

## ПОЛЕ ПРИСТЕНОЧНЫХ ДАВЛЕНИЙ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В. П. МАРШОВ, А. В. СМОЛЬЯКОВ

(Ленинград)

Основным содержанием настоящей работы является систематическое исследование влияния распределенной шероховатости на статистические характеристики поля пристеночных давлений с целью отыскания наиболее общих закономерностей и универсальных зависимостей. Для этого изучались поля давлений не только на шероховатых, но и на гладких поверхностях.

Для решения многих задач гидродинамической акустики необходимо располагать сведениями о статистических характеристиках поля пристеночных давлений в турбулентном пограничном слое. Строгое теоретическое решение такой задачи в настоящее время невозможно ввиду отсутствия замкнутой системы уравнений движения, поэтому определение статистических характеристик турбулентности опирается в основном на эксперимент.

Наиболее доступными для измерений характеристиками поля давлений являются спектр мощности  $P(\omega)$  и безразмерный взаимный спектр [1]

$$(1) \quad \gamma(\xi, \eta, \omega) = P(\xi, \eta, \omega) / P(\omega)$$

где  $P(\xi, \eta, \omega)$  — взаимный спектр, зависящий от частоты  $\omega = 2\pi f$  и пространственных интервалов  $\xi$  и  $\eta$  (соответственно вниз и поперек потока) между точками наблюдения.

Таким образом, измерив спектр мощности  $P(\omega)$  (частный случай взаимного спектра при  $\xi = \eta = 0$ ) и безразмерный взаимный спектр (1), можно определить функцию  $P(\xi, \eta, \omega)$ , которая несет полную информацию о случайном поле пристеночных давлений в рамках корреляционной теории.

При малых числах Маха ( $M \ll 1$ ) поле пристеночных давлений можно условно представить как суперпозицию двух полей

$$(2) \quad P(\xi, \eta, \omega) = P_T(\xi, \eta, \omega) + P_a(\xi, \eta, \omega)$$

Здесь  $P_T(\xi, \eta, \omega)$  — псевдозвуковая (в смысле Блохинцева) составляющая взаимного спектра турбулентных давлений, которая обусловлена конвективным переносом вихревых систем пограничного слоя мимо точки наблюдения, а  $P_a(\xi, \eta, \omega)$  — акустическая составляющая, обусловленная звукоизлучением потока. Первая составляющая не зависит от сжимаемости среды, а вторая существенным образом ею определяется.

Хорошо известно, что турбулентность при малых числах Маха является весьма неэффективным генератором акустического шума. Поэтому на аэродинамически гладких и плоских поверхностях акустическая составляющая  $P_a(\xi, \eta, \omega)$  настолько мала, что ее не удается зарегистрировать современными средствами измерений. На шероховатых поверхностях в данной работе ее удалось измерить только в области самых высоких частот (выше 10 кгц), в то время как на наиболее энергонасыщенных средних и низких частотах она по-прежнему была значительно слабее псевдозвуковой (турбулентной) составляющей  $P_T(\xi, \eta, \omega)$ .

Псевдозвуковая составляющая поля пристеночных давлений в настоящее время достаточно хорошо изучена для автомодельных потоков на гладкой поверхности [1-3] и др. За последнее время появилось несколько работ [4-6], посвященных исследованию поля давлений также и на шероховатых поверхностях, но полученные в них экспериментальные результаты, как правило, не являются систематическими и не во всем согласуются друг с другом.

Все измерения проводились для безградиентных автомоделных пограничных слоев в условиях одной и той же экспериментальной установки, что позволило провести необходимые сопоставления, которые были бы затруднительны для опытов, выполненных в различных условиях. Пограничные слои создавались на нижней стенке испытательного участка малошумной и малотурбулентной аэротрубы, в которой возможны корректные измерения поля пульсационного давления ввиду низкого уровня мешающих лабораторных шумов. В данных опытах они были на 25–30 дБ ниже исследуемых давлений.

Шероховатость создавалась наждачной бумагой, которая плотно наклеивалась на стенку по всей четырехметровой длине испытательного участка аэротрубы. Использовалась наждачная бумага двух типов: № 50 (средняя высота бугорков шероховатости  $k=0.5$  мм) и № 80 ( $k=0.9$  мм).

