

УДК 534.222

© 1991 г.

А.В. Смольяков, В.М. Ткаченко

МОДЕЛИ ПОЛЯ ПСЕВДОЗВУКОВЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПРИСТЕНОЧНЫХ ДАВЛЕНИЙ И ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ

В сопоставлении с опытными данными рассмотрены преимущества и недостатки известных моделей поля пристеночных давлений в турбулентном пограничном слое при малых числах Маха. Измерены взаимные спектры этих давлений при очень больших разделениях между точками наблюдения. Предложена новая модель поля пристеночных давлений.

На протяжении трех-четырех последних десятилетий идет накопление информации о статистических характеристиках турбулентных давлений на поверхности тел, обтекаемых потоком жидкости или газа при больших числах Рейнольдса. Такая информация необходима для решения ряда прикладных задач о возбуждении турбулентным потоком вибраций различных инженерных сооружений и их последующем переизлучении звука в окружающую среду. Так как уравнения для статистических моментов турбулентных полей, как известно, незамкнуты, то основным источником сведений о поле турбулентных пристеночных давлений является эксперимент. В большинстве практических приложений это поле можно считать статистически стационарным и однородным, а необходимая и достаточная информация о нем содержится в его двухточечных моментах, таких, как пространственно-временная корреляционная функция $R(\xi, \tau)$ и связанные с ней преобразованиями Фурье взаимно спектральная функция

$$P(\xi, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(\xi, \tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \tag{1}$$

и частотно-волновой спектр

$$E(k, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(\xi, \tau) e^{-i(k, \xi + \omega\tau)} d\xi d\tau = \\ = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} P(\xi, \omega) e^{-ik\xi} d\xi. \tag{2}$$

Здесь $i = \sqrt{-1}$, ξ — вектор пространственного разделения между точками поля, лежащий в плоскости стенки и имеющий компоненты ξ_1 в направлении потока и ξ_2 — в перпендикулярном направлении; τ — временной сдвиг (задержка времени); k — волновой вектор с компонентами k_1 и k_2 , соответствующими ξ_1 и ξ_2 ; ω — круговая частота. При $\xi = 0$ взаимный спектр (1) переходит в одноточечную характеристику $P(\omega) = P(0, \omega)$ — спектр мощности, который описывает распределение энергии пульсаций по частотам.

Наиболее полно исследован спектр мощности $P(\omega)$, особенно для обтекания тел при малых числах Маха, т.е. для условий, когда поток можно считать практически несжимаемым, а пульсация давления в нем — псевдозвуковыми в смысле Блохинцева [1]. Именно о таких условиях и идет речь в данной статье. Имеется много данных и о безразмерном взаимном спектре $\gamma(\xi, \omega) = P(\xi, \omega)/P(\omega)$, техника измерений кото-

рого освоена давно. Частотно-волновой спектр $E(k, \omega)$ научились измерять сравнительно недавно, однако накопление и систематизация именно этой новой экспериментальной информации являются одной из главных причин пересмотра прежних моделей поля пристеночных пульсаций давления.

Первая такая модель была предложена Коркосом [2]. Она основана на аппроксимации известных к тому времени результатов измерения взаимных спектров и, кроме того, опирается на следующие постулаты: зависимость $\gamma(\xi, \omega)$ от разделения и частоты определяется только одной безразмерной комбинацией $\omega\xi/U_C$ (гипотеза однопараметрического подобия), где U_C — скорость конвективного переноса потоком компонент поля; для произвольно ориентированного вектора ξ функция $\gamma(\xi, \omega)$ равна произведению безразмерных взаимных спектров по продольному и поперечному направлениям (гипотеза перемножения). Обычно в модели [2] в качестве аппроксимирующей используется экспоненциальная функция и в этом случае модель приобретает особенно простой вид.

При решении конкретных задач о турбулентном возбуждении упругих тел сведения о поле давлений удобно иметь в зависимости от применяемого подхода либо в форме взаимных, либо в форме частотно-волновых спектров. Ценным свойством модели Коркоса является то, что она позволяет легко осуществить преобразование Фурье по переменным ξ_1 и ξ_2 и тем самым в соответствии с (2) получить аналитическое выражение для частотно-волнового спектра. Простота этой модели обеспечили ей "долгую жизнь", но со временем выяснилось, что плата за простоту оказалась достаточно высокой. Экспериментально [3–5] и теоретически [6] было показано, что гипотеза подобия не выполняется на низких частотах, неверна [7] и гипотеза перемножения. Однако самый чувствительный удар по модели [2] был нанесен тогда, когда появились результаты измерений частотно-волновых спектров. Авторы опытов [8] провели по методу наименьших квадратов через свои экспериментальные точки аппроксимирующую кривую, и хотя эта аппроксимация справедлива лишь для узкого диапазона частот и волновых чисел, сопоставление с ней модели [2] отчетливо показывает, что последняя очень сильно — на 25...30 дБ завышает уровни частотно-волнового спектра на малых волновых числах. В [9] подробно проанализированы наряду с другими опытными данными результаты [8] и сделан аналогичный вывод о непригодности модели Коркоса для малых волновых чисел.

