АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXII 1986 Вып. 1

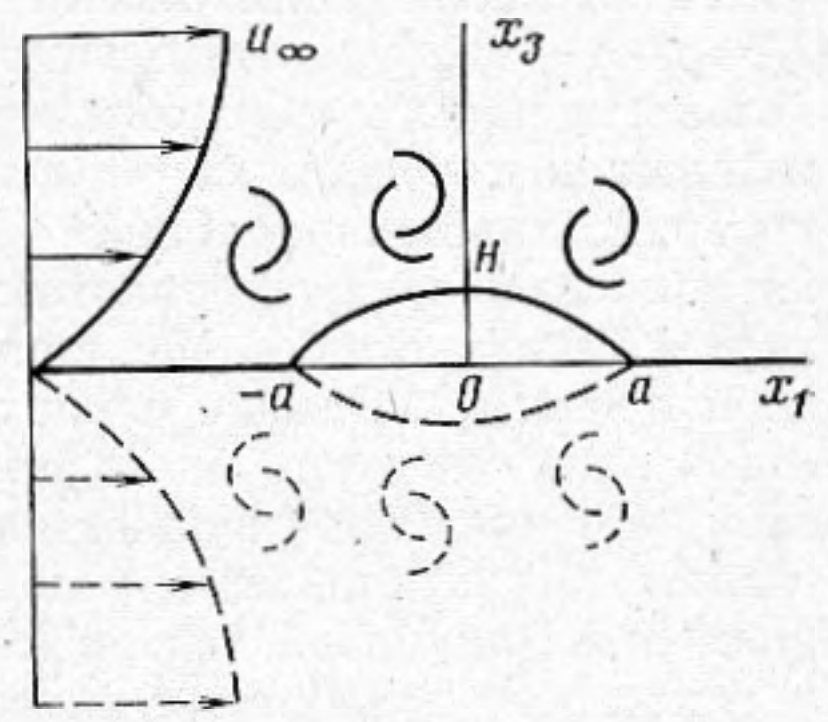
УДК 534.2.532

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗВУКА ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НА ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ С НЕОДНОРОДНОСТЬЮ ФОРМЫ И УПРУГОСТИ

Реутов В. П., Рыбушкина Г. В.

Исследуется возбуждение звука в дозвуковом турбулентном пограничном слое на податливой поверхности с жестким выступом. Получены спектры мощности дипольной составляющей акустического излучения в дальней зоне, соответствующие различным механизмам звукообразования.

Как известно, кривизна и неоднородность упругих свойств обтекаемой поверхности могут существенно влиять на процесс излучения звука турбулентным пограничным слоем. Благодаря рассеянию псевдозвука на неоднородности появляется дипольная компонента акустического излучения, которая может существенно превышать квадрупольное излучение от пограничного слоя на плоскости. Генерация звука в пограничном слое на слабо искривленной жесткой поверхности и на жесткой поверхности с произвольной акустически компактной геометрической неоднородностью рассматривалась в работах [1, 2]. Исследованию гидродинамического звукообразования на различных неоднородностях упругого типа посвящены работы [3, 4]. В данной работе обсуждается вопрос об акустическом излучении пограничного слоя на поверхности, имеющей неоднородность формы и упругости одновременно. В качестве конкретной реализации рассматривается практически важный случай податливой поверхности с акустически компактным выступом. За пределами выступа движение поверхности описывается в приближении тонкой пластинки.



Фиг. 1. Геометрия обтекаемой поверхности и течения в пограничном слое (пунктиром показано зеркальное отображение течения и поверхности относительно плоскости $x_3=0$)

Геометрия обтекаемой поверхности и вихревых структур пограничного слоя показана на фиг. 1. В случае дозвукового пограничного слоя (число Маха $M=u_\infty/c\ll 1$, где u_∞ — скорость свободного течения, c — скорость звука) масштаб энергонесущих вихрей характеризуется толщиной вытеснения пограничного слоя δ_*, которая мала по сравнению с длиной волны звука ($k_s\delta_*\infty M$, $k_s=\omega/c$ — волновое число звука, ω — его частота). Будем рассматривать только вынужденные колебания пластинок (области $|x_1|>a$ на фиг. 1), пассивно возбуждаемые заданной турбулентностью (аналогично работе [3]). Для описания малых колебаний тонких пластинок, нагруженных на вакуум, воспользуемся уравнением вида [4]

$$p=-\left[D\nabla^4+\rho_0 h\frac{\partial^2}{\partial t}\right]\eta=\hat{F}\eta, \tag{1}$$