Пульсации давления измерялись заделанными заподлицо с обтекаемой поверхностью пьезокерамическими (из ЦТС-19) преобразователями, которые имели диаметр приемной поверхности  $d=1.2$  мм и чувствительность  $\sim 1$  мкв/бар при неравномерности частотной характеристики в пределах 2 дБ в диапазоне частот от 40 до 20 000 гц. Преобразователи были собраны в блоки по семь штук в каждом; минимальное расстояние между двумя (соседними) преобразователями 5 мм, максимальное 40 мм. Методика измерений и измерительные блок-схемы не отличаются от описанных в [3].

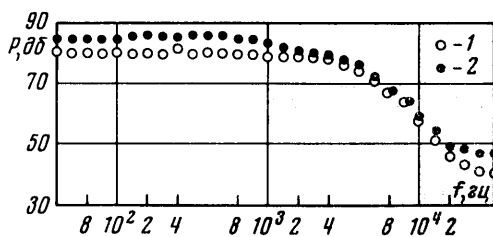
Измерения охватывали диапазоны рейнольдсовых чисел потока  $Re=U_\infty \delta^*/\nu$  от  $4.5 \cdot 10^3$  до  $3.3 \cdot 10^4$ , шероховатости  $R_k=U_* k/\nu$  от 30 до 160 и чисел Струхала  $Sh=\omega \delta^*/U_\infty$  от 0.4 до 12.5 (здесь  $U_\infty$  — скорость на внешней границе пограничного слоя,  $\delta^*$  — толщина его вытеснения,  $U_* = (\tau/\rho)^{1/2}$  — динамическая скорость,  $\tau$  — напряжение трения на обтекаемой поверхности,  $\rho$  — плотность среды).

На фиг. 1 показаны типичные спектры мощности пристеночных давлений на гладкой и шероховатой поверхностях. Легко усмотреть три характерных диапазона частот, в которых влияние шероховатости проявляется по-разному. В диапазоне

от 10 до 1000 гц наблюдается примерно постоянное увеличение спектральных уровней на шероховатой поверхности по сравнению с гладкой. В диапазоне от 1000 до 10 000 гц разница между спектральными уровнями постепенно уменьшается, исчезая полностью у верхней границы диапазона. В диапазоне от 10 000 до 31 500 гц снова наблюдается превышение спектра на шероховатой поверхности над спектром на гладкой поверхности.

Последующая обработка и анализ экспериментальных данных показали, что в первых двух диапазонах преобладают псевдозвуковые, а в третьем — звуковые давления. Наблюдаемые (фиг. 1) изменения в спектре мощности объясняются совместными действиями трех факторов: а) увеличением касательных напряжений на шероховатой поверхности, что приводит к увеличению общей интенсивности пристеночных давлений [7], б) увеличением толщины (и толщины вытеснения) пограничного слоя на шероховатой поверхности, что приводит [3] к увеличению энергии низких частот за счет уменьшения энергии средних и высоких частот, в) появлении дипольного излучения вихрей, срывающихся с бугорков шероховатости, что приводит к преобладанию акустических давлений над псевдозвуковыми на высоких частотах, где первые наиболее, а вторые наименее интенсивны.

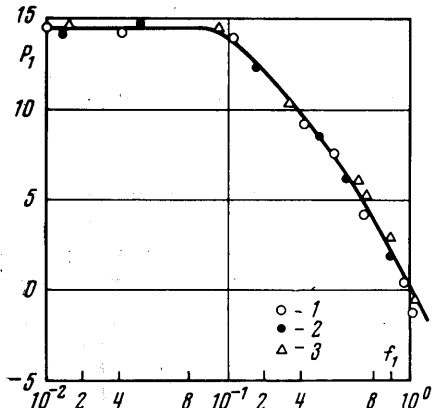
В диапазоне низких частот каждый из факторов а) и б) способствует увеличению спектра мощности. Во втором диапазоне средних частот факторы а) и б) противодействуют друг другу и изменения в спектре невелики. Спектр в третьем диапазоне высоких частот целиком обусловлен дей-



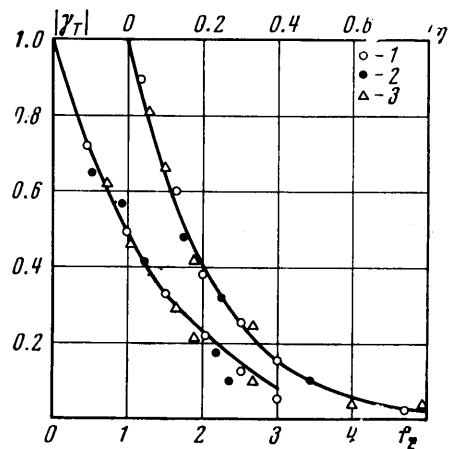
Фиг. 1

ствием фактора  $v$ ), который в первых двух диапазонах был несущественным.

