

УДК 534.222

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ПРИСТЕНОЧНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА*Ефимцов Б. М.*

Обобщен полученный в серии летных экспериментов материал о спектрах, пространственных масштабах корреляции и фазовой скорости поля пристеночных пульсаций давления безградиентного турбулентного пограничного слоя на поверхности самолета в диапазоне чисел Маха $0,41 \div 2,1$.

Изучение пристеночных турбулентных пульсаций давления представляет интерес для решения ряда практических задач акустики в промышленности и на транспорте, в частности для определения и снижения шума воздухопроводов, шума в салонах самолетов и др. Именно турбулентными пульсациями в основном определяются уровни звукового давления в салонах современных скоростных пассажирских самолетов.

Результаты исследований поля пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя отражены в обзорных работах [1—3] и монографиях [4, 5]. Однако современный уровень теоретических исследований турбулентных течений не позволяет предсказать зависимости основных вероятностных характеристик пристеночных пульсаций давления от осредненных аэродинамических параметров потока. Поэтому их определяют непосредственно из эксперимента. Достоверность получаемых зависимостей существенным образом определяется объемом надежного статистического материала в требуемых диапазонах чисел Маха (M), Рейнольдса (Re) и Струхалья (Sh). В лабораторных условиях, как правило, не удается охватить требуемый для практических задач диапазон чисел Re . В частности, измерения в аэродинамических трубах не позволяют получить экспериментальные данные о турбулентных пульсациях давления при больших числах Re , типичных для обтекаемой поверхности фюзеляжа самолета в районе пассажирских салонов.

Известные экспериментальные исследования пульсаций давления на поверхности самолетов в основном ограничивались оценкой спектральной плотности $\Phi(\omega)$. В работе [6] приведены результаты измерений продольного $\varphi(\xi_1, 0, \omega)$ и поперечного $\varphi(0, \xi_2, \omega)$ взаимных спектров на поверхности фюзеляжа самолета. Здесь ξ_1 — интервал между точками наблюдения на обтекаемой поверхности по потоку, ξ_2 — в ортогональном направлении. Однако они были получены только при двух значениях чисел M , причем с искажениями из-за шума от силовой установки и неудачной ориентации приемников пульсаций давления относительно направления потока. В работах [7—9], которые по существу представляют собой серию летных экспериментов, использовалась единая методика измерений и анализа. В результате был получен обширный экспериментальный материал, обобщению которого и посвящена данная работа.

Измерения пульсаций давления на самолетах проводились в различных по длине фюзеляжа зонах, где течение в пограничном слое можно трактовать как развитое турбулентное с нулевым градиентом среднего давления. Выбирались они на основе анализа картины распределения статического давления на моделях самолетов, полученной в аэродинамических трубах при соответствующих параметрах набегающего потока. В этих зонах местная скорость практически не отличалась от скорости набегающего потока. При измерениях использовалась система миниатюрных приемников емкостного типа, устанавливаемых строго заподлицо с обтекаемой поверхностью по потоку, в ортогональном направлении и под

углом $26,5^\circ$ к направлению потока. Минимальные величины d/δ^* и ξ/δ^* в условиях экспериментов были соответственно 0,05 и 0,25. Здесь d — диаметр чувствительного элемента приемника, δ^* — толщина вытеснения пограничного слоя. Насколько можно судить по публикациям, ни в одной из работ, посвященных исследованию структуры поля пристеночных турбулентных пульсаций давления, не использовалась система приемников с такой высокой пространственной разрешающей способностью. Несмотря на это, проводилась экспериментальная оценка пространственной разрешающей способности приемников при измерениях спектров, для чего дополнительно устанавливались два приемника такого же типа, но с другими размерами чувствительного элемента. Диаметр одного из них вдвое, а второго в 4 раза больше диаметра чувствительного элемента миниатюрного приемника.

