

УДК 532.51:534.2-13/14

## ОЦЕНКА СПЕКТРА АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ШЕРОХОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

РЕУТОВ В. П., РЫБУШКИНА Г. В.

В технических условиях обтекаемые поверхности обычно не являются гидравлически гладкими. В этой связи важное значение приобретает исследование генерации звука турбулентным пограничным слоем на шероховатой поверхности. При турбулентном обтекании искривленной поверхности возникают дипольные источники звука, благодаря чему возможно значительное увеличение акустического излучения по сравнению с квадрупольным излучением пограничного слоя на гладкой пластине [1, 2]. Оценки акустического поля в случае песочной шероховатости обычно опираются на энергетическое суммирование полей, генерируемых при обтекании ее отдельных элементов [3, 4]. При этом используются трудно контролируемые предположения относительно характера турбулентного течения вблизи шероховатости, а интенсивность излучения находится с точностью до постоянного множителя, подлежащего определению из эксперимента. В данной работе для расчета акустического излучения пограничного слоя на поверхности с песочной шероховатостью предлагается использовать имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о взаимных спектрах поверхностного давления.

1. Рассмотрим дозвуковой турбулентный пограничный слой над жесткой шероховатой поверхностью (число Маха  $M = u_\infty/c \ll 1$ , где  $u_\infty$  — скорость свободного течения,  $c$  — скорость звука). Отклонение уровня поверхности от плоскости  $a_3 = 0$  будем описывать однозначной функцией:  $a_3 = f(a_1, a_2)$ . В работе [2] найдена дипольная компонента акустического излучения, возникающего при турбулентном обтекании акустически компактного уединенного выступа. Было показано, что дипольное излучение связано с рассеянием псевдозвука на неоднородности градиента уровня поверхности.

Развитый в [2] подход без изменения переносится на случай сложной неоднородности (шероховатости) с акустически компактными элементами ( $\kappa_s b \ll 1$ , где  $b$  — характерный размер элемента шероховатости,  $\kappa_s = \omega/c$  — волновое число звука). Используя результаты [2], можно написать следующее выражение для частотного спектра акустического давления в дальнем поле:

$$p_a^+(\omega, \mathbf{x}) = \frac{i\kappa_s}{2\pi} e^{i\kappa_s r} \sum_{j=1,2} \frac{x_j}{r^2} \int_{-\infty}^{\infty} p_T^+(\omega, \mathbf{a}) \frac{\partial f}{\partial a_j} d\mathbf{a} \quad (1.1)$$

где  $\mathbf{a} = (a_1, a_2)$  — вектор в плоскости  $a_3 = 0$ ,  $r = |\mathbf{x}|$  — расстояние до точки наблюдения,  $p_T$  — псевдозвуковое (в смысле Блохинцева) давление на поверхности;  $p_T^+$  — частотный спектр  $p_T$ . Акустическое давление определяется удвоенной суммой полей касательных к плоскости  $a_3 = 0$  диполей, возникающих при воздействии псевдозвука на неровную поверхность. Плотность силы этого дипольного распределения совпадает с плотностью распределения касательных сил, действующих на жидкость со стороны поверхности, и в частотном представлении имеет вид  $F_j^+ = -p_T^+ \partial f / \partial a_j$  ( $j = 1, 2$ ). В соотношении (1.1) использовано условие акустической компактности корреляционных масштабов  $F_j^+$ . Можно показать, что обобщен-

ние (1.1) на случай многозначной функции  $f(a_1, a_2)$  сводится к введению суммирования по всем ветвям этой функции.