Анализ большого количества измерений спектров мощности  $P(\omega)$  в первых двух диапазонах частот позволил выявить интересную закономерность: все многообразие размерных спектров, полученных на шероховатых поверхностях при различных значениях чисел  $Re$  и  $R_k$ , может быть охарактеризовано единой универсальной частотной зависимостью (фиг. 2) в переменных  $P_1 = P(f) U_\infty / \tau^2 \delta^*$  и  $f_1 = f \delta^* / U_\infty$ . Более того, оказалось, что эта же зависимость справедлива и для гладких поверхностей ( $R_k = 0$ ), что



Фиг. 2



Фиг. 3

также показано на фиг. 2. (На всех фигурах точки 1 соответствуют гладкой поверхности, точки 2 — шероховатой поверхности с  $k=0.5$  мм и точки 3 — шероховатой поверхности с  $k=0.9$  мм.)

Необходимые для составления нормирующих масштабов величины  $\delta^*$  предварительно определялись по результатам измерений профилей средней скорости, а величины  $\tau$  — расчетным путем с использованием зависимости Клаузера [8]. Искажающее (осредняющее) влияние пьезокерамических преобразователей исключалось при обработке с помощью экстраполяции на значения, близкие к нулю, результатов измерений при различных значениях  $d/\delta^*$ .

Безразмерные продольный и поперечный взаимные спектры (1) удобно строить в функции от безразмерных частот  $\omega \xi / U_\Phi$  и  $\omega \eta / U_\Phi$  соответственно, где  $U_\Phi$  — фазовая скорость распространения колебаний [1]. При таком представлении модули безразмерных взаимных спектров, измеренные при разных частотах  $\omega$ , разделениях  $\xi$  и  $\eta$  и скоростях  $U_\infty$ , оказываются [1] однозначными функциями указанных выше безразмерных частот (исключение составляют очень низкие частоты и очень большие разделения [9], которые здесь не обследовались)

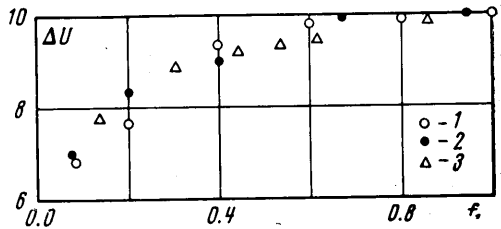
$$(3) \quad |\gamma_T(\xi, 0, \omega)| = \exp(-\alpha \omega \xi / U_\Phi), \quad |\gamma_T(0, \eta, \omega)| = \exp(-\beta \omega \eta / U_\Phi)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — декременты затухания, равные для гладкой поверхности 0.11 и 0.72 соответственно.

Проведенные измерения показали, что величины декрементов затухания взаимных спектров существенно зависят от состояния обтекаемой поверхности [4]. Было обнаружено, что чем больше шероховатость, тем больше декременты затухания взаимных спектров. На первый взгляд кажется неизбежным введение второго (помимо  $\omega \xi / U_\Phi$  или  $\omega \eta / U_\Phi$ ) параметра, на-

пример рейнولدсова числа  $R_n$ , необходимого для описания взаимных спектров на шероховатых поверхностях. Однако этого удалось избежать в результате построения более общего, чем в [1], параметра, через который безразмерные взаимные спектры по-прежнему могут быть выражены однозначно

$$(4) \quad \begin{aligned} |\gamma_T(\xi, 0, \omega)| &= \\ &= \exp(-\alpha\omega\xi), \\ |\gamma_T(0, \eta, \omega)| &= \\ &= \exp(-\beta\omega\eta) \end{aligned}$$



Фиг. 4

Здесь  $\omega_\xi = \omega\xi_0/U_\Phi$ ,  $\omega_\eta = \omega\eta_0/U_\Phi$ ,  $\xi_0 = \xi U_*^\circ/U_*$ ,  $\eta_0 = \eta U_*^\circ/U_*$ ;  $U_*^\circ$ ,  $U_*$  — динамические скорости на шероховатой и гладкой поверхностях,  $\alpha$ ,  $\beta$  — по-прежнему универсальные постоянные. Нетрудно видеть (фиг. 3), что зависимости (4) действительно универсальны в том смысле, что хорошо согласуются с результатами измерений как на различных шероховатых, так и на гладких поверхностях.