Пульсации давления на поверхности самолета измерялись в условиях установившегося горизонтального полета на разных высотах. При этом на фиксированной высоте варьировалась скорость полета. Регистрация пульсаций давления осуществлялась на магнитную ленту синхронно с записью параметров полета (высоты, скорости, числа M) и температуры на поверхности. Серия экспериментов позволила охватить диапазоны чисел $M=0,41 \div 2,1$ и $Re_x=0,5 \cdot 10^8 \div 4,85 \cdot 10^8$, составленных для скорости полета и расстояния от передней точки фюзеляжа до зоны измерений. Аппаратурный анализ магнитных записей проводился в лабораторных условиях с помощью прецизионных измерительных систем. В результате определялись спектры в широких (октавных) и узких полосах частот, а также взаимные спектры, причем как вещественные, так и мнимые части этих комплексных функций. При этом использовалась система синхронных следящих узкополосных фильтров со встроенным 90-градусным фазовращателем и корреляционный анализатор. Аппаратурные помехи, вибропомехи и шум от источников, не связанных с обтеканием поверхности самолета, практически не обнаруживались на фоне полезных сигналов от турбулентных пульсаций давления. Условия проведения экспериментов позволили оценить стабильность результатов. Практически все режимы полетов повторялись 2 или 3 раза, причем в разных по времени полетах. Разница в спектрах практически не превышала 1 дБ в звуковом диапазоне частот.

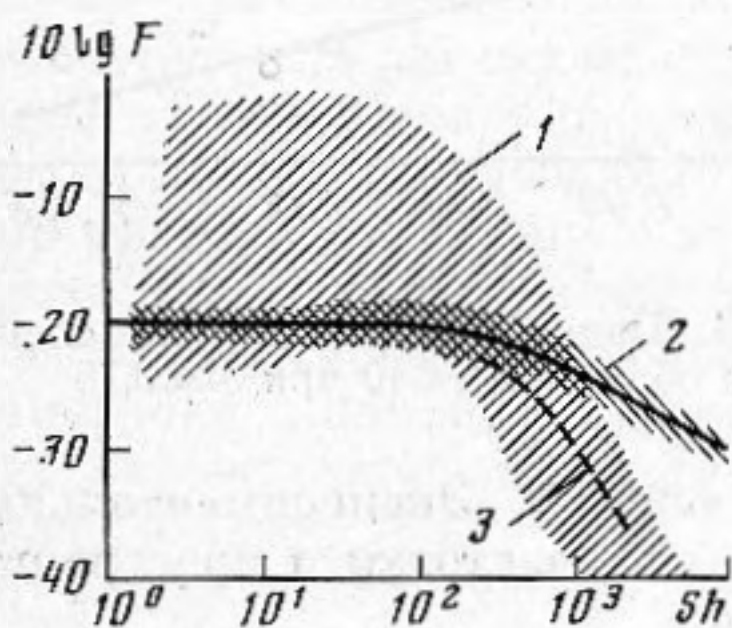
Все спектры пульсаций давления, полученные в результате выполнения программы летных исследований, можно отнести к типу спектров «временного белого шума». Поэтому расчет спектральной плотности из непосредственно измеренных среднеквадратичных значений в широких и узких полосах частот давал практически одинаковые результаты. Здесь используется понятие спектральной плотности в соответствии с определением