где p — поверхностное давление, η — отклонение поверхности, отсчитываемое в направлении оси x_3; h — толщина пластинки, ρ_0 — ее плотность, D — изгибная жесткость. Уравнение (1) сохраняет силу также в тех случаях, когда импеданс среды под пластинкой мал по сравнению с упругой

или массовой частью импеданса самой пластинки. Закрепление пластинок на стыках предполагается жестким: $\eta=\partial\eta/\partial x_1=0$ при $x_1=\pm a$. Форму жесткого выступа, локализованного в интервале $|x_1|\leqslant a$, будем описывать однозначной функцией $x_3=f(x_1)$. Размеры выступа предполагаются акустически компактными: $k_sL\ll 1$, $k_sH\ll 1$ (H высота выступа, $L=2a$ — его длина вдоль течения).

Используя формулу Кэрла [5] и пренебрегая вязкими напряжениями, представим давление за пределами турбулентной области в виде

$$p(\mathbf{x}, t)=T+\mathscr{P}_\tau+\mathscr{P}_n+\mathscr{P}_{n1}+\mathscr{P}_{n2}+\mathscr{P}_{v1}+\mathscr{P}_{v2},$$

$$T=\frac{1}{4\pi}\frac{\partial^2}{\partial x_i\partial x_j}\int\limits_V [T_{ij}]^*\frac{d\mathbf{y}}{r},$$

$$\mathscr{P}_n=\frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial x_3}\int\limits_\sigma [p]^* n_3\frac{d\mathbf{y}}{r},$$

$$\mathscr{P}_{n1,2}=\pm\frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial x_3}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dy_2\int\limits_{\mp\infty}^{\mp a}\frac{dy_1}{r}[p]^*,$$

$$\mathscr{P}_\tau=\frac{\partial}{\partial x_1}\frac{1}{4\pi}\int\limits_\sigma [p]^* n_1\frac{\partial\mathbf{y}}{r}, \tag{2}$$

$$\mathscr{P}_{v1,2}=\mp\frac{1}{4\pi}\rho\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dy_2\int\limits_{\mp\infty}^{\mp a}\frac{dy_1}{r}[v_3]^*,$$

где $\mathbf{n}$ — единичный вектор внешней нормали к поверхности выступа σ, ρ — плотность среды, $\mathbf{y}$ — переменная интегрирования, $r=|\mathbf{x}-\mathbf{y}|$ — расстояние до точки наблюдения скобки $[\ldots]^*$ означают запаздывание по времени, $T_{ij}=\rho v_i v_j$ — турбулентные напряжения Лайтхилла. В выражении (2) выделены вклады турбулентных «квадруполей» (T), нормальных и касательных к плоскости $x_3=0$ «диполей» ($\mathscr{P}_n$, $\mathscr{P}_{n1,2}$ и $\mathscr{P}_\tau$), а также вклад поверхностных «монополей» ($\mathscr{P}_{v1,2}$). Эта классификация источников звука опирается на размерностный анализ, построенный с учетом акустической компактности корреляционных масштабов (вихрей) пограничного слоя при $M\ll 1$. Однако поверхностные распределения давления и скорости возникают лишь благодаря объемной турбулентности пограничного слоя, что оказывает существенное влияние на их свойства. В частности, главные мультипольные моменты, которые выражаются через длинноволновый (волновой вектор $\mathbf{k}\to 0$) предел пространственного спектра поверхностного давления и скорости, могут обращаться в ноль, вследствие чего возрастает мультипольность источника [6, 7]. Для правильной идентификации источников звука необходимо выразить акустическое поле через энергонесущие масштабы турбулентного течения ($|\mathbf{k}|\sim\delta_*^{-1}\gg k_s$), учитывая тем самым комбинационное происхождение звука.

