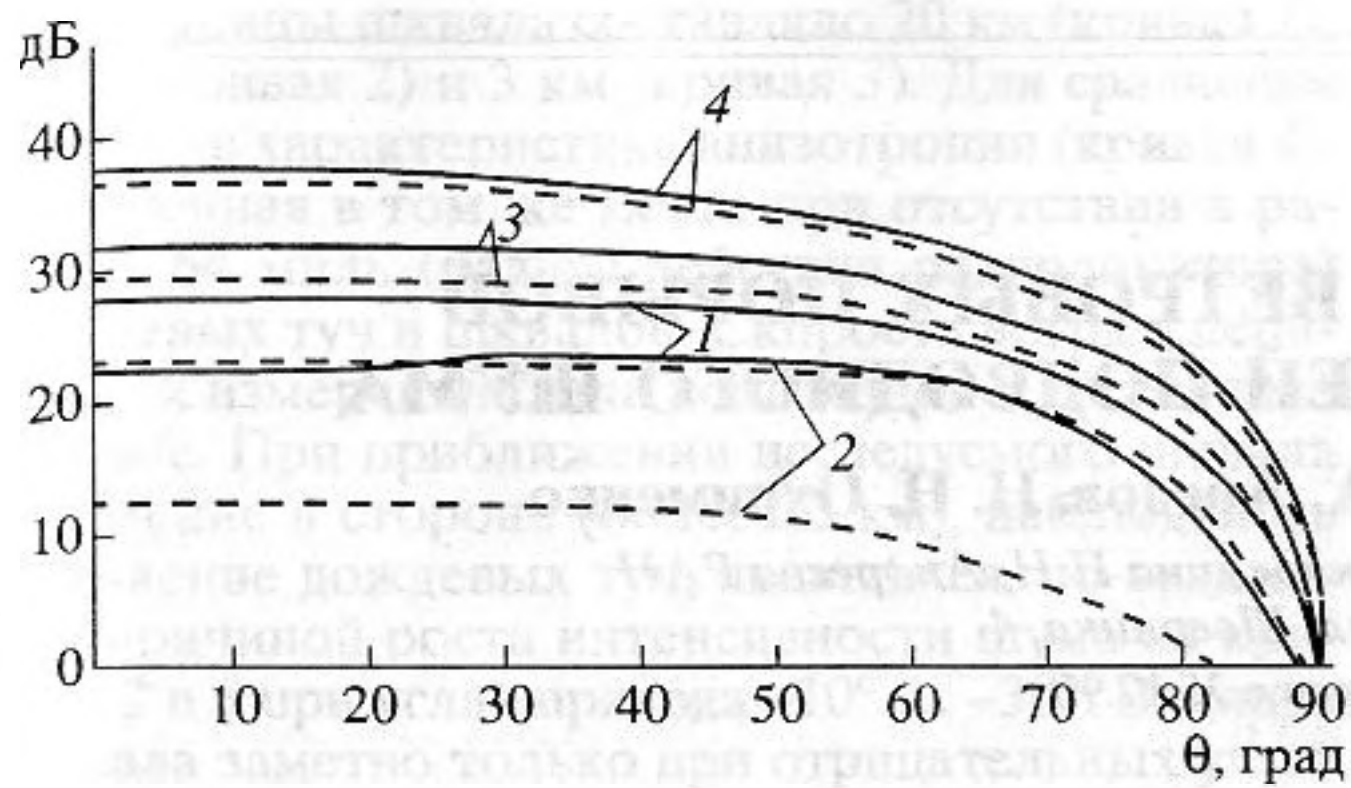


Рис. 4. Распределение величины давления в пространстве акустического излучения в зависимости от угла  $\vartheta$  ( $kR = 6.28$ ): 1 –  $\beta = 0.96$ ; 2 –  $\beta = 0.64$ ; 3 –  $\beta = 1.53$ ; 4 –  $\beta = 3.06$ .

ральной функции соответствует  $\lambda_1 \approx 1$ . Однако при учете сдвига и инерции вращения этот максимум сдвигается в область  $\lambda_1 > 1$ , что соответствует кажущемуся утоньшению пластины. Указанный максимум характеризует максимум передаточной функции пластины [9].