Неудовлетворенность моделью Коркоса стимулировала попытки ее улучшения или замены [4, 6, 7]. Особенно заметных результатов на этом пути удалось добиться Чейзу [10, 11]. В отличие от [2] в его модели исходным является выражение для частотно-волнового спектра, уровни которого поэтому значительно ближе к экспериментальным значениям, чем у Коркоса. В первоначальном варианте [10] модель Чейза допускала возможность аналитического перехода от частотно-волнового к взаимному спектру путем соответствующего фурье-преобразования. Наряду с этими безусловными достоинствами модели [10] присущи и некоторые недостатки. Так, частный случай взаимного спектра при $\xi = 0$, т.е. спектр мощности $P(\omega)$, спадает к высоким частотам как $1/\omega$. Это, как известно, не обеспечивает сходимости интеграла от спектра по частоте в бесконечных пределах и соответствует неограниченной энергии турбулентных пульсаций, что может приводить к парадоксам при решении задач с использованием модели [10]. Кроме того, при малых волновых числах модель дает гораздо более сильную зависимость $E(k_1, \omega)$ от k_1 , чем это наблюдается в опытах. С учетом последнего обстоятельства Чейз предложил несколько усложненную модификацию [11] модели частотно-волнового спектра псевдозвуковых давлений (в [11] имеется обобщение и для звуковых волновых чисел, но этот аспект выходит за рамки настоящего анализа). В результате частотно-волновой спектр [11] существенно приблизился к наблюдаемому в опытах, но, к сожалению, это произошло ценой утраты возможности его фурье-преобразования в квадратурах и, следовательно, возможности получения строгих выражений для взаимного спектра. Проблема расходимости интеграла от спектра мощности по частоте сохранилась и в модели [11].

Оригинальная модель поля пристеночных давлений была предложена Уиттингом

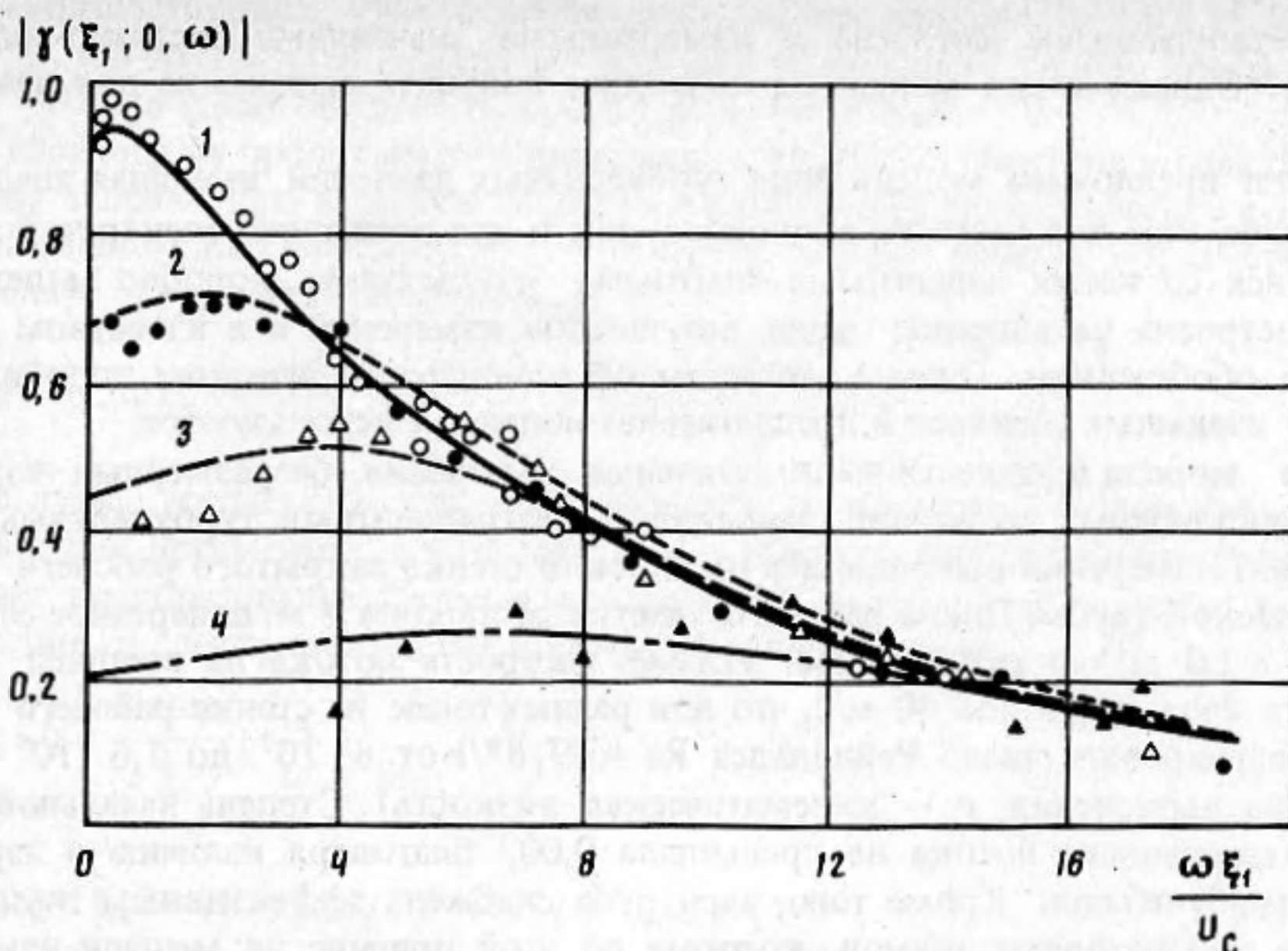


Рис. 1. Модуль безразмерного продольного взаимного спектра турбулентных давлений; расчет по формуле (10) и эксперимент: 1 (○) — $\xi_1/\delta^* = 2,6$; 2 (●) — 13; 3 (Δ) — 26; 4 (▲) — 52