Следуя работе [2], преобразуем формулы (2) с помощью формализма мнимых источников. Введем мнимое течение $\tilde{v}_i$, $\tilde{p}$ как зеркальное изображение истинного течения в плоскости $x_3=0$ (см. фиг. 1). Определим также зеркальное изображение возмущенной поверхности пластинки $\tilde{\eta}=-\eta$, ограничивающей мнимое течение. Нетрудно убедиться, что мнимое течение так же, как и исходное, удовлетворяет уравнениям гидродинамики. Поэтому для мнимых источников также справедливы соотношения (2). Учитывая, что в соответствии с формализмом функции Грина поле мнимых источников обращается в ноль при $x_3>0$ [3, 4], в той же точке $\mathbf{x}$, где записано выражение (2), получим

$$0=\tilde{T}+\tilde{\mathscr{P}}_\tau+\tilde{\mathscr{P}}_n+\tilde{\mathscr{P}}_{n1}+\tilde{\mathscr{P}}_{n2}+\tilde{\mathscr{P}}_{v1}+\tilde{\mathscr{P}}_{v2}, \tag{3}$$

где символ $\sim$ указывает на определение функционалов через параметры

мнимого течения. При дальнейших преобразованиях используется соотношение (3) и результат его сложения с соотношением (2). Поверхностное давление и скорость выражаются через η с помощью уравнения (1) и формулы $v_3=\partial\eta/\partial t$. Полученные при этом интегралы по поверхности, содержащие η, можно преобразовать, используя тождество вида [4]

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} dy_2 \int\limits_{\mp\infty}^{\pm a} \frac{dy_1}{r}\left[\frac{\partial^q}{\partial y_1{}^q}\eta\right]^{\cdot} = \frac{\partial^q}{\partial x_1{}^q}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dy_2 \int\limits_{\mp\infty}^{\mp a} \frac{\partial y_1}{r}[\eta]^{\cdot}\pm$$

$$\pm\sum_{s=0}^{q-1}\frac{\partial^s}{\partial x_1{}^s}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{dy_2}{r}\left[\frac{\partial^{q-s-1}}{\partial y_1^{q-s-1}}\eta\right]^{\cdot}_{x_1=\pm a}, \quad (q=1,2\ldots).$$

Оставляя в сумме по s только первый член (главную часть разложения по степеням M) и пренебрегая вкладом квадруполей (T и $\tilde{T}$), получим

$$p=2\mathscr{P}_\tau+2\mathscr{P}_v, \qquad 0=\mathscr{P}_\tau+\mathscr{P}_v-\mathscr{P}_n-\mathscr{P}_n{}'-\frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial x_3}S, \tag{4}$$

где использованы обозначения $\mathscr{P}_v=\mathscr{P}_{v1}+\mathscr{P}_{v2}$, $\mathscr{P}_n{}'=\mathscr{P}_{n1}{}'+\mathscr{P}_{n2}{}'$, $S=S_1+S_2$,

$$\mathscr{P}'_{n1,2}=\pm\frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial x_3}\hat{F}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{\mp\infty}^{\mp a}[\eta]^{\cdot}\frac{d\mathbf{y}}{r},$$

$$S_{1,2}=\pm\mathscr{D}\int\limits_{-\infty}^{\infty}[\partial^3\eta/\partial y_1{}^3]^{\cdot}_{y_1=\mp a}dy_2. \tag{4'}$$

Из формул (4′) следует соотношение

$$\rho\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathscr{P}_n{}'=-\frac{\partial}{\partial x_3}\hat{F}\mathscr{P}_v, \tag{5}$$

позволяющее исключить интегралы по поверхности пластинок, входящие в выражения (4). Перейдем предварительно к частотному представлению, обозначая спектры символом $\wedge$: $\hat{p}(\omega,\mathbf{x})=\int\limits_{-\infty}^{\infty}dtp(t,\mathbf{x})\exp(i\omega t)$ и т. п. Ограничимся поиском акустического поля в дальней зоне, где волна близка к плоской (при этом неявно учитывается конечная протяженность выступа поперек течения). Тогда, используя определение импеданса однородной пластинки для гармонических возмущений [1]

$$z=i\omega\rho_0 h[1-(\mathbf{k}/k_p)^4(1+i\beta)], \qquad (k_p=(\omega^2\rho_0 h/D)^{1/4}$$