Для расчета интенсивности акустического излучения в случае стационарной и статистически однородной по координатам  $a_1$  и  $a_2$  турбулентности представим фурье-образ плотности силы диполя в виде

$$F_j^+(\omega, \mathbf{a}) = -p_T^{+(0)} \partial f^{(0)} / \partial a_j \Delta(\mathbf{a})$$

где  $p_T^{+(0)}$  и  $f^{(0)}$  — однородные случайные функции,  $\Delta$  — «экранный» множитель ( $\Delta=1$  на некоторой площадке  $A$  и  $\Delta=0$  за ее пределами). При этом предполагается, что на площадке  $A$  укладывается много элементов шероховатости и корреляционных площадок давления  $p_T^{(0)}$ . Для расчета акустической мощности составим корреляционную функцию  $\langle p_a^+(\omega, \mathbf{x}) p_a^+(\omega', \mathbf{x}') \rangle$  ( $\langle \dots \rangle$  — среднее по ансамблю) и примем предположение о статистической независимости  $p_T^{+(0)}$  и  $f^{(0)}$ . При этом акустическая мощность выразится через взаимный по пространству спектр поверхностного давления  $\Gamma(\omega, \xi)$ . Направим оси координат  $a_1$  и  $a_2$  вдоль и поперек течения соответственно. Ограничимся случаем изотропной шероховатости. Тогда ввиду отсутствия выделенного направления поперек течения  $\Gamma(\omega, \xi)$  будет четной функцией  $\xi_2$  и составляющая акустической мощности с несимметричной относительно направления течения диаграммой направленности равна нулю. В результате получим для спектра мощности акустического давления в расчете на единицу площади обтекаемой поверхности выражение вида

$$P_a = \frac{3}{2\pi} \sum_{j=1,2} \frac{x_j^2}{r^4} P_j(\omega), \quad P_j = \frac{1}{6\pi} \kappa_s^2 \int_{-\infty}^{\infty} R_j(\xi) \Gamma(\omega, \xi) d\xi \quad (1.2)$$

$$R_j = \left\langle \frac{\partial f^{(0)}}{\partial a_j}(\mathbf{a} + \xi) \frac{\partial f^{(0)}}{\partial a_j}(\mathbf{a}) \right\rangle$$

где  $R_j$  — корреляционная функция градиентов уровня поверхности. Полная интенсивность излучения складывается из интенсивностей излучения двух касательных к плоскости  $a_3=0$  диполей, оси которых направлены вдоль и поперек течения;  $P_1$  и  $P_2$  — спектры мощности приведенного давления, определяемого излучением этих диполей в полупространство  $x_3 > 0$ . Отметим, что взаимный спектр  $\Gamma$  в (1.2) может быть заменен его действительной частью  $\text{Re } \Gamma$ .

Используя теорему Парсеваля, можно представить выражение для  $P_j$  в спектральной форме:

$$P_j = \frac{2}{3} \pi \kappa_s^2 \int_{-\infty}^{\infty} k_j^2 E(\omega, \mathbf{k}) N(\mathbf{k}) d\mathbf{k} \quad (1.3)$$

где  $E(\omega, \mathbf{k})$  — частотно-волновой спектр мощности турбулентного давления,  $N(\mathbf{k})$  — спектр мощности отклонений уровня поверхности от его среднего значения. Соотношение (1.3) наглядно иллюстрирует комбинационный характер процесса звукообразования, благодаря которому акустическое поле определяется энергонесущими компонентами спектра поверхностного давления.

2. Для вычисления корреляционных функций  $R_j$  рассмотрим простую модель песочной шероховатости. Будем считать, что элементы шероховатости имеют одинаковую форму, различные размеры и разбросаны в большом квадрате  $|a_{1,2}| \leq l/2D$ . Соответственно представим  $f$  в виде

$$f = \sum_{l=1}^n b_l F \left( \frac{a_1 - \eta_{1l}}{b_l}, \frac{a_2 - \eta_{2l}}{b_l} \right) \quad (2.1)$$

где  $F(\mathbf{y}) \sim 1$  — детерминированная функция, определяющая форму элементов шероховатости;  $\eta_{1,2l}$  и  $b_l$  — координаты и размеры элементов,  $n$  — количество элементов в квадрате. Предположим, что  $b_l$  и  $\eta_{1,2l}$  — статистически независимые случайные