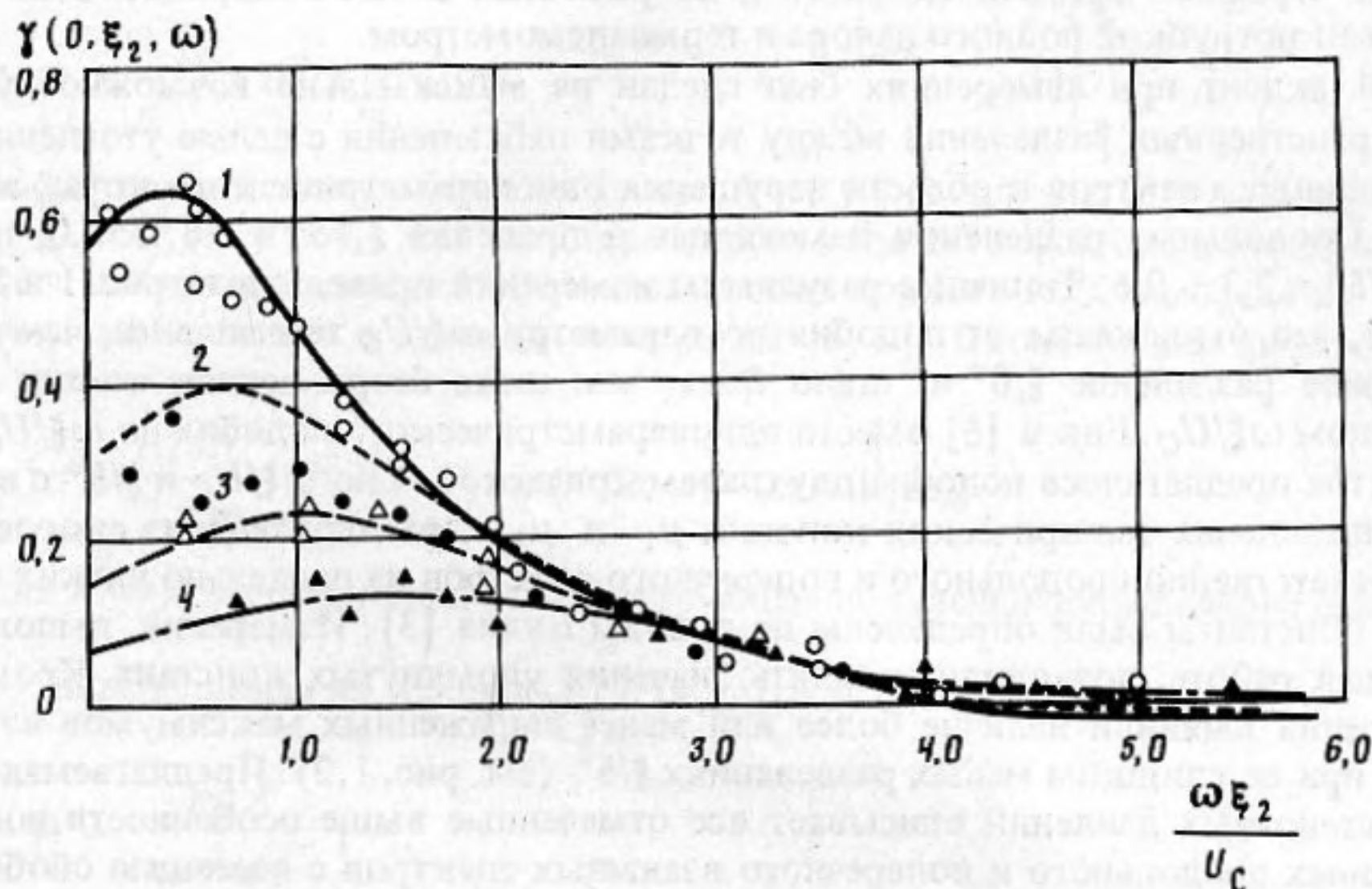


Рис. 2. Безразмерный поперечный взаимный спектр турбулентных давлений; расчет по формуле (10) и эксперимент: 1 (○) — $\xi_2/\delta^* = 2,3$; 2 (●) — 4,6; 3 (Δ) — 6,9; 4 (▲) — 9,2

[12]. В качестве источников пульсаций давления в этой модели взяты гидродинамические диполи, размещенные в пристеночной области пограничного слоя, а также зеркально отраженные от плоскости стенки для обеспечения условия непротекания. Задавшись законом изменения интенсивности диполей во времени и законом их распределения по толщине слоя в пределах от δ_{\min} до δ_{\max} , Уиттинг после необходимых преобразований получает выражение для частотно-волнового спектра турбулентных давлений. Наряду с двумя упомянутыми модель Уиттинга содержит еще одну свободную эмпирическую константу C . Варьируя значения этих констант, нам удалось полу-

чить удовлетворительное согласие с измеренными значениями частотно-волнового спектра [8]. Однако и эта модель не позволяет получить выражение для взаимного спектра.

Ниже будет предложена модель поля турбулентных давлений, имеющая аналитические выражения как для частотно-волнового, так и для взаимного спектров и хорошо согласующаяся со всеми известными опытными результатами. Подобно модели Коркоса она построена на аппроксимации результатов измерений и в известном смысле является ее обобщением. Однако гипотезы об однопараметрическом подобии и перемножении взаимных спектров в предлагаемой модели не используются.

Созданию модели предшествовали детальные измерения безразмерных взаимных спектров пристеночных пульсаций давления в безградиентных турбулентных пограничных слоях. Измерения выполнялись на плоской стенке закрытого рабочего участка аэродинамической трубы. Длина рабочего участка составляет 4 м, поперечное сечение — квадрат $1,3 \times 1,3 \text{ м}^2$ со скошенными углами. Скорость потока на внешней границе пограничного слоя достигала 40 м/с, что для разных точек на стенке рабочего участка позволило варьировать число Рейнольдса $Re = U_1 \delta^* / \nu$ от $8 \cdot 10^3$ до $1,6 \cdot 10^4$ (здесь δ^* — толщина вытеснения, ν — кинематическая вязкость). Степень начальной турбулентности натекающего потока не превышала 0,002 благодаря наличию в азротрубе системы детурбулизации. Кроме того, азротруба снабжена эффективным глушителем посторонних лабораторных шумов, которые по этой причине не мешали измерению турбулентных пульсаций давления. Измерительными датчиками служили конденсаторные микрофоны фирмы "Брюль и Кьер" с диаметром чувствительной поверхности 3,175 мм (1/8 дюйма), которые заподлицо монтировались в стенку рабочего участка азротрубы. Профили средней скорости в пограничных слоях измерялись для определения δ^* микротрубкой полного напора и термоанемометром.

