

УДК 534.23

© 1990 г.

Ю. В. Семененко

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ТОНКОЙ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ ПЛАСТИНОЙ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

В работе проведены оценки влияния упругих свойств пластины на шум ее кромки. Показано, что для сильно нагруженной пластины излучение звука изгибными волнами, возбуждаемыми турбулентным пограничным слоем, может значительно превосходить излучение звука кромкой жесткой пластины, что особенно существенно в области низких звуковых частот.

Рассмотрим задачу об излучении звука полубесконечной пластиной, возбуждаемой турбулентным пограничным слоем (ТПС). ТПС будем описывать спектром падающих на пластину волн пульсаций давления, которые генерируются флуктуациями Рейнольдсовых напряжений. Задача о дифракции неоднородных волн пульсаций давления на кромке жесткой полубесконечной пластины исследовалась, например, в работах [1, 2]. В рассматриваемом случае упругой пластины при взаимодействии с ней неоднородных волн, описывающих ТПС, в пластине будут возбуждаться изгибные волны, которые, отражаясь от кромки, дадут дополнительный вклад в излучение звука.

Задачу о дифракции уединенной неоднородной волны пульсаций давления на кромке упругой полубесконечной пластины можно решить точно методом Винера — Хопфа. Однако это решение, если реакция среды на движение пластины (нагруженность) не мала, сложно и требует привлечения численных методов. Естественно, что физический анализ такого решения затруднен.

Чтобы упростить рассматриваемую задачу, разобьем ее решение на три этапа. Сначала найдем спектр колебаний упругой полубесконечной пластины, возбуждаемой уединенной неоднородной псевдозвуковой волной. Для этого воспользуемся приближенной моделью пластины. Будем предполагать, что наличие кромки несущественно влияет на нагруженность пластины, т. е. реакция среды на движение пластины вблизи кромки такая же, как и вдали от нее. При этом кромка эквивалентна сосредоточенным силе и моменту силы, подобраным таким образом, чтобы удовлетворить граничным условиям на кромке. Ограничимся рассмотрением дозвуковых потоков, число Маха которых $M \ll 1$. В этом случае сжимаемость среды несущественно влияет на движение пластины. Поэтому при расчете спектра колебаний пластины будем считать среду несжимаемой. На втором этапе решения, зная спектр колебаний пластины, найдем звуковое поле в среде, излучаемое кромкой пластины. Звук излучается в результате отражения от кромки вибраций пластины, возбуждаемых уединенной неоднородной волной. На третьем этапе проинтегрируем полученное решение по спектру волн пульсаций давления, описывающих ТПС. Полное звуковое поле, излучаемое кромкой упругой пластины, складывается из поля, излучаемого вибрациями пластины, и поля, излучаемого кромкой неподвижной (жесткой) пластины. Таким образом, сравнивая полученные результаты для излучения звука вибрациями пластины с известными результатами [1] для излучения звука кромкой жесткой пластины, можно оценить, насколько существенным является вклад вибраций пластины в излучаемое кромкой поле.

Вычислим спектр колебаний пластины. Пусть на пластину ($z=0, x<0$) падает поле давления частоты ω (множитель $\exp(-i\omega t)$ всюду опускаем):

$p_i(x, y, z) = (p_0/2) \exp[i(k_1x + k_2y + k_3z)] + p_s/2$. Компоненты волнового вектора k_1, k_2 — действительные величины, компонента k_3 — положительная мнимая величина,

$$|k_1| \gg k_a, |k_2| < k_a, k_d = (k_a^2 - k_2^2)^{1/2}, k_3 = i(k_1^2 - k_d^2)^{1/2}.$$

Здесь $k_a = \omega/c$ — акустическое волновое число, k_d — эффективное волновое число, позволяющее перейти к решению двумерной задачи. p_s — поле неоднородной волны, даваемой первым слагаемым, рассеянное на кромке неподвижной пластины. Уравнение движения пластины имеет вид

$$\left(\frac{d^4}{dx^4} - k_f^4 \right) v_n = - \frac{iak_f^4}{\rho\omega} (p_+ - p_- - P) + C_0 \delta(x) - iC_1 \delta'(x).$$