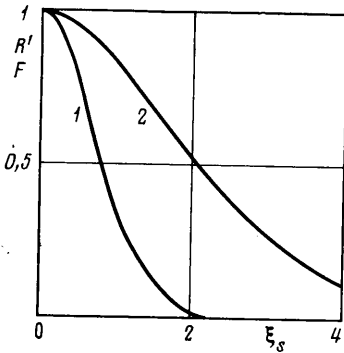
величины. Зададимся равномерным распределением  $\eta_{1, 2l}$  на интервалах  $|\eta_{1, 2l}| \leq \leq 1/2D$ . Плотность вероятности распределения по размерам будем считать одинаковой для всех элементов и равной  $w(b_l)$ . В этом случае расчет корреляционной функции отклонений уровня поверхности  $R = \langle f(a + \xi)f(a) \rangle - \langle f(a + \xi) \rangle \langle f(a) \rangle$  сводится к вычислению автокорреляционных функций отдельных слагаемых в (2.1). Устремляя размер квадрата  $D$  к бесконечности при постоянстве числа элементов на единицу площади  $n_s = n/D^2$ , получим

$$R(\xi) = n_s \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^2 F\left(\frac{a}{\varepsilon}\right) F\left(\frac{a + \xi}{\varepsilon}\right) w(\varepsilon) d\varepsilon \quad (2.2)$$

Корреляционная функция градиентов  $R_j$  находится по известному правилу [5]:  $R_j = -\partial^2 R / \partial \xi_j^2$ . Сравнивая соотношения (1.2) и (2.2) с формулами работы [2], нетрудно видеть, что акустическая мощность в случае шероховатой поверхности получается путем энергетического суммирования полей от всех ее элементов. Из (2.2) следует, что корреляционный масштаб шероховатости — величина порядка среднего размера ее элементов  $b$  и в случае элементов изотропного вида  $R$  зависит только от  $|\xi|$ .

Для численных расчетов зададимся профилем элементов, напоминающим полусферу:  $F = \exp(-y_1^2 - y_2^2)$ . Воспользуемся рэлеевским распределением для радиуса «полусферы»:  $w = (\pi b_l / 2b^2) \exp(-\pi b_l^2 / 4b^2)$ , где  $b = \langle b_l \rangle$  — средний радиус элементов. В этом случае корреляционная функция шероховатости принимает вид

$$R = n_s b^4 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \xi_s^3 K_3\left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} \xi_s\right), \quad \xi_s = \frac{\sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2}}{b} \quad (2.3)$$



Фиг. 1

где  $K_3$  — модифицированная функция Бесселя. На фиг. 1 показана форма отдельного элемента (кривая 1) и нормированная корреляционная функция шероховатости  $R' = R(\xi_s) / R(0)$  (кривая 2). Нетрудно убедиться, что  $R(0) = (16/\pi) n_s b^4$ . Функция  $R'$  с хорошей точностью аппроксимируется гауссовской кривой  $R' = \exp(-0,16 \xi_s^2)$ . Плотность упаковки элементов шероховатости можно характеризовать отношением среднего диаметра элементов  $2b$  к среднему расстоянию между их центрами  $1/\sqrt{n_s}$ . Плотной упаковке соответствует  $n_s = 1/4 b^2$ . К такому же выражению для  $n_s$  приводит определение плотности упаковки через среднюю площадь элементов  $\pi \langle b_l^2 \rangle$ .

3. Как следует из (1.2), в случае песочной шероховатости акустическая мощность определяется поведением взаимного спектра на пространственных разделениях порядка среднего размера элементов ( $|\xi| \leq b$ ). Измерение взаимного спектра в этой области разделений связано с практически непреодолимыми техническими трудностями, так как датчики давления должны располагаться непосредственно на поверхности отдельных элементов. Поэтому необходимо выявить возможности использования имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по взаимным спектрам.