— волновое число собственных волн пластинки), можно привести выражение (5) к виду $\mathscr{P}_n{}'=(k_{s3}/\rho\omega)z(k_{s1},k_{s2},\omega)\mathscr{P}_v$, где k_{sj} — компоненты волнового вектора плоской звуковой волны $\mathbf{k}_s$, направленного в точку наблюдения ($\mathbf{k}_s\|\mathbf{x}$). В результате выражение для частотного спектра акустического давления преобразуется к виду

$$\hat{p}(\omega,\mathbf{x})=(1+R)\mathscr{P}_\tau+(1-R)\mathscr{P}_n+(1-R)\mathscr{P}_s,$$

$$\mathscr{P}_\tau=\frac{ik_s x_1}{4\pi r^2}e^{ik_s r}\int\limits_{-L_\perp}^{L_\perp}\int\limits_{-a}^{a}\hat{p}_w\frac{\partial f}{\partial y_1}dy_1dy_2,$$

$$\mathscr{P}_n=\frac{ik_s x_3}{4\pi r^2}e^{ik_s r}\int\limits_{-L_\perp}^{L_\perp}\int\limits_{-a}^{a}\hat{p}_w dy_1dy_2, \tag{6}$$

[1] Диссипация энергии в пластинке вводится феноменологически через коэффициент потерь β [8].

$$\mathscr{P}_s = \frac{ik_s x_3}{4\pi r^2} e^{ik_s r} \mathscr{D} \int\limits_{-L_\perp}^{L_\perp} dy_2 \left(\frac{\partial^3 \hat{\eta}}{\partial y_1^3} \bigg|_{y_1=a} - \frac{\partial^3 \hat{\eta}}{\partial y_1^3} \bigg|_{y_1=-a} \right),$$

где $L_\perp$ — длина выступа в направлении поперек течения ($L_\perp \gg L$, k_p^{-1}), p_w — давление на поверхности выступа как функция плоских координат y_1, y_2; $R=(z/z_a-1)/(z/z_a+1)$ — коэффициент отражения плоской волны (ω, $\mathbf{k}_s$) от однородной пластинки ($z_a=\rho\omega/k_{s3}$ — акустический импеданс среды). При выводе формул (6) выражение для $\mathscr{P}_\tau$ преобразовывалось так же, как в работе [2]. Поскольку главный вклад в интегралы (6) дают энергонесущие компоненты спектра пульсаций давления, p_w можно заменить на псевдозвуковое (в смысле Блохинцева) давление. Третья производная по y_1 от η на стыках также выражается через псевдозвук (см. далее). Таким образом, выражение (6) определяет акустическое поле через энергонесущие масштабы турбулентности — истинные источники звука. Первый член в (6) представляет собой сумму прямого и отраженного излучений касательных к плоскости $x_3=0$ диполей, возникающих на поверхности выступа. Отметим, что отраженное излучение в дальнем поле оказывается таким же, как в случае однородной пластинки. Это объясняется заданием одинаковых пластинок по обе стороны от выступа, благодаря чему выполнено соотношение (5), а также акустической компактностью самого выступа, что приводит к слабому рассеянию звука. Для выяснения физической природы второго и третьего членов в выражениях (6) обратимся к фиг. 1, на которой изображено действительное и мнимое течения. Очевидно, что в случае жестких пластинок бесконечной плотности поверхность может быть исключена из рассмотрения и задача сводится к расчету излучения звука акустически компактным телом, помещенным в зеркально-симметричное течение. Нормальные к плоскости симметрии составляющие сил, действующих на жидкость со стороны поверхности выступа, взаимно компенсируются. Поэтому излучение определяется касательными составляющими этих сил — возникает касательный диполь. Если же пластинки податливы, излучение нормальных сил не компенсируется полностью и определяется неполным прохождением звука сквозь гипотетическую поверхность, состоящую из истинной поверхности η и ее зеркального изображения $\tilde{\eta}$. Член $\sim\mathscr{P}_s$ определяет излучение нормальных диполей, связанных с рассеянием изгибных колебаний пластинок на стыках, а член $\sim\mathscr{P}_n$ — излучение нескомпенсированных нормальных диполей, локализованных на выступе.