В том случае, когда рассматриваемая частота превышает граничную частоту –  $\beta = 0.64$  (рис. 3б), этот максимум должен находиться при  $\lambda_1 < 1$ , но, как видно из рисунка, там он отсутствует. Дело в том, что в области  $\lambda_1 < 1$  резко возрастает коэффициент потерь на излучение звука ( $\eta_{изл} = \rho c / \omega t$ ,  $\rho c$  – волновое сопротивление среды), которое более чем на порядок превышает заданный нами коэффициент внутренних потерь в материале пластины ( $\eta = 0.01$ ). В этом случае изгибные колебания пластины и обусловленные ими излучение звука за счет наличия на пластине ребра определяются частью максимума передаточной функции, находящейся справа от линии  $\lambda_1 = 1$ .

Следует также отметить, что учет сдвига и инерции вращения приводит к значительному увеличению боковых ветвей передаточной функции при  $\lambda_1 > 1$  на частотах вблизи и выше граничной частоты. Если частоты находятся существенно ниже граничной частоты ( $\beta = 1.53$ ;  $\beta = 3.06$ ; рис. 3в и 3г соответственно), то максимумы передаточной функции сдвигаются существенно влево от линии

$\lambda_1 = 1$ , и учет сдвига и инерции вращения меньше влияет на боковые ветви этой функции.

Левая часть рассматриваемой подынтегральной функции определяется зависимостью (22), “заваливающей” частотно-волновой спектр Коркоса в области малых значений волновых чисел.

На рис. 4 представлено в дБ соотношение  $\bar{P}_{реб}^2(\bar{\mathbf{R}}, \omega) / E(0, 0, \omega)$ , характеризующее распределение величины давления, обусловленного наличием ребра на рассматриваемой вышле пластине, в пространстве акустического излучения. Видно, что излучение становится менее направленным по мере приближения частоты к граничной частоте и при переходе через нее. Представленные графики также показывают, что практически влиянием сдвига и инерции вращения поперечного сечения пластины можно пренебречь при  $f_{гр} / f > 3$ , а наибольшее влияние имеет место при  $f \approx f_{гр}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cray B.A. Acoustic radiation from periodic and sectionally aperiodic ribstiffened plates // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. № 1. P. 256–264.
2. Wu S.F., Zhu J. Sound radiation from two semi – infinite dissimilar plates subject to a harmonic line force excitation in mean flow. I. Theory // J. Acoust. Soc. Amer. 1995. V. 97. № 5. P. 2709–2732.
3. De Hoop A. Handbook of radiation and scattering of waves. London: Acad. Press, 1995. 1100 p.
4. Романов В.Н., Иванов В.С. Излучение звука элементами судовых конструкций. С.-Петербург: Судостроение, 1993. 208 с.
5. Попов А.Л., Чернышев Г.Н. Механика звукоизлучения пластин и оболочек. М.: Ф.-М. лит-ра, ВО Наука, 1994. 206 с.
6. Mindlin R.D. Influence of Rotatory and shear on Flexural Motions of Isotropic, Elastic Plates // J. Appl. Mech. 1951. V. 18. № 1. P. 31–38.
7. Смольяков А.В., Ткаченко В.М. Модели поля псевдозвуковых турбулентных пристеночных давлений и опытные данные // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 6. С. 1199–1207.
8. Blake W.R. Mechanics of flow-induced sound and vibration. V. 2. Complex flow-structure interactions. Orlando. USA. Acad. Press. Inc. 1986. P. 427–974.
9. Вишневский А.В., Романов В.Н. Пространственно-волновая фильтрация турбулентных пульсаций давления твердыми средами // Акуст. журн. 1987. Т. 32. № 1. С. 104–107.

## Effect of the Cross-Sectional Shear and Rotary Inertia on Sound Produced by a Rib-Stiffened Plate

V. N. Romanov

Sound radiation produced by a rib-stiffened plate driven by a random field of forces is considered. The computational problem is solved by the method of integral transformations. It is shown that the effect of the cross-sectional shear and rotary inertia leads to an apparent decrease of the plate thickness, which results in an enhancement of sound radiation from the studied rib-stiffened plate.