Воспользуемся предложенной в [4] аналитической аппроксимацией для взаимного спектра поверхностного давления в режиме с полным проявлением шероховатости. Как и в случае пограничного слоя на гладкой пластине,  $\Gamma(\omega, \xi)$  представляется в виде произведения частотного спектра мощности псевдозвукового давления  $P_T(\omega)$  на безразмерный взаимный спектр

$$\Gamma = P_T(\omega) \exp(-\beta_1 |\xi_1| - \beta_2 |\xi_2| - ik_T \xi_1) \left[ \beta_j = \alpha_j k_T \frac{u_*^\circ}{u_*}, k_T = \frac{\omega}{U_c} \right] \quad (3.1)$$

где  $\alpha_1 = 0,1$ ,  $\alpha_2 = 0,7$  — универсальные (одинаковые для различных  $Re_x = xu_\infty/\nu$  и  $Re_* = bu_*/\nu$ ) постоянные;  $u_*^\circ$  и  $u_*$  — динамические скорости в

пограничном слое на шероховатой и на гладкой пластине соответственно,  $U_c$  — скорость конвективного сноса пульсаций с частотой  $\omega$ . Согласно [4], безразмерные переменные  $\varphi = (u_\infty - U_c)/u_\infty$  и  $\Phi = P_T u_\infty / \tau_w^2 \delta_*$  являются универсальными функциями безразмерной частоты  $\omega_1 = \omega \delta_* / u_\infty$  ( $\delta_*$  — толщина вытеснения,  $\tau_w$  — касательное напряжение трения).

Аппроксимация (3.1) подтверждена экспериментальными данными для крупномасштабных пульсаций (низких частот):  $k_T b \ll 1$ . Это ограничение определяется не только технической стороной измерений (в [4] использовались датчики давления с размером  $\sim b$ ), оно связано также с принципиальной возможностью представления взаимного спектра через осредненные по шероховатости параметры пограничного слоя  $u_\infty$  и  $\delta_*$ . Кроме того, аппроксимация (3.1) не может быть проверена экспериментально в области малых разделений  $|\xi| \ll b \ll 1/k_T$ , которая определяет акустическое поле. Поэтому ее использование для расчета акустической мощности связано с рядом предположений.

В области малых разделений  $\text{Re } \Gamma$  можно представить в виде

$$\text{Re } \Gamma \approx P_T(\omega) \left( 1 - \beta_1 |\xi_1| - \beta_2 |\xi_2| - \frac{1}{2} k_T^2 \xi_1^2 \right) \quad (3.2)$$

В результате выражение для мощности продольного диполя ( $P_1$ ) принимает вид

$$P_1 = P_{1c} + P_1', \quad P_{1c} = \frac{1}{6\pi} \alpha_s^2 k_T^2 P_T(\omega) \int_{-\infty}^{\infty} R(\xi) d\xi \quad (3.3)$$

$$P_1' = \frac{1}{3\pi} \beta_1 \alpha_s^2 \int_{-\infty}^{\infty} R(0, \xi_2) d\xi_2$$

Компонента  $P_{1c}$  определяется последним членом разложения (3.2) и совпадает с полной спектральной мощностью в случае «замороженного» поля давления, описываемого взаимным спектром (3.1) с  $\alpha_{1,2} = 0$ . Таким образом,  $P_{1c}$  является составляющей акустического излучения, обусловленной переносом вихрей как целого. В этом проявляется качественное отличие процесса генерации акустического поля при рассеянии на шероховатости от случая свободной турбулентности, когда излучение связано только с нестационарностью вихрей в их собственной системе отсчета.

В спектральной трактовке выражения для акустической мощности (1.3)  $P_{1c}$  определяется пиком в спектре мощности продольного градиента поверхностного давления  $E_1 = k_1^2 E(\omega, \mathbf{k})$  (этот пик локализован в области  $|k_1 - k_T| \sim \beta_1 \ll k_T$ ). Отношение высоты пика к предельному значению  $E_1(\omega, \mathbf{k})$  при  $k_1 \rightarrow \infty$ ,  $k_2 \approx 0$  — величина порядка  $k_T^2 / \beta_1^2 \gg 1$ . Частотный спектр мощности градиента давления  $\partial p_T / \partial a_1$  (интеграл от  $E_1$  по всем  $\mathbf{k}$ ) в рамках аппроксимации (3.1) неограничен, что связано со скачком  $\partial \Gamma / \partial \xi_1$  в точке  $\xi_1 = 0$ . Последнее говорит о необходимости учета конечной ширины области скачка  $\partial \Gamma / \partial \xi_1$ .