Введем спектр потока акустической мощности с единицы длины выступа, связанный с корреляционной функцией $\hat{p}$ соотношением вида $\langle \hat{p}(\omega, \mathbf{x}) \hat{p}^*(\omega', \mathbf{x}) \rangle = (2\pi)^2 \rho c L_\perp I(\omega, \mathbf{x}) \delta(\omega-\omega')$. Поскольку необходимые для расчетов данные о псевдозвуковом давлении на неоднородной поверхности отсутствуют, воспользуемся для оценки спектра приближением однородной турбулентности (см. также работы [2, 3]). Ограничимся анализом вклада в $I(\omega)$ отдельных слагаемых в выражениях (6). Пренебрегая отражением акустических волн ($R\to 0$), будем искать полные потоки мощности каждого из диполей в полупространство $x_3>0$ (I_τ^t, I_n^t и I_s^t соответственно), связанные с локальными потоками мощности (I_τ, I_n и I_s) соотношениями вида $I_\tau = (^3/_2\pi)(x_1^2/r^4) I_\tau^t$, $I_{n,s} = (^3/_2\pi)(x_3^2/r^4) I_{n,s}^t$. Решение задачи о спектре касательных диполей дано в работе [2]. Аналогично находится акустическая мощность нескомпенсированных нормальных диполей:

$$I_n^t = \frac{k_s^2}{24\pi\rho c} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\xi_2 \int\limits_{-a}^{a} d\xi_1 (2a - |\xi_1|) \Gamma(\omega, \xi), \tag{7}$$

где Γ — взаимный по пространству спектр поверхностного давления p_w [8]. Для расчета I_s^t необходимо связать значения $\partial^3\hat{\eta}/\partial y_1^3$ на стыках с пульсациями давления, возбуждающими изгибные колебания пластинок. После перехода в уравнении (1) к фурье-представлению по t и x_2 эта задача решается методом вариации произвольных постоянных решения

однородного уравнения. Поскольку коэффициент поглощения обычно мал ($\beta \ll 1$), основной вклад в интегралы по стыкам дают собственные колебания пластинки, что позволяет использовать для расчета отклика пластинки на турбулентное воздействие формальное соотношение

$$\frac{1}{|z|^2}=\frac{\pi}{z_r|\partial z_i/\partial k|}[\delta(k+k_p)+\delta(k-k_p)],$$

где z_r и z_i — действительная и мнимая части импеданса z. Производя выкладки, получим

$$I_s{}^t=\frac{2\pi}{3\rho c}k_s{}^2\frac{1}{k_p\beta}E(k_p,0,\omega), \tag{8}$$

где $E(k_1, k_2, \omega)$ — частотно-волновой спектр поверхностного давления (фурье-образ $\Gamma(\omega, \xi)$ — см. [8]). Нетрудно видеть, что излучение от стыков определяется псевдозвуковым давлением на поверхности прилегающих к ним участков пластинок с характерным масштабом, равным длине затухания изгибных волн $L_d=4/\beta k_p{}^2$.

Для получения спектров в явном виде воспользуемся известной аппроксимацией взаимного спектра давления в пограничном слое на пластине [9]:

$$\Gamma(\omega,\xi)/\rho^2u_\infty{}^3\delta_*=\Phi_0(\omega_1)\exp\left[-i\omega\xi_1/U_c-|\xi_1|\left(\frac{\alpha_1\omega}{U_c}+\frac{\alpha_3}{\delta_*}\right)-\right.$$
$$\left.-|\xi_2|\left(\frac{\alpha_2\omega}{U_c}+\frac{\alpha_4}{\delta_*}\right)\right], \tag{9}$$

где $\Phi_0=0{,}56\cdot10^{-5}/[1+(0{,}22\omega_1)^2]$ — безразмерный частотный спектр мощности поверхностного давления ($\omega_1=\omega\delta_*/u_\infty$ — безразмерная частота), $\alpha_1=0{,}1$, $\alpha_2=0{,}7$, $\alpha_3=0{,}037$, $\alpha_4=0{,}3$, $U_c\approx0{,}8U_\infty$ — скорость сноса вихрей. Учитывая, что для большинства материалов β слабо зависит от частоты [10], введем следующие нормированные спектры излучения:

$$\bar I_n=I_n{}^t/M^3\rho u_\infty{}^2\delta_*{}^2,\quad \bar I_s=I_s{}^t/M^3\rho u_\infty{}^2\delta_*{}^2\beta^{-1},$$
$$\bar I_\tau=I_\tau{}^t/M^3\rho u_\infty{}^2H^2. \tag{10}$$