Особый акцент при измерениях был сделан на максимально возможное увеличение пространственных разделений между точками наблюдения с целью уточнения поведения взаимных спектров в области нарушения однопараметрического коркосовского подобия. Продольные разделения изменялись в пределах $\xi_1 / \delta^* = 2,6 \dots 52,0$, поперечные — $\xi_2 / \delta^* = 2,3 \dots 9,6$. Типичные результаты измерений приведены на рис. 1 и 2. Хорошо видно, что отклонения от подобия по параметру $\omega \xi / U_C$ тем сильнее, чем больше безразмерное разделение ξ / δ^* и, стало быть, чем ниже безразмерная частота $\omega \delta^* / U_C$ при заданном $\omega \xi / U_C$. Еще в [6] вместо однопараметрического подобия по $\omega \xi / U_C$ взаимного спектра предлагалось подобие двухпараметрическое — по $\omega \xi / U_C$ и ξ / δ^* с введением дополнительных эмпирических констант μ_1 и μ_2 , характеризующих скорость затухания соответственно продольного и поперечного спектров на предельно низких частотах. В [6] эти константы были определены по опытам Булла [3]. Измерения, выполненные в настоящей работе, позволили уточнить значения упомянутых констант. Кроме того, эти измерения выявили наличие более или менее выраженных максимумов взаимных спектров при не слишком малых разделениях ξ / δ^* (см. рис. 1, 2). Предлагаемая модель поля пристеночных давлений описывает все отмеченные выше особенности поведения безразмерных продольного и поперечного взаимных спектров с помощью обобщенных декрементов затухания $A_1(\omega)$ и $A_2(\omega)$:

$$|\gamma(\xi_1, 0, \omega)| = \exp \left[-A_1(\omega) \left| \frac{\omega \xi_1}{U_C} \right| \right], \quad (3)$$

$$|\gamma(0, \xi_2, \omega)| = \exp \left[-A_2(\omega) \left| \frac{\omega \xi_2}{U_C} \right| \right].$$

Здесь

$$A_1(\omega) = \alpha_1 \varphi(\bar{\mu} / \bar{\omega}), \quad A_2(\omega) = \alpha_2 \varphi(\bar{\mu} / \bar{\omega}),$$

$$\varphi(\bar{\mu} / \bar{\omega}) = [1 - \bar{\mu} / \bar{\omega} + (\bar{\mu} / \bar{\omega})^2]^{1/2},$$

$$\bar{\mu} = \mu_1 \bar{U}_C / \alpha_1 = \mu_2 \bar{U}_C / \alpha_2, \quad \bar{\omega} = \omega \delta^* / U_1, \quad \bar{U}_C = U_C / U_1,$$

где U_1 — скорость потока на внешней границе пограничного слоя.

Значения постоянных, удовлетворяющие опытным данным: $\alpha_1 = 0,124$, $\alpha_2 = 0,8$, $\mu_1 = 0,031$, $\mu_2 = 0,20$, $\bar{U}_C = 0,8$, откуда $\bar{\mu} = 0,2$. Для дальнейшего удобно ввести $m_0 = \alpha_2/\alpha_1 = \mu_2/\mu_1 = 6,45$, а также обозначить $A_1(\omega) = A$, $A_2(\omega) = m_0 A$.

Для перехода от продольного и поперечного взаимных спектров к спектру по произвольному направлению в данной модели использовалось геометрическое суммирование аргументов исходных спектров [7]. При таком подходе модуль безразмерного взаимного спектра определяется выражением

$$|\gamma_0(\xi_1, \xi_2, \omega)| = \exp \left\{ - \left[\left(A \frac{\omega \xi_1}{U_C} \right)^2 + \left(m_0 A \frac{\omega \xi_2}{U_C} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (4)$$

которое лучше согласуется с экспериментальными данными, чем при арифметическом суммировании аргументов, соответствующем гипотезе перемножения. Выражение (4) допускает преобразование Фурье в квадратурах, результатом которого будет (после домножения на спектр мощности) частотно-волновой спектр:

$$E_0(\mathbf{k}, \omega) = \frac{P(\omega)}{2\pi} \left(\frac{U_C}{\omega} \right)^2 \frac{A}{m_0} F(\mathbf{k}, \omega), \quad (5)$$

где

$$F(\mathbf{k}, \omega) = \left[A^2 + (1 - k_1 U_C / \omega)^2 + (k_2 U_C / m_0 \omega)^2 \right]^{-3/2}. \quad (6)$$

Частотно-волновой спектр (5) при сравнении с результатами измерений [8, 9] по-прежнему дает завышенные значения при малых волновых числах, хотя и в меньшей степени, чем модель Коркоса. Поэтому в (5) вводится поправка, структура которой повторяет структуру функции $F(\mathbf{k}, \omega)$

$$\Delta F(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{n} \left\{ 1 + A^2 + \frac{n}{m_1} \left[\left(m_1 - \frac{k_1 U_C}{\omega} \right)^2 + \left(\frac{k_2 U_C}{\omega} \right)^2 - m_1^2 \right] \right\}^{-3/2}, \quad (7)$$