Принимая во внимание большую высоту пика и его длинноволновый характер, естественно предположить, что отличие  $E_1(\omega, \mathbf{k})$  от истинного спектра градиента  $\partial p_T / \partial a_1$  будет сосредоточено главным образом за пределами этого пика. Тогда составляющую  $P_{1c}$  можно рассматривать как нижнюю границу для излучаемой мощности. Можно показать, что  $P_1'$  определяется рассеянием «хвоста» спектра  $E_1(\omega, \mathbf{k})$  (замена  $E_1$  в (1.3) пределом при  $k_1 \rightarrow \infty$ ). Если допустить, что коррекция спектра  $E_1(\omega, \mathbf{k})$  сводится к завалу его хвоста, то можно рассматривать  $P_1'$  как оценку сверху для вклада в излучение от рассеяния хвоста спектра  $E_1$ . Отметим, что последнему предположению соответствует простое (без всплесков)

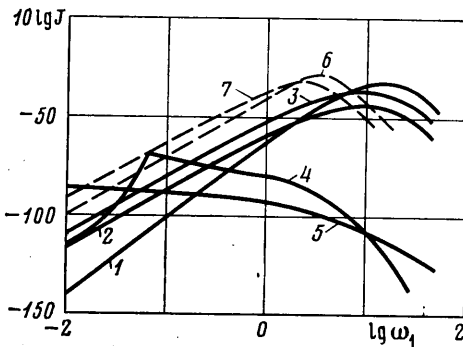
сглаживание скачка  $\partial\Gamma/\partial\xi_1$ , подобное сглаживанию в известной аппроксимации [6] для взаимного спектра давления на гладкой поверхности.

Нетрудно убедиться, что акустическое поле поперечного диполя в рассматриваемом приближении определяется рассеянием хвоста спектра поверхностного давления. Выражение для  $P_2$  получается из выражения для  $P_1'$  после замены  $\beta_1 \rightarrow \beta_2$ . Поэтому имеет место простое соотношение  $P_2 \approx 7 P_1'(\omega)$ .

Используя модель шероховатости, построенную в п. 2, и считая упаковку элементов плотной, получим

$$\begin{aligned} P_{1c} &= \frac{16}{\pi^2} M^2 \left( \frac{u_\infty}{U_c} \right)^2 \left( \frac{b}{\delta_*} \right)^4 \omega_1^4 \Phi(\omega_1) \frac{\tau_w^2 \delta_*}{u_\infty} \\ P_1' &= \frac{1}{\sqrt{8\pi^3}} M^2 \left( \frac{u_\infty}{U_c} \right) \frac{u_*^\circ}{u_*} \left( \frac{b}{\delta_*} \right)^3 \omega_1^3 \Phi(\omega_1) \frac{\tau_w^2 \delta_*}{u_\infty} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Для расчетов по формулам (3.4) необходимо связать параметры пограничного слоя с числом Рейнольдса  $Re_x$ . Учитывая известную аппроксимацию для частотного спектра



Фиг. 2

мощности поверхностного давления в пограничном слое на гладкой пластине [7], положим  $\Phi = 56,3 [1 + \exp(1,2\omega_1^{0,625})]^{-1}$ . Динамические скорости  $u_*^\circ$  и  $u_*$  можно выразить через местные коэффициенты трения (см. [8, с. 574, 588]). Толщина пограничного слоя на шероховатой поверхности находится из соотношения [9]:  $(u_\infty/u_*^\circ) - 10,7 = 5,6 \lg(\delta/\Delta_s)$ , где  $\Delta_s$  — высота эквивалентной песочной шероховатости (при плотной упаковке элементов можно принять  $\Delta_s = b$ ). Учитывая связь между

$\delta$  и  $\delta_*$  для степенных профилей скорости и «закон  $1/5$ » для профиля скорости в пограничном слое на шероховатой поверхности [8], положим  $\delta_* = 1/5 \delta$ .