Здесь $k_f = (12\rho_1\omega^2(1-\sigma^2)/Eh^2)^{1/4}$ — волновое число изгибной волны в ненагруженной пластине, $a = \rho/\rho_1h$ (если пластина нагружена с двух сторон, то $a = 2\rho/\rho_1h$); $\rho, \rho_1, h, E, \sigma$ — соответственно плотности среды и пластины, толщина пластины, ее модуль Юнга и коэффициент Пуассона, P — давление реакции среды, $C_0\delta(x), C_1\delta'(x)$ — неизвестные пока силы и момент силы, характеризующие граничные условия на кромке, v_n — нормальная скорость пластины, p_+, p_- — соответственно давление сверху и снизу пластины. Пластина совершает изгибные антисимметричные колебания, следовательно, $p_+ = -p_- = p_i$. Перейдем к спектру нормальных скоростей пластины:

$$\check{v}(\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} v_n(x) e^{-i\alpha x} dx, \quad v_n(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \check{v}(\alpha) e^{i\alpha x} d\alpha.$$

Спектр давления поля неоднородной волны, рассеянной на кромке жесткой пластины, для несжимаемой среды, согласно [3], имеет вид $\check{p}_s(\alpha) = -p_0k_1^{1/2}(\alpha^{1/2}(\alpha+k_1))^{-1}$. Для спектров уравнение движения пластины преобразуется к виду

$$(\alpha^4 - k_f^4) \check{v} = - \frac{iak_f^4}{\rho\omega} (2\pi p_0 \delta(k_1 - \alpha) + \check{p}_s - \check{P}) + C_0 + \alpha C_1. \quad (1)$$

Давление реакции среды P связано со скоростью смещения пластины соотношением $i\omega v_n = -\rho^{-1} \partial P / \partial z$, откуда для фурье-образа

$$\check{P} = \check{v} \rho \omega (k_d^2 - \alpha^2)^{-1/2} = -i \check{v} \rho \omega (\alpha^2 - k_d^2)^{-1/2}. \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1) для $k_d \rightarrow 0$ получим

$$\check{v}(\alpha) = \frac{(-iap_0k_f^4/\rho\omega) [2\pi\delta(k_1 - \alpha) + \check{p}_s] + C_0 + C_1\alpha}{\alpha^4 - k_f^4 - ak_f^4/\sqrt{\alpha^2}}. \quad (3)$$

Ветвь корня в этом выражении определяется соотношением $\sqrt{\alpha^2} = \alpha$ при $\text{Re } \alpha > 0$. Чтобы полностью определить спектр нормальных скоростей пластины, необходимо найти константы C_0 и C_1 . Найдем их для случая, когда край пластины свободен, т. е. на кромке выполнены граничные условия $v''(-0) = v'''(-0) = 0$. Вычисляя обратное преобразование фурье-спектра $\check{v}(\alpha)$, дифференцируя полученное выражение по x дважды и трижды, приравнявая нулю при $x = -0$, получим систему из двух уравнений для определения констант C_0, C_1 . Чтобы вычислить обратное преобразование Фурье необходимо определить корни знаменателя спектра. Знаменатель имеет десять корней, из них шесть находятся на рассматриваемом листе римановой поверхности α . Уравнение для определения корней можно записать в виде

$$t^5 - t \mp v = 0. \quad (4)$$

Здесь $t = \alpha/k_f, v = a/k_f$. Рассмотрим уравнение, соответствующее верхнему знаку. Корни второго уравнения отличаются лишь знаком. Считаем, что пластина сильно нагружена, при этом $v \gg 1$. Решение ищем в виде $t_k = t_{0k} = t_{1k}$. Методом последовательных приближений для корней уравнения

(4) нетрудно получить

$$t_n = t_{0n} (1 + (5t_{0n}^4)^{-1}), \quad t_{0n} = v^{1/5} \exp(ik\varphi_0), \quad \varphi_0 = 2\pi/5. \quad (5)$$