В случае выступа достаточно малой протяженности вдоль течения ($\alpha_1\omega L/U_c\ll1$, $\alpha_3L/\delta_*\ll1$) можно получить простое выражение для $\bar I_n$:

$$\bar I_n=0{,}08\Phi_0(\omega_1)\frac{1-\cos(1{,}25\omega_1L/\delta_*)}{\omega_1+0{,}36}. \tag{11}$$

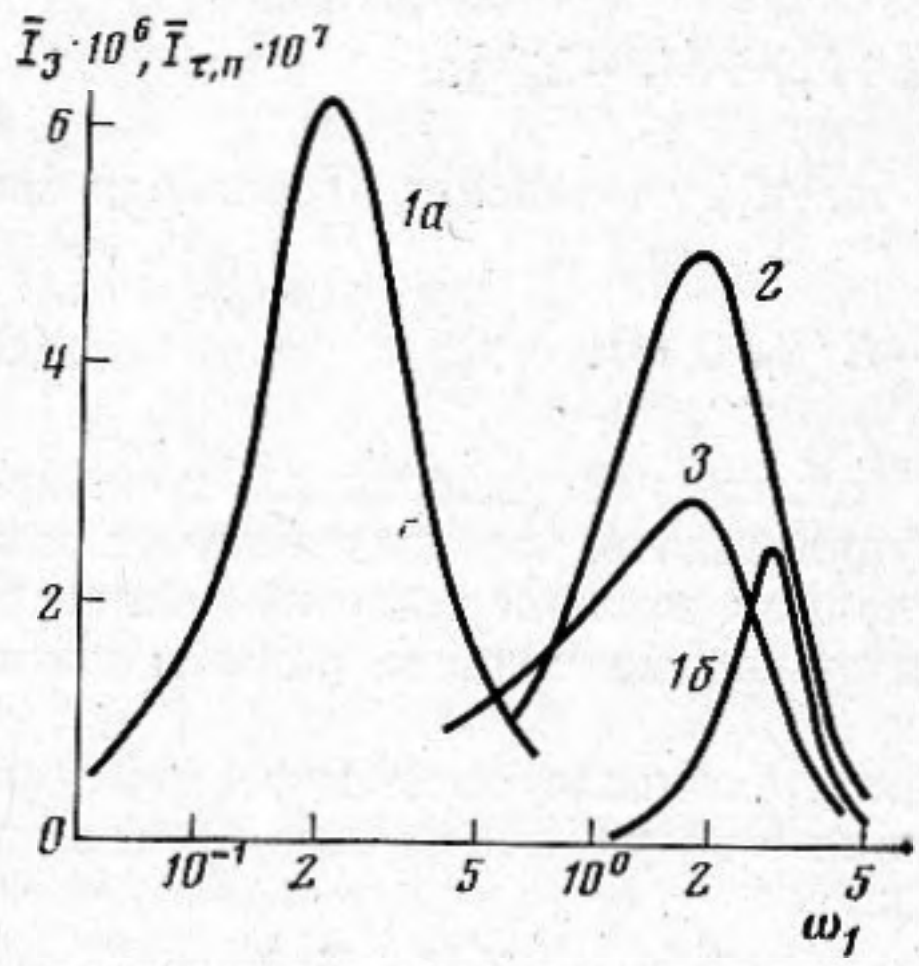
Спектр излучения от стыков принимает вид

$$\bar I_s=0{,}016\Phi_0(\omega_1)\sqrt{\frac{\omega_1}{\omega_*}}\frac{1}{\omega_1+0{,}36}\frac{1+0{,}31\omega_1{}^{-1}}{(0{,}1+0{,}031\omega_1{}^{-1})^2+\left(1-\sqrt{\frac{\omega_*}{\omega_1}}\right)^2} \tag{12}$$

где $\omega_*=(U_c{}^4\delta_*{}^2\rho_0h/Du_\infty{}^2)^{1/2}$ — безразмерная частота изгибных волн, имеющих фазовую скорость, равную скорости сноса вихрей U_c. Именно вблизи ω_* локализуется максимум в спектре $\bar I_s$. На фиг. 2 показаны спектры $\bar I_n$, $\bar I_s$ и $\bar I_\tau$, построенные при $L/\delta_*=1$, когда условия рассеяния на выступе близки к оптимальным ($\bar I_\tau$ строилось для выступа гауссовской формы по данным работы [2]). Соотношение частот в максимумах спектров $\bar I_n$, $\bar I_\tau$ и $\bar I_s$ сильно зависит от частоты ω_*. Все полученные спектры оказываются узкими, что связано с наличием оптимального масштаба при рассеянии вихрей (для спектров $\bar I_n$ и $\bar I_\tau$) либо наличием резонанса при совпадении скорости слабо затухающих изгибных волн со скоростью сноса вихрей (в случае спектра $\bar I_s$). Интенсивность рассеяния на стыках резко убывает

[2] Приближению бесконечных пластинок в реальных условиях соответствуют пластинки с длиной $\Delta x_1>L_d$. Предполагается также, что толщина вытеснения δ_* мало меняется на длине L_d.