Фазовая скорость, входящая в (4), обычно [1-5, 9] отсчитывается в долях от скорости  $U_\infty$  натекающего потока и для гладких поверхностей при умеренных числах Рейнольдса принимает значение  $U_\Phi/U_\infty \approx 0.7 \div 0.8$ . Анализ выполненных в данной работе измерений фазовой скорости показал, что можно предложить более общую зависимость

$$(5) \quad \Delta U = (U - U_\Phi)/U_*^\circ = \varphi(f\delta^*/U_\infty)$$

которая справедлива как для гладких ( $U_*/U_*^\circ = 1$ ), так и для шероховатых поверхностей во всем обследованном диапазоне чисел  $Re$  и  $R_n$  (фиг. 4).

Итак, псевдозвуковая составляющая поля пристеночных давлений с исчерпывающей для корреляционных теорий полнотой характеризуется универсальными зависимостями, показанными на фиг. 2-4.

Нормирующие масштабы, найденные для характеристик псевдозвуковой составляющей поля не могут быть пригодными для характеристик акустической составляющей. В последнем случае характерным масштабом скорости должна быть скорость распространения  $C$  звука в среде. Это обстоятельство использовалось при обработке экспериментов для того, чтобы отличить акустическую составляющую от псевдозвуковой. На фиг. 5, 6 показано, что безразмерный продольный взаимный спектр, уже затухший к частоте 1000 *гц* практически до нулевых значений в соответствии с (4), на частотах выше 10 000 *гц* снова приобретает вид сильно осциллирующей функции. Аргумент этой функции определяется иной, чем (5), фазовой скоростью, лежащей в пределах от 300 до 400 *м/сек*, т. е. близкой к скорости звука  $C$  в воздухе. Это дает основание давления в спектре мощности на частотах выше 10 000 *гц* считать звуковыми (фиг. 1).

В соответствии с [10] звукоизлучение турбулентности вблизи шероховатых поверхностей обусловлено локальной кривизной бугорков шероховатости, которая приводит к возникновению нескомпенсированных дипольных источников звука, интенсивность которых

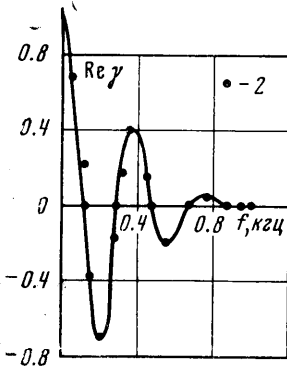
$$(6) \quad I = A\rho U_0^3 M^2 (l_0/r)^2$$

где  $U_0$ ,  $l_0$  — характерные скорость и размер потока,  $r$  — радиус кривизны бугорков шероховатости,  $M$  — число Маха и  $A$  — некоторый безразмерный коэффициент, величина которого неизвестна.

Оценим величину  $A$ , используя результаты проведенных измерений. Схематизируем бугорок шероховатости полусферой с радиусом  $k_s$ , которая обращена в поток выпуклой стороной. Характерная частота дипольного (вихревого) звука, возникающего при обтекании со скоростью  $U_0$  такой полусферы приблизительно равна

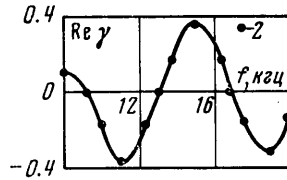
$$(7) \quad \omega = 0.2 U_0 2\pi / k_s$$

Для режима развитой шероховатости средняя скорость пограничного слоя в окрестности вершины бугорков шероховатости  $U_0 = 6.9 U_*^\circ$  [8]. Предположим рэлеевское распределение вероятности для размеров  $k_s$  бугорков шероховатости