при этом две первые производные по k_1 при $k = 0$ у $F(\mathbf{k}, \omega)$ и $\Delta F(\mathbf{k}, \omega)$ одинаковы, если $m_1 = (1 + A^2)/(5n - 4 + A^2)$, что гарантирует положительность спектральной плотности после введения поправки. Величина постоянной $n = 1,005$ выбрана из условий наилучшего согласования с данными измерений [8, 9]. Окончательно выражение для частотно-волнового спектра имеет вид

$$E(\mathbf{k}, \omega) = A \frac{P(\omega)}{2\pi m_0} \left(\frac{U_C}{\omega} \right)^2 h(\omega) [F(\mathbf{k}, \omega) - \Delta F(\mathbf{k}, \omega)]. \quad (8)$$

Функция $h(\omega)$, энергетически компенсирующая появление поправочного слагаемого $\Delta F(\mathbf{k}, \omega)$, определяемая из условия $\int_{-\infty}^{\infty} \int E(\mathbf{k}, \omega) d\mathbf{k} = P(\omega)$, равна

$$h(\omega) = \left[1 - \frac{m_1 A}{m_0 n^2 \sqrt{G}} \right]^{-1}, \quad (9)$$

где $G = 1 + A^2 - m_1 n$. Поправка и компенсирующая функция появляются также в выражении для взаимного спектра, которое получается из (8) путем его преобразования Фурье по волновому вектору \mathbf{k}

$$P(\xi, \omega) = P(\omega) h(\omega) [|\gamma_0(\xi, \omega)| e^{i(\omega \xi_1 / U_C)} - \Delta \gamma(\xi, \omega)]. \quad (10)$$

где модуль $|\gamma_0(\xi, \omega)|$ задан формулой (4), а поправка $\Delta \gamma$ равна

$$\Delta \gamma(\xi, \omega) = \frac{m_1 A}{m_0 n^2 \sqrt{G}} \exp \left[- \sqrt{\frac{m_1 G}{n}} \sqrt{\left(\frac{\omega \xi_1}{U_C} \right)^2 + \left(\frac{\omega \xi_2}{U_C} \right)^2} + i m_1 \frac{\omega \xi_1}{U_C} \right]. \quad (11)$$

Поправка (7) к частотно-волновому спектру численно невелика и существенна

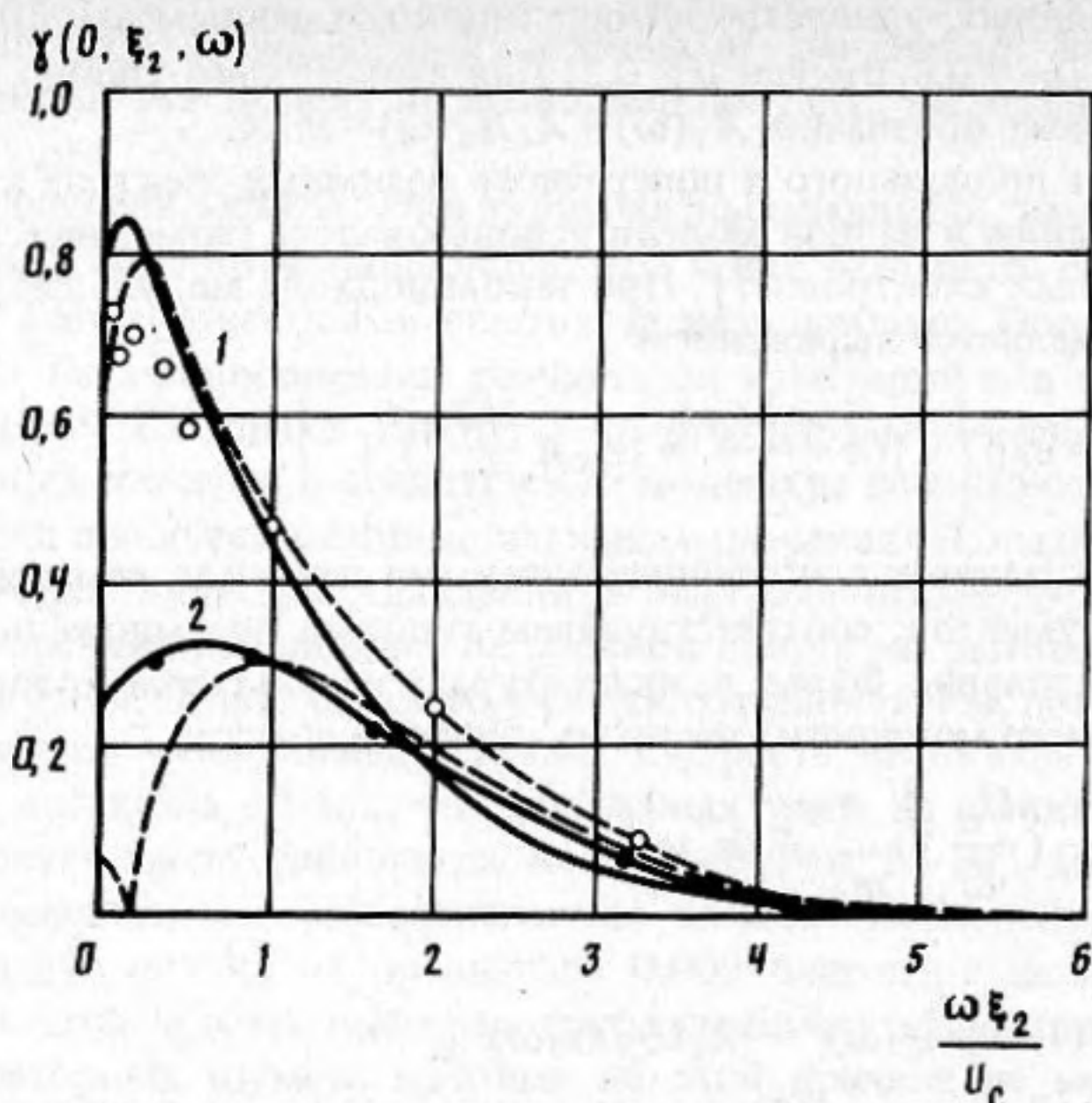


Рис. 3. Безразмерный поперечный взаимный спектр турбулентных давлений; сплошные линии — расчет по формуле (10), прерывистые — расчет Чейза [10], точки — эксперимент Булла [3] (взято из [10]): 1 (○) — $\xi_2/\delta^* = 0,82$; 2 (●) — 5,0