после того как ω_* оказывается за пределами энергонесущей части спектра поверхностного давления $\Phi_0(\omega_1)$. Чтобы получить представление от относительной эффективности различных механизмов излучения, рассмотрим пограничный слой в воздухе и поверхность из стальных пластинок толщиной $h=0{,}2$ мм. Примем высоту выступа $H={}^1/_2L$ и $\beta=0{,}1$. Тогда при $\delta_*=0{,}2$ см получим $\omega_*=0{,}2$ и следующее отношение максимумов в спектрах излучения: $I_\tau^t : I_n^t : I_s^t=1 : 2{,}4 : 5{,}1\cdot10^2$. Значительное преобладание максимума I_s^t связано с тем, что при $\beta\ll1$ излучение от стыков определяется энергией изгибных волн, приходящих с больших интервалов на пластинках (порядка $L_d\approx160\delta_*$). Соотношение максимумов спектров и их форма могут меняться за счет величины и частотной зависимости коэффициента отражения (в частности, для неподатливых пластинок $I_{s,n}\to0$).



Фиг. 2. Нормированные спектры мощности акустического излучения диполей на стыках (1, *а*, *б* соответствуют $\bar{I}_s$ при $\omega_*=0{,}2$; 3) и на выступе (кривые *2* и *3* соответствуют $\bar{I}_\tau$ и $\bar{I}_n$ при $L=\delta_*$)

Таким образом, податливая плоская поверхность отражает излучение касательных к ней диполей, возникающих на геометрической неоднородности. Введение геометрической неоднородности может приводить к появлению дополнительного излучения, связанного с изменением структуры поверхности (в рассмотренном примере — это появление нескомпенсированных нормальных диполей в пределах выступа, излучение которых не зависит от высоты выступа). Сопоставление эффективности различных механизмов излучения для поверхности, состоящей из двух полубесконечных пластин, состыкованных с жестким выступом, показывает, что дипольное излучение, связанное с рассеянием изгибных колебаний на стыках, может значительно превышать дипольное излучение, возникающее при рассеянии псевдозвука на выступе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Meecham W. C.* Surface and volume sound from boundary layers.— JASA, 1965, v. 37, № 3, p. 516–522.
2. *Рабинович М. И., Реутов В. П., Рыбушкина Г. В.* О дипольном акустическом излучении пограничного слоя на жесткой поверхности с геометрической неоднородностью.— Акуст. журн., т. 30, № 1, с. 105–109.
3. *Ffowcs Williams J. E.* The influence of simple supports on the radiation from turbulent flow near a plane compliant surface.— J. Fluid Mech., 1966, v. 26, pt. 2, p. 641–649.
4. *Crighton D. G.* Radiation from turbulence near a composite flexible boundary.— Proc. Roy. Soc. Lond. A, 1970, v. 314, p. 153–173.
5. *Curll N.* The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound.— Proc. Roy. Soc. Lond. A, 1955, v. 231, p. 505–514.
6. *Phillips O. M.* On the aerodynamic surface sound from a plane turbulent boundary layer.— Proc. Roy. Soc. Lond. A, 1956, v. 234, p. 327–335.
7. *Bergeron R.* Aerodynamic sound and the lowwavenumber wall-pressure spectrum of near incompressible boundary — layer turbulence.— JASA, 1973, v. 54, № 1, p. 123–133.
8. *Миниович И. Я., Перник А. Д., Петровский В. С.* Гидродинамические источники звука. Л.: Судостроение, 1972.
9. *Мунин А. Г., Кузнецов В. М., Леонтьев В. А.* Аэродинамические источники шума. М.: Машиностроение, 1981.
10. Справочник по технической акустике. Л.: Судостроение, 1980.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18.X.1984