Фиг. 5

$$(8) \quad W_1(k_s) = \frac{\pi}{2} \frac{k_s}{k^2} \exp\left(-\frac{\pi}{4} \frac{k_s^2}{k^2}\right)$$



Фиг. 6

где  $k$  — среднестатистическое значение случайной величины  $k_s$ . С помощью (7) и (8) нетрудно определить функцию распределения (спектр) звуковых частот

$$(9) \quad W(\omega) = W_1(k_s) \left| \frac{dk_s}{d\omega} \right| = \frac{\pi}{2k^2} \frac{a^2}{\omega^3} \exp\left(-\frac{\pi}{4k} \frac{a^2}{\omega^2}\right)$$

$$(a = 0.2 \cdot 6.9 U_*^\circ 2\pi)$$

Если в (6) положить  $l_0 = \delta^*$  и  $r = k$ , то для среднего квадрата акустического давления можно записать

$$P_c^2 = \int_0^\infty P_a(\omega) d\omega = I \rho c = A (\delta^*/k)^2 \rho^2 U_0^4 M^2$$

Следовательно

$$P_a(\omega) = A (\delta^*/k)^2 \rho^2 U_0^4 M^2 W(\omega)$$

или после преобразований

$$(10) \quad \frac{P_a(\omega) U_\infty}{\tau^2 \delta^*} = 2.7 \cdot 10^5 A \left(\frac{\delta^*}{k}\right)^4 M^2 \frac{(U_*^\circ / U_\infty)^2}{\omega_0^3} \times$$

$$\times \exp\left[-59 \frac{(U_*^\circ / U_\infty)^2}{\omega_0^2} \left(\frac{\delta^*}{k}\right)^2\right] \quad (\omega_0 = \omega \delta^* / U_\infty)$$

В опытах при  $\omega_0 = 10$  левая часть (10) составляла  $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ , поэтому при  $U_*^\circ / U_\infty \approx 4.5 \cdot 10^{-2}$ ,  $M = U_0 / C \approx 4 \cdot 10^{-2}$ ,  $\delta^* / k \approx 10$  получается, что  $A \approx 4 \cdot 10^{-3}$ . Это, конечно, довольно грубая оценка и она должна уточняться по мере накопления опытных данных.

В заключение отметим весьма интересный факт, обнаруженный при анализе соотношений между вещественной и мнимой частями продольно-

го и поперечного взаимных спектров акустической составляющей поля давлений. Оказалось, что несмотря на статистически равновероятное распределение элементов шероховатости на обтекаемой поверхности, акустическое излучение имеет не диффузный, а четко выраженный направленный характер. Направление преимущественного излучения совпадает с направлением потока, что, возможно, связано с рефракцией звуковых волн, распространяющихся в потоке с градиентом средней скорости [11].

Поступила 4 V 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Corcos G. M.* Resolution of pressure in turbulence. *JASA*, 1963, vol. 35, No. 2.
2. *Смольяков А. В., Ткаченко В. М.* Результаты измерения взаимных спектров турбулентных пульсаций давления. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 1.
3. *Блюдге Ю. Г., Докучаев О. Н.* Измерение пульсаций скорости и давления в турбулентных пограничных слоях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5.
4. *Грешилов Е. М., Лямшев Л. М.* О спектре и корреляции пристеночных пульсаций давления при обтекании шероховатостей стенки. *Акуст. ж.*, 1969, вып. 1.
5. *Willmarth W. W., Wooldridge G. E.* Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 1962, vol. 14, pt. 2.
6. *Skudrzyk E. T., Huddle G. P.* Noise production in a turbulent boundary layer by smooth and rough surfaces. *JASA*, 1960, vol. 32, No. 1.
7. *Kraichnan R. H.* Noise transmission from boundary layer pressure fluctuations. *JASA*, 1957, vol. 29, No. 1.
8. *Клаузер Ф.* Турбулентный пограничный слой. Сб. «Проблемы механики», вып. 2. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
9. *Смольяков А. В.* О взаимном спектре псевдозвуковых турбулентных давлений в низкочастотной области. *Акуст. ж.*, 1970, т. 16, № 2.
10. *Meehan W. C.* Surface and volume sound from boundary layer. *JASA*, 1965, vol. 37, No. 3.
11. *Блохинцев Д. И.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.—Л., Гостехиздат, 1946.