только в области малых волновых чисел, где спектральные уровни малы. В общем балансе энергии турбулентных давлений она практически неощутима, поэтому компенсирующая функция $h(\omega)$ близка к единице. Ее величина в децибельном исчислении, т.е. $10 \lg h(\omega)$, изменяется от 0,7 дБ на низких частотах до $\sim 0,5$ дБ на высоких, так что в оценочных расчетах можно полагать $h(\omega) \approx 1$. Наличие в (10) поправки (11) иногда приводит к прогнозу малых отрицательных значений поперечного спектра при $\omega \xi_2 / U_c \geq 4$ (рис. 2), что не противоречит физическому смыслу узкополосной пространственной корреляции, хотя из-за малости прогнозируемых значений их трудно подтвердить или опровергнуть опытом.

Использование данной модели поля требует знания спектра мощности $P(\omega)$, входящего в формулы (8) и (10). При апробации модели авторами была взята зависимость, предложенная в [13]. Будучи приведенной к круговой частоте, аппроксимация [13] имеет вид

$$P(\omega) = \frac{\tau_w^2 \delta^*}{U_1} \frac{5,1}{1 + 0,44 (\omega \delta^* / U_1)^{2/3}}, \quad (12)$$

где τ_w — местное напряжение вязкого трения на стенке.

Результаты расчетов различных характеристик поля пульсаций давления по предлагаемой и другим моделям, а также сопоставление расчетных и измеренных данных представлено на иллюстрациях. На рис. 1 и 2 показаны продольный и поперечный безразмерные взаимные спектры, вычисленные по формуле (10); здесь же — упоминавшиеся выше результаты измерений в азротрубе при различных разделениях ξ_1/δ^* и ξ_2/δ^* , в том числе и при очень больших, ранее в экспериментах не встречавшихся.

На рис. 3, заимствованном из [10], показаны измеренные Буллом [3] и рассчитанные Чейзом по его модели значения поперечного взаимного спектра; на этот же график нанесены результаты расчета по формуле (10).

Частотно-волновой спектр, вычисленный по формуле (8), приведен на рис. 4 и 5, где он сопоставлен с расчетами по моделям Чейза [10, 11], Коркоса [2] и Уиттинга [12],