Отметим, что условие сильной нагруженности пластины соответствует диапазону относительно низких частот. Например, для стальной пластины толщины $h=1$ см в воде, условие $v=1$ соответствует частоте $f \approx 300$ Гц, если пластина нагружена с одной стороны, и $f \approx 1,2$ кГц, если пластина нагружена с двух сторон. Таким образом, используя (5) при числении производных $v_n(x)$, систему уравнений для определения констант C_0 и C_1 можно представить в виде

$$\begin{aligned} C_0 \left[A_0^3 + \frac{3}{5}(A_1^3 - A_4^3) + \frac{1}{5}(A_2^3 - A_3^3) + \frac{i}{\pi} \sum_{k=0}^4 A_k^3 \ln(t_k/t_{0k}) \right] - \frac{1}{2} C_1 = \\ = \frac{ap_0 k_f^4}{\rho \omega} \left[\frac{k_1^3}{k_1^5 - k_1 k_f^4 - ak_f^4} - \frac{(1+i)}{2k_1^{1/2}} \sum_{k=0}^4 (t_k k_f)^{1/2} A_k^2 \right], \\ - \frac{1}{2} C_0 + C_1 \left[A_0^5 + \frac{3}{5}(A_1^5 - A_4^5) + \frac{1}{5}(A_2^5 - A_3^5) + \frac{i}{\pi} \sum_{k=0}^4 A_k^5 \ln(t_k/t_{0k}) \right] = \\ = \frac{ap_0 k_f^4}{\rho \omega} \left[\frac{k_1^4}{k_1^5 - k_1 k_f^4 - ak_f^4} - \frac{(1+i)}{2k_1^{1/2}} \sum_{k=0}^4 (t_k k_f)^{1/2} A_k^3 \right]. \end{aligned}$$

Здесь $A_k^n = t_k^n k_f^{n-4} (5t_k^4 - 1)^{-1}$. Решая полученную систему, разлагая члены вида A_k^n , $t_k^{1/2}$ и $\ln(t_k/t_{0k})$, получим

$$\begin{aligned} C_0 = \frac{ap_0}{\rho \omega} \frac{k_f^4}{k_1 Q} \left\{ \frac{k_1^5}{k_1^5 - k_1 k_f^4 - ak_f^4} \left[\frac{t_{00} k_f}{5k_1} P_0 + \frac{1}{2} \right] + \left(\frac{k_1}{t_{00} k_f} \right)^{1/2} P_{0s} \right\}, \quad (6) \\ C_1 = \frac{ap_0}{\rho \omega} \frac{k_f^4}{k_1^2 Q} \left\{ \frac{k_1^5}{k_1^5 - k_1 k_f^4 - ak_f^4} \left[\frac{k_1}{5t_{00} k_1} P_1 + \frac{1}{2} \right] + \left(\frac{k_1}{t_{00} k_f} \right)^{1/2} P_{1s} \right\}; \end{aligned}$$

здесь $\lambda = (5v^{4/5})^{-1}$ и $Q \approx 0,134 + (0,028 - 0,02i)\lambda$, $P_0 \approx (1 + 1,376i) + (2 + 0,65i)\lambda$, $P_1 \approx (1 - 1,376i) + (0,102 - 0,303i)\lambda$, $P_{0s} \approx (-0,435 - 0,155i) + (0,108 - 0,202i)\lambda$, $P_{1s} \approx (-0,197 + 0,126i) - (0,102 - 0,303i)\lambda$.

Зная спектр колебаний пластины, методом Винера — Хопфа можно найти звуковое поле в среде, излучаемое этими колебаниями. Во всем пространстве потенциал скорости звукового поля удовлетворяет уравнению Гельмгольца $(\Delta + k_d^2)\varphi = 0$ и граничным условиям $\partial\varphi/\partial z|_{z=0} = v_n$, $x < 0$, $\varphi|_{z=0} = 0$, $x > 0$ множитель $\exp(ik_2 y)$ пока всюду опускаем. Считаем, что $z > 0$, так как $\varphi(x, y, -z) = -\varphi(x, y, z)$. Метод решения подобных задач изложен в [3]. Фурье-образ потенциала скорости

$$\Phi(\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi e^{i\alpha x} dx, \quad \varphi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\alpha) e^{-i\alpha x} d\alpha$$

можно представить в виде

$$\Phi \neq A(\alpha) \exp(-\gamma z), \quad \gamma = (\alpha^2 - k_d^2)^{1/2}, \quad (7)$$