На фиг. 2 представлены результаты расчета спектра мощности акустического излучения с единицы площади поверхности для пограничного слоя с параметрами  $M=0,12$ ,  $Re_x=10^7$ ,  $b/\delta_* = 0,03$ ,  $Re_s=25$  ( $J = P u_\infty / \tau_w^2 \delta_*$ , кривые 1–3 соответствуют  $P = P_{1c}$ ,  $P_1'$ ,  $P_2$ ). На этой же фигуре показаны частотный спектр квадрупольного излучения, заимствованный из работы [10] (кривая 4), и уменьшенный на 100 дБ спектр мощности псевдозвукового давления  $P_T$  (кривая 5). При построении спектров дипольного излучения функция  $\Phi(\omega_1)$ , определенная в [4] для  $\omega_1 < 6$ , на более высоких частотах  $\omega_1$  заменялась ее предельным значением  $\Phi \approx 10$ . Условие  $k_T b \ll 1$  выполняется во всей области определения спектров 1–3. Образование максимума на кривых 1–3 связано с уменьшением спектральной интенсивности псевдозвука  $P_T(\omega_1)$ .

Как видно из приведенного примера, дипольное излучение имеет более высокочастотный характер по сравнению с квадрупольным и превышает его по интенсивности на 30–40 дБ. Разброс различных оценок спектральной мощности дипольного излучения незначителен по сравнению с его отличием от уровня квадрупольного звука. Подчеркнем, что наиболее надежную оценку для нижней границы спектральной мощности дает вклад от конвективного сноса вихрей как целого (кривая 1).

Нетрудно видеть, что условие  $k_T b \sim 1$  соответствует наибольшей эффективности рассеяния псевдозвуковых пульсаций давления в звук на сред-

нестатистическом выступе. Поэтому «завал» в спектре излучения за счет уменьшения спектральной интенсивности псевдозвука происходит лишь при весьма мелкой шероховатости, для которой это условие выполняется при  $\omega_1 > 10$ . В случае более крупной шероховатости взаимный спектр (3.1) дает максимум излучения на частоте оптимального рассеяния. Этот эффект не описывается формулами (3.4), полученными на основе разложения (3.2). Используя для взаимного спектра исходное выражение (3.1) и аппроксимируя корреляционную функцию шероховатости гауссовской кривой (см. п. 2), получим для спектра мощности продольного и поперечного диполей выражение вида

$$\frac{P_{1,2} u_\infty}{\tau_w^2 \delta_*} = \frac{32}{3\pi^2} n_s b^2 M^2 \omega_1^2 \left( \frac{b}{\delta_*} \right)^2 \Phi(\omega_1) \operatorname{Re}[A_{2,1}(\varepsilon_{1,2} - \varepsilon_{1,2}^2 A_{1,2})] \quad (3.5)$$

$$\varepsilon_1 = \left( 0, 1 \frac{u_*^\circ}{u_*} + i \right) \omega_1 \frac{u_\infty}{U_c} \frac{b}{\delta_*}, \quad \varepsilon_2 = 0,7 \omega_1 \frac{u_*^\circ}{u_*} \frac{u_\infty}{U_c} \frac{b}{\delta_*}$$

$$A_{1,2} = 1,25 \sqrt{\pi} W(1,25 i \varepsilon_{1,2})$$

где  $W$  — функция ошибок комплексного аргумента.