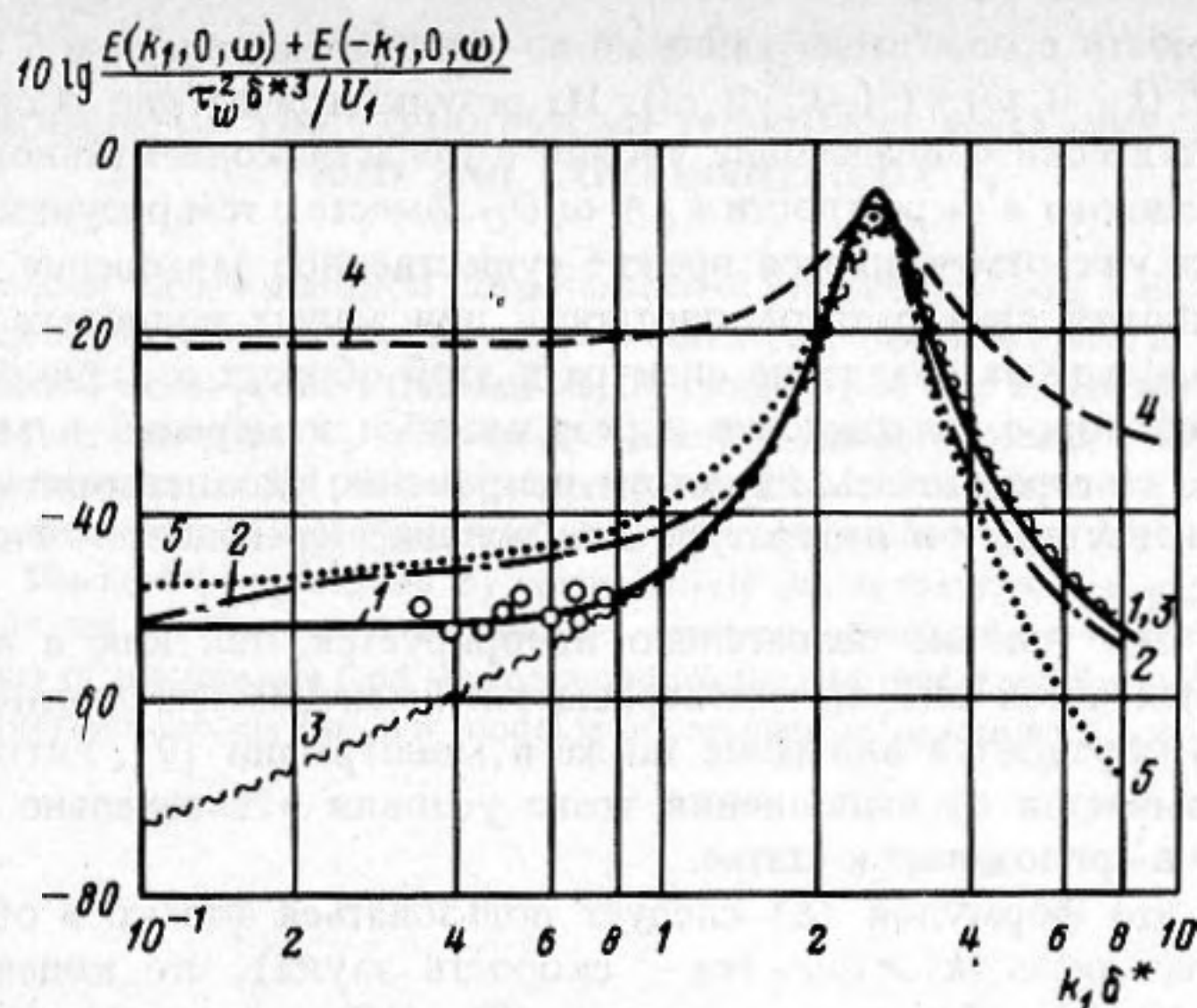


Рис. 4. Нормированный частотно-волновой спектр турбулентных давлений при $k_2 = 0$; расчет для $\omega \delta^*/U_1 = 2,1$ и эксперимент Мартина и Лихи: 1 – расчет по формуле (8); 2 – вторая модель Чейза [11], 3 – первая модель Чейза [10], 4 – модель Коркоса [2], 5 – модель Уиттинга [12], 0 – $\omega \delta^*/U_1 = 1,8 \div 2,3$ (по [8])

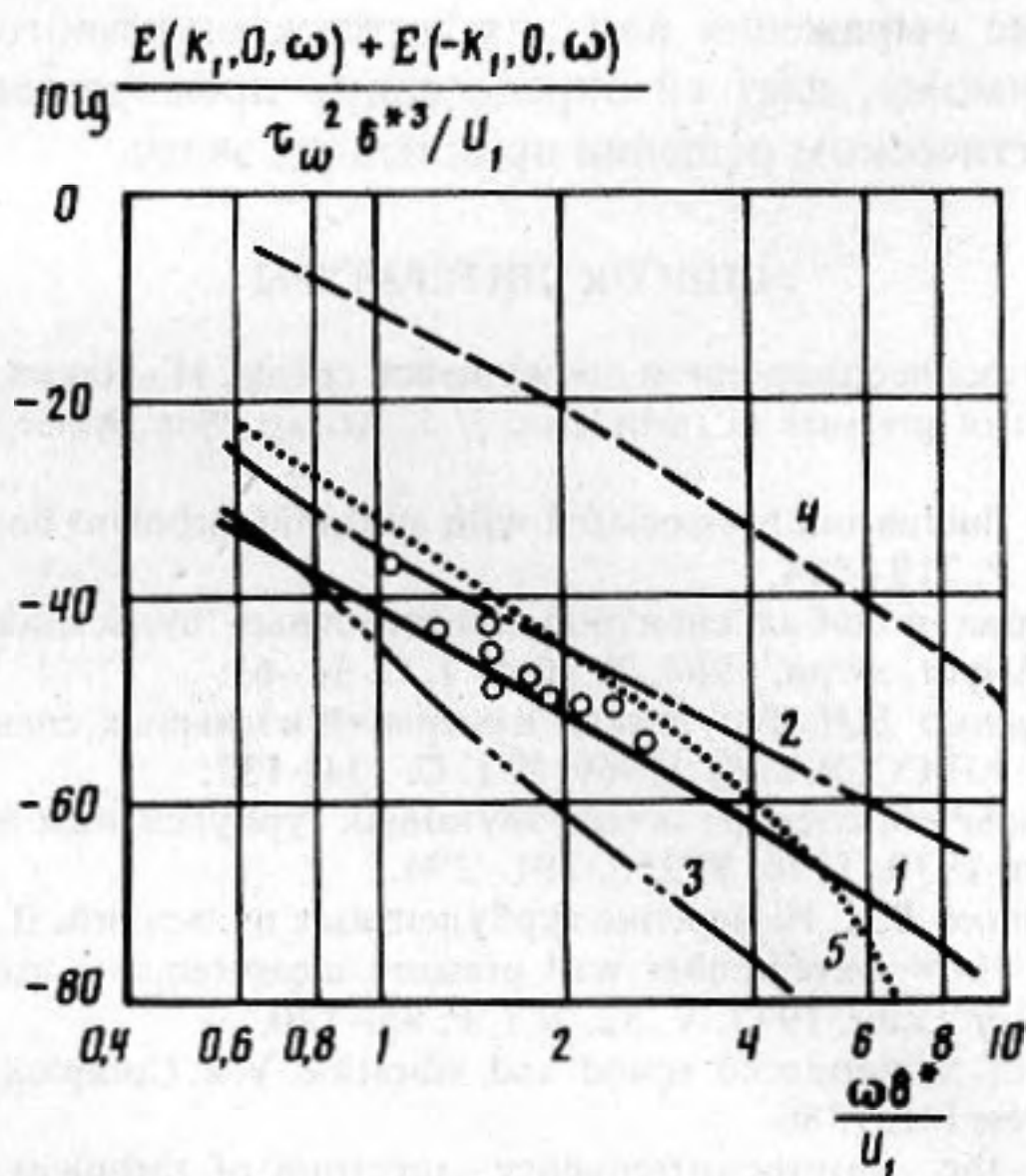


Рис. 5. Нормированный частотно-волновой спектр турбулентных давлений при $k_2 = 0$; расчет для $k_1 \delta^* = 0,3$ и эксперимент Мартина и Лихи: 1 – расчет по формуле (8), 2 – вторая модель Чейза [11], 3 – первая модель Чейза [10], 4 – модель Коркоса [2], 5 – модель Уиттинга [12], 0 – $k_1 \delta^* = 0,2 \div 0,4$ (по [8])

а также с результатами измерений Мартина и Лихи [8]. Частотно-волновая спектральная плотность нормирована комплексам $\tau_w^2 \delta^{*3}/U_1$; при приведении спектров Чейза к указанной нормировке использовалось соотношение $\delta/\delta^* = 8$, безразмерная динамическая скорость принималась равной $u^*/U_1 = 0,033$; в расчетах по Уиттингу [12] было принято $C = 10$, $\delta_{\min}/\delta^* = 0,08$, $\delta_{\max}/\delta^* = 0,6$, $\langle \varphi^2 \rangle / \tau_w^2 = 8,0$.