где

$$A(\alpha) = \frac{-f(\alpha)}{(\alpha - k_d)^{1/2}}, \quad f(\alpha) = \frac{1}{2\pi i} \int_{id-\infty}^{id+\infty} \frac{v(\xi) d\xi}{(k_d - \xi)^{1/2} (\xi + \alpha)}, \quad |d| < \text{Im } k_d.$$

С помощью замены переменных: $\alpha = -k_d \cos \nu$, $x = R \cos \theta$, $y = R \sin \theta$; R — расстояние от точки наблюдения до кромки пластины, для точки наблюдения в волновой зоне ($k_d R \gg 1$), обратное преобразование Фурье решения

(7) можно вычислить методом перевала. Тогда, восстанавливая опущенный ранее множитель $\exp(ik_2y)$ получим

$$\varphi = \frac{i}{\pi} \sin \frac{\theta}{2} f(-k_d \cos \theta) e^{i(k_d R + k_2 y - \pi/4)} / (\pi R)^{1/2}. \quad (8)$$

Найдем явный вид функции $f(-k_d \cos \theta)$:

$$f(-k_d \cos \theta) = \frac{i a p_0 k_f^4 k_1^{-1/2}}{\rho \omega (k_1^5 - k_1 k_f^4 - a k_f^4)} + \\ + \frac{1}{2\pi i} \int_{id-\infty}^{id+\infty} \frac{(C_0 + C_1 \zeta - i a p_0 k_f^4 \check{p}_s(\zeta) / \rho \omega) d\zeta}{(\zeta^4 - k_f^4 - a k_f^4 / \sqrt{\zeta^2 - k_d^2}) (\zeta - k_d \cos \theta) (k_d - \zeta)^{1/2}}. \quad (9)$$

В рассматриваемом диапазоне частот, соответствующих условию сильной нагруженности пластины, выполняется условие $k_f \gg k_d$. При этом входящий в данное выражение интеграл с точностью до членов порядка (k_d/k_f) имеет вид

$$I = -\frac{1+i}{2} \left[C_0 \sum_{k=0}^4 A_k^0 \alpha_k^{-1/2} + C_1 \sum_{k=0}^4 A_k' \alpha_k^{-1/2} \right] - \\ - \frac{a p_0}{\rho \omega} k_1^{-1/2} \left[A_0^0 + \frac{3}{5} (A_1^0 - A_4^0) + \frac{1}{5} (A_2^0 - A_3^0) \right].$$

Используя (5) и разлагая члены вида $A_k^0, A_k^0 \alpha_k^{-1/2}, A_k' \alpha_k^{-1/2}$ по степеням λ , это выражение можно представить в виде

$$I = \frac{p_0}{\rho \omega} k_1^{-1/2} \frac{1}{Q} \left[R_s + \frac{t_{00} k_f}{k_1} R_s' + \frac{k_1^5}{k_1^5 - k_1 k_f^4 - a k_f^4} \left(\frac{t_{00} k_f}{k_1} \right)^{1/2} \left(\frac{t_{00} k_f}{k_1} R_0 + R_1 \right) \right],$$

где

$$R_s(\lambda) \approx 0,24i - 0,41(1+i)\lambda, \quad R_s'(\lambda) \approx (0,027 + 0,037i) + (0,0155 + 0,0255i)\lambda, \\ R_0(\lambda) \approx (0,654 - 0,024i) + (-0,03 + 0,011i)\lambda, \quad R_1(\lambda) \approx (0,447 - 0,027i) + \\ + (0,293 - 0,046i)\lambda.$$

Окончательно потенциал скорости звукового поля, излучаемого вибрациями пластины, возбуждаемой уединенной неоднородной волной, имеет вид

$$\varphi = \frac{p_0}{\rho \omega} k_1^{-1/2} \frac{1}{Q} (S_0 + S_1) \frac{e^{i(k_d R + k_2 y + \pi/4)}}{\pi (\pi R)^{1/2}}, \quad (10)$$