Спектры  $P_1$  и  $P_2$  для шероховатости с параметрами  $b/\delta_* = 0,1$ ,  $\operatorname{Re}_s = 116$  ( $M = 0,12$ ,  $\operatorname{Re}_x = 10^7$ ) и плотной упаковкой элементов показаны на фиг. 2 (кривые 6 и 7). Максимум излучения для данной шероховатости находится на частоте  $\omega_{\max} \approx 4$ , для которой  $k_T b \approx 0,75$ . При  $\omega_1 < \omega_{\max}$  спектральная интенсивность хорошо описывается формулами (3.4). Взаимный спектр (3.1), полученный путем измерения поля давлений датчиками с размером  $\sim b$ , формируется в основном крупными вихрями, генерация которых обусловлена сдвигом скорости среднего течения над шероховатой поверхностью. В то же время форма взаимного спектра  $\Gamma$  на высоких частотах (для не очень мелкой шероховатости это частоты  $\omega_1 \gg \omega_{\max}(b)$ ) определяется мелкими (с размером меньше  $2b$ ) вихрями.

В процессе генерации мелких вихрей в течении с полным проявлением шероховатости существенную роль играет нестационарное отрывное обтекание отдельных выступов, что может привести к значительному изменению взаимного спектра (3.1). Поэтому использование аппроксимации (3.1) для расчета акустического поля оправдано лишь на частотах  $\omega_1 < \omega_{\max}$ . В случае не слишком мелкой шероховатости в спектре излучения можно выделить «сдвиговую» и «отрывную» области, характеризующиеся различным происхождением псевдозвукового давления, определяющего звуковое поле. Предложенная в [11] модель гидродинамических источников звука в виде совокупности независимых отрывных течений на отдельных выступах относится, очевидно, к «отрывной» области спектра излучения. Экспериментальному исследованию акустического излучения пограничного слоя на шероховатой поверхности посвящена работа [12]. Однако измерения в [12] производились непосредственно на поверхности пластины и только в области высоких (в указанном выше смысле) частот, что не позволяет сравнивать их результаты с нашим расчетом.

Таким образом, дипольная составляющая акустического излучения пограничного слоя на шероховатой поверхности выражается через корреляционную функцию градиентов уровня поверхности и взаимный спектр давления на этой поверхности. В случае песочной шероховатости акустическое поле определяется поведением взаимного спектра на пространственных разделениях порядка размера ее элементов. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по взаимным спектрам поверхностного давления позволяют оценить составляющую акустической мощности, определяемую переносом крупных (по сравнению со средним размером элементов шероховатости) вихрей как целого. Кроме того, можно грубо оценить положение максимума в спектре акустического излучения.

Расчеты показывают, что даже на сравнительно низких частотах, определяемых крупными вихрями, спектральная интенсивность дипольного излучения может значительно (на 30–40 дБ при  $M=0,12$ ) превышать интенсивность квадрупольного излучения от пограничного слоя на гладкой пластине.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Meescham W. C.* Surface and volume sound from boundary layers.— *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1965, v. 37, № 3, p. 516–522.
2. *Рабинович М. И., Реутов В. П., Рыбушкина Г. В.* О дипольном акустическом излучении турбулентного пограничного слоя на жесткой поверхности с геометрической неоднородностью.— *Акуст. журн.*, 1984, т. 30, вып. 1, с. 105–109.
3. *Ричардс Е., Вилис Дж., Вильямс Д.* Приложение некоторых результатов, полученных в аэродинамике, к проблемам подводного шума.— В кн.: *Подводная акустика*, М.: Мир, 1965, с. 342–366.
4. *Маршов В. П., Смольяков А. В.* Поле пристеночных давлений в турбулентном пограничном слое на шероховатой поверхности.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1974, № 3, с. 72–77.
5. *Рытов С. М.* Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1966. 404 с.
6. *Willmarth W. W., Roos F. W.* Resolution and structure of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer.— *J. Fluid Mech.*, 1965, v. 22, pt 1, p. 81–94.
7. *Миниович И. Я., Перник А. Д., Петровский В. С.* Гидродинамические источники звука. Л.: Судостроение, 1972. 478 с.
8. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
9. *Дейли Дж., Харлеман Д.* Механика жидкости. М.: Энергия, 1971. 480 с.
10. *Смольяков А. В.* Спектр квадрупольного излучения плоского турбулентного пограничного слоя.— *Акуст. журн.*, 1973, т. 19, вып. 3, с. 420–425.

Горький

Поступила в редакцию  
6.VII.1984