Для сопоставимости с опытными данными по оси ординат рис. 4 и 5 отложена суммарная величина $E(k_1, 0, \omega) + E(-k_1, 0, \omega)$. Из результатов на рис. 4 следует, что все модели дают практически совпадающие уровни в области конвективного максимума спектра, расположенного в окрестности $k_1 \approx \omega/U_c$. Вместе с тем рисунки 4 и 5 отчетливо демонстрируют уже отмечавшееся прежде существенное завышение моделью Коркоса частотно-волновой спектральной плотности при малых волновых числах. Более поздние модели описывают поведение спектра в этой области гораздо более приемлемым образом. Некоторое расхождение с результатами измерений в моделях Чейза, возможно, связано со стремлением их автора непременно удовлетворить соотношению $\lim_{k \rightarrow 0} E(k, \omega) \sim k^2$, известному в литературе как условие Крейчнана — Филипса. В пред-

лагаемой модели это условие сознательно игнорируется, так как в исследованном диапазоне волновых чисел оно не подтверждается имеющимися опытными данными, на что специально обращается внимание также в монографии [9]. Уиттинг [12] тоже сознательно отказывается от выполнения этого условия и специально обосновывает свой отказ от него в приложении к статье.

Надо помнить, что формулой (8) следует пользоваться только в области псевдозвуковых волновых чисел $|k| > \omega/c_0$ (c_0 — скорость звука), что конечно, относится и к моделям [2, 10–12]. Кроме того, модель (8), (10), как и все предшествующие модели, справедлива для развитого турбулентного пограничного слоя при почти безградиентном обтекании тел.

Таким образом, предложена новая модель поля псевдозвуковых пристеночных турбулентных давлений, которая хорошо согласуется со всеми известными к настоящему времени экспериментальными данными. Она имеет сравнительно простые и обратимые по Фурье аналитические выражения как для частотно-волнового, так и для взаимного спектров, что, по-видимому, дает ей определенные преимущества при теоретическом анализе явления и практическом решении прикладных задач.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М., Наука, 1981.
2. Corcos G.M. Resolution of pressure in turbulence // J. Acoust. Soc. Amer. 1963. V. 35. N 1. P. 192–199.
3. Bull M.K. Wall pressure fluctuations associated with subsonic turbulent boundary layer flow // J. Fluid Mech. 1967. V. 28. N 4. P. 719–754.
4. Ефимцов Б.М. Критерии подобия спектров пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 1. С. 58–61.
5. Смольяков А.В., Ткаченко В.М. Результаты измерений взаимных спектров турбулентных пульсаций давления // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 1. С. 134–137.
6. Смольяков А.В. О взаимном спектре псевдозвуковых турбулентных давлений в низкочастотной области // Акуст. журн. 1970. Т. 16. № 2. С. 291–294.
7. Смольяков А.В., Ткаченко В.М. Измерение турбулентных пульсаций. Л.: Энергия, 1980.
8. Martin N.C., Leehey P. Low wavenumber wall pressure measurements using a rectangular membrane as a spatial filter // J. Sound Vibr. 1977. V. 52. N 1. P. 95–120.
9. Blake W.K. Mechanics of flow-induced sound and vibration V.2. Complex flow-structure interactions. Orlando, USA. Acad. Press Inc. 1986.
10. Chase D.M. Modeling the wavevectorfrequency spectrum of turbulent boundary layer pressure // J. Sound Vibr. 1980. V. 70. N 1. P. 29–68.
11. Chase D.M. The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and suggested comprehensive model // J. Sound. Vibr. 1987. V. 112. N 1. P. 125–148.
12. Witting J.M. A spectral model of pressure fluctuations at a rigid wall bounding an incompressible fluid, based on turbulent structures in the boundary layer // Noise Contr. Eng. J. 1986. V. 26. N 1. P. 28–43.
13. Ткаченко В.М., Маршов В.П. Нормировка спектров турбулентных давлений внешними и внутренними масштабами пограничного слоя // Тез. докл. IX науч.-техн. конф. по авиац. акустике. М.: Изд. отд. ЦАГИ, 1989. С. 113–118.

Центральный научно-исследовательский институт им. А.Н. Крылова

Поступила в редакцию
29.10.90

MODELS OF THE PSEUDOSOUND TURBULENT WALL-PRESSURE
FIELD AND EXPERIMENTAL DATA

The existing models for the statistical characteristics of pressure field on a wall in turbulent boundary layer for small Mach numbers are analyzed and a new model is proposed. This model is constructed for pseudosound (in Blokhintsev's sense) pressure fluctuations, therefore may be used at wavenumbers $k > \omega/C_0$ where ω is frequency of fluctuations and C_0 is the speed of sound in a medium. Measurements of the pressure fluctuations cross-spectrum are carried out and their results are used for construction of the model. In the experiments very large separations between points of observation are reached: up to 52 of boundary layer displacement thickness. The model is presented by comparatively simple mathematical expressions both for the cross-spectrum and for the frequency-wavenumber spectrum connected by Fourier transform. The different characteristics of the pressure field are computed for the new model and for models of other authors. In contrast with previous models the new model is in complete accordance with known experimental data.