где

$$S_0 = \frac{k_1^5}{k_1^5 - k_1 k_f^4 - a k_f^4} \left[\left(\frac{t_{00} k_f}{k_1} \right)^{1/2} \left(\frac{t_{00} k_f}{k_1} R_0 + R_1 \right) + i \frac{a k_f^4}{k_1^5} Q \right], \\ S_1 = \left(R_s + \frac{t_{00} k_f}{k_1} R_s' \right).$$

Из (10) следует, что наиболее интенсивно звук излучается в случае, когда волновое число возбуждающего пластины поля близко к волновому числу изгибной волны в нагруженной пластине, т. е. $k_1 \sim t_0 k_f$ — случай резонанса. При этом амплитуда излучаемого поля определяется коэффициентом затухания изгибных волн в пластине η . Коэффициент затухания вводится заменой k_f на $k_f(1+i\eta)$. В этом случае вкладом от рассеянного на неподвижной пластине поля (в (10) ему соответствует слагаемое S_1) в излучаемый звук можно пренебречь по сравнению с вкладом, обусловленным только неоднородной волной (S_0). Звук при этом в основном излучается изгибными волнами, которые приходят из бесконечности, накапливаясь за счет резонансного взаимодействия с ТПС. Представляет интерес сравнить S_0 и S_1 также в области волновых чисел, далеких от резонанса, т. е. при $k_1 \gg k_f$, так как в этой области находится максимум спектра пуль-

саций давления. Как видно из выражений для S_0 и S_1 , в этом случае ввиду наличия малого множителя $(t_{00}k_f/k_1)^{1/2}$ в S_0 перерасеяние поля неоднородной волны, рассеянного на кромке неподвижной пластины, может давать основной вклад в излучаемый звук, особенно с ростом частоты. Рассмотрим численный пример. На рисунке *a* представлены графики зависимости отношения $|S_1|/|S_0|$ от частоты для случая стальной пластины толщиной $h=0,8$ см в воде, k_1 полагаем равным k_h — гидродинамическому волновому числу, $k_h \approx \omega / (0,6u_\infty)$, u_∞ — скорость потока вдали от пластины, которая принимает значения 5, 10 и 20 м/с. Как видно из этих графиков, в области волновых чисел, далеких от резонанса, вклад рассеянного поля S_1 в излучаемый звук существенно возрастает с увеличением частоты и в рассматриваемом примере становится заметным при частотах $f \gtrsim 100$ Гц.

Поток мощности звука с единицы длины кромки через цилиндрическую поверхность с осью на кромке пластины дается выражением

$$\Pi(k_1, k_2, \omega) = 2 \frac{k_d}{k_a} \int_0^\pi \frac{\rho \omega^2 |\varphi(R, \theta)|^2}{2c} R d\theta,$$

которое с учетом (10) приводится к виду

$$\Pi(k_1, k_2, \omega) = \frac{p_0^2}{2\pi^2 \rho c} \frac{k_d}{k_a} \frac{1}{k_1} \frac{1}{|Q|^2} |S_0 + S_1|^2.$$

Чтобы оценить мощность звука, излучаемого ТПС в единичном частотном интервале, необходимо в последнюю формулу вместо $p_0^2/2$ подставить спектральную плотность пульсаций давления $F(k_1, k_2, \omega)$ и проинтегрировать полученное выражение по всем возможным волновым числам k_1, k_2 . Для моделирования ТПС воспользуемся экспериментальным спектром пульсаций давления, приведенным в работе [1]:

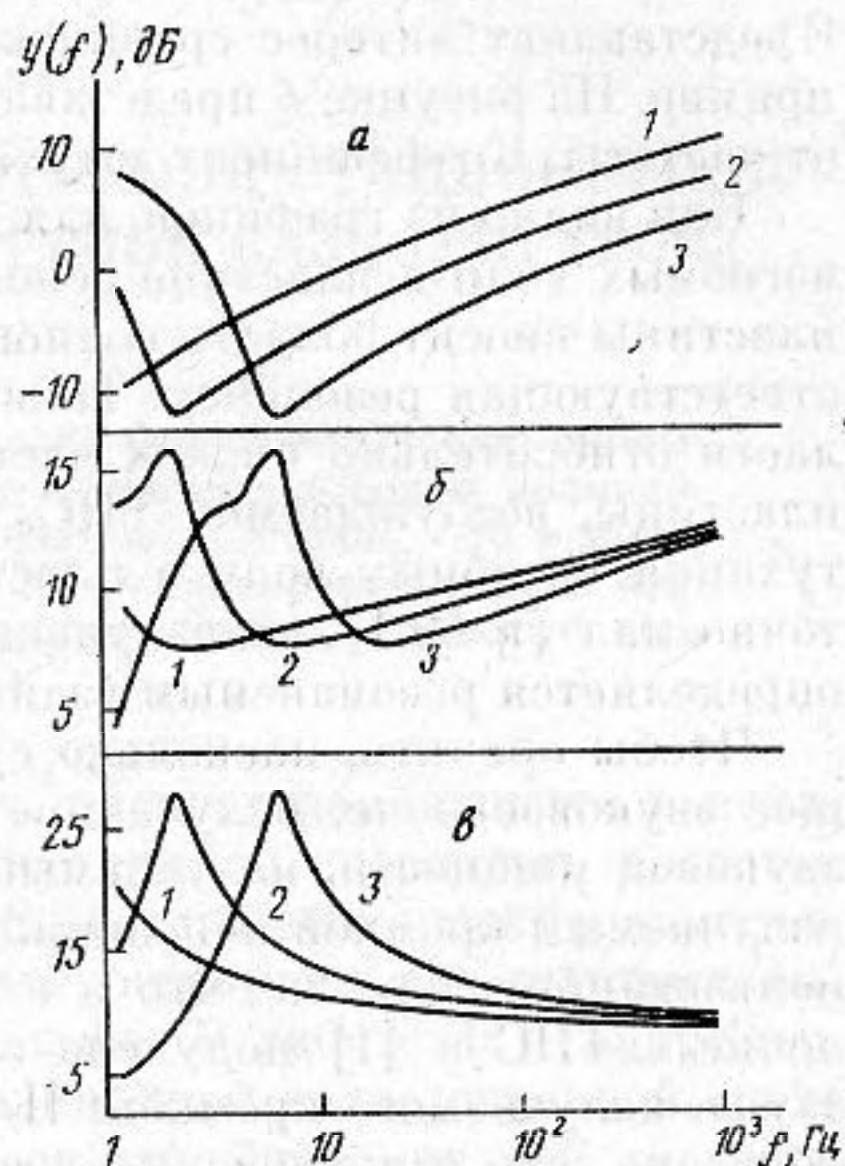
$$F(k_1, k_2, \omega) = F_f(\omega) F_1(k_1) F_2(k_2), \quad F_f(\omega) \approx 9 \cdot 10^{-6} \rho^2 u_\infty^4 / 4\omega, \\ F_1(k_1) \approx (L_1/\pi) [1 + (k_1 k_n)^2 L_1^2]^{-1}, \quad F_2(k_2) \approx (L_2/\pi) [1 + k_2^2 L_2^2]^{-1}, \\ L_1 \approx 9/k_h, \quad L_2 \approx 1,4/k_h.$$

Данный спектр соответствует действительности для гидродинамических волновых чисел $k_1 \sim k_h$, однако ввиду того что длинноволновая часть спектра пульсаций давления в ТПС слабо изучена, для оценок воспользуемся этим спектром также в области $k_h \gg k_1 \gg k_a$. Полный поток мощности звука, излучаемого изгибными волнами, возбуждаемыми ТПС, с единицы длины кромки есть

$$\Pi_t = \int_{-k_a}^{k_a} dk_2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Pi(k_1, k_2, \omega) (p_0^2/2)^{-1} F(k_1, k_2, \omega) dk_1.$$

Оценим этот интеграл как сумму $\Pi_t \approx \Pi_h + \Pi_f$, где Π_h и Π_f — соответственно вклады от максимумов подынтегрального выражения вблизи гидродинамических и резонансных волновых чисел. Тогда, учитывая что

$$\int_{-k_a}^{k_a} k_d [\pi (1 + k_2^2 L_2^2)]^{-1} dk_2 \approx \frac{k_a^2}{2}, \quad (k_a L_2 \ll 1),$$



Зависимость величины $y(f)$ от частоты f для случая стальной пластины толщиной $h=0,8$ см в воде: 1 — $u_\infty = 5$ м/с, 2 — 10, 3 — $u_\infty = 20$ м/с; а — $y(f) = 20 \lg(|S_1|/|S_0|)$, б — $y(f) = 10 \lg(\Pi_f/\Pi_h)$, $y(f) = 10 \lg(\Pi_t/\Pi_h)$

получим

$$P_h \approx \frac{L_2 k_a}{\pi^3 \rho c} \frac{1}{k_h} \frac{F_f(\omega)}{|Q|^2} |S_0(k_h) + S_1(k_h)|^2, \quad (11)$$

$$P_f \approx \frac{L_2 L_1 k_a}{\pi^3 \rho c} \frac{1}{\eta} \frac{F_f(\omega)}{|Q|^2} \frac{t_0^8}{(5t_0^4 - 1)^2} \frac{|S_0(t_0 k_f)|^2}{[1 + (t_0 k_f - k_1)^2 L_1^2]}. \quad (12)$$

Представляет интерес сравнить вклады P_h и P_f . Рассмотрим численный пример. На рисунке б представлены графики зависимости отношения P_f/P_h от частоты. Коэффициент затухания η полагаем равным 10^{-2} .

Как видно из графиков, для данного значения коэффициента затухания изгибных волн в пластине основной вклад в излучение звука вибрациями пластины вносит область волновых чисел спектра пульсаций давления, соответствующая резонансу. Таким образом, можно предположить, что в области относительно низких частот звук, излучаемый вибрациями упругой пластины, возбуждаемой ТПС, существенно зависит от коэффициента затухания изгибных волн в пластине. Если коэффициент затухания достаточно мал ($\eta \leq 0.1$), то излучение звука вибрациями пластины в основном определяется резонансным взаимодействием пластины с ТПС.

Чтобы оценить, насколько существенный вклад вносят вибрации в общее звуковое поле, излучаемое кромкой пластины, сравним также поток звуковой мощности, излучаемый изгибными волнами с потоком мощности, излучаемым кромкой неподвижной пластины. Для жесткой пластины с использованием того же, что и в настоящей работе спектра пульсаций давления в ТПС в [1] получена следующая формула для потока мощности звука, излучаемого кромкой: $P_r(\omega) \approx k_a L_2 (8\rho c k_h)^{-1} F_f(\omega)$. При этом там же показано, что основной вклад в излучение звука кромкой пластины дает область волновых чисел в спектре пульсаций давления, соответствующая гидродинамическому максимуму.

Рассмотрим численный пример. На рисунке в представлены графики зависимости P_f/P_r от частоты. Для данных значений параметров при сильной нагруженности пластины вибрации дают вклад, существенно превосходящий излучение звука кромкой неподвижной пластины. Таким образом, несмотря на весьма приближенный спектр пульсаций давления в длинноволновой области, на основании полученных результатов можно ожидать, что в низкочастотной области влияние вибраций на шум задней кромки является определяющим. В заключение отметим, что наличие упругих свойств у пластины может существенно влиять на шум кромки, при этом, если коэффициент затухания изгибных волн достаточно мал, основное влияние на излучение звука вибрациями оказывает та область волновых чисел в спектре пульсаций давления ТПС, которая соответствует резонансному максимуму, т. е. $k_1 \sim t_0 k_f$. При этом наиболее интенсивно звук излучается на частотах, соответствующих «двойному» резонансу, когда гидродинамический и резонансный максимумы совпадают.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chandiramani K. L. // Diffraction of evanescent waves // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 55. № 1. P. 19–30.
2. Chase D. M. Sound radiated by turbulence from half plane // J. Acoust. Soc. Amer. 1972. V. 52. № 3. P. 1011–1023.
3. Нобл Б. Метод Винера – Хопфа. М.: Изд-во иностр. лит. 1967.

Институт математики
Академия наук КиргССР

Поступила в редакцию
29.12.89

Yu. B. Semenenko

SOUND RADIATION BY A THIN SEMI-INFINITE PLATE EXITED BY A TURBULENT BOUNDARY LAYER

A plate elasticity effect on noise radiation by its leading edge is evaluated. It is shown that for a heavy loaded plate sound radiation due to bending waves can exceed rigid plate sound radiation most significantly in an area of low sound frequencies.