$$(1) \quad \int_0^{\infty} \Phi(\omega) d\omega = \bar{q}^2,$$

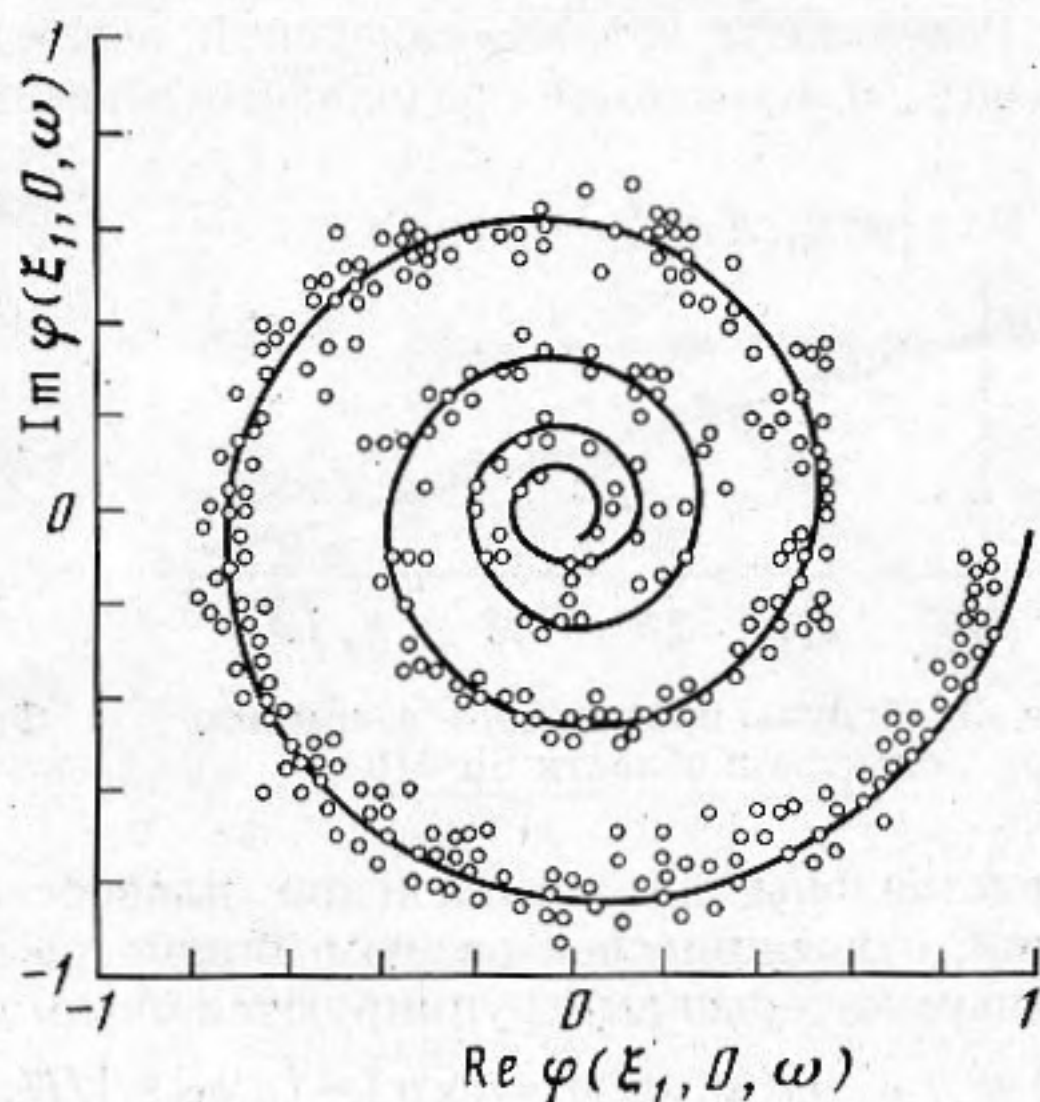
где \bar{q}^2 — средний квадрат (дисперсия) пульсаций давления. Спектры, измеренные приемниками с разными размерами чувствительного элемента, заметно различались в высокочастотной области звукового диапазона. Выявленное в работе [10] ослабление низкочастотных сигналов обнаруживалось только при измерениях приемником с максимальными размерами чувствительного элемента. Практически не различались и откорректированные по методике [11] высокочастотные части спектров, измеренных тремя приемниками разного размера. Это позволило уверенно использовать указанную методику. Корректирующие поправки, вносимые в измеренные миниатюрными приемниками спектры, практически не превышали 3 дБ даже в области верхних частот звукового диапазона, охваченного в летных экспериментах.

В результате статистической обработки экспериментального материала и анализа критериев подобия спектров пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя было установлено, что в охвачен-

ных при летных измерениях диапазонах изменения частот и параметров потока универсальным можно считать представление безразмерной спектральной плотности в виде функции числа Струхала $Sh = \omega \delta / U_\tau$, $\Phi(\omega) U_\tau / \tau_w^2 \delta = F(\omega \delta / U_\tau)$. Это иллюстрируется на фиг. 1, где на фоне разброса экспериментальных данных, заимствованных из отечественных и иностранных публикаций (заштрихованная область 1), показаны результаты описанной серии летных экспериментов (область 2). Здесь τ_w —



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Безразмерная спектральная плотность пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя. 1 — область разброса опубликованных экспериментальных данных; 2 — результаты летных экспериментов автора; 3 — высокочастотная часть спектра при малом Re_τ

Фиг. 2. Иллюстрация подобия продольного взаимного спектра в области $Sh > 10^2$

напряжение трения на обтекаемой поверхности, $U_\tau = (\tau_w / \rho_w)^{1/2}$ — динамическая скорость, ρ_w — плотность воздуха непосредственно у поверхности, δ — толщина пограничного слоя. Перечисленные параметры определялись расчетным путем по методике, изложенной в работе [1], исходя из непосредственно измеренных высоты, числа M , скорости полета и температуры на поверхности. В одном эксперименте одновременно с регистрацией пульсаций давления в той же зоне на поверхности фюзеляжа самолета измерялись профили средней скорости. Рассчитанные по ним параметры пограничного слоя практически не отличались от рассчитанных по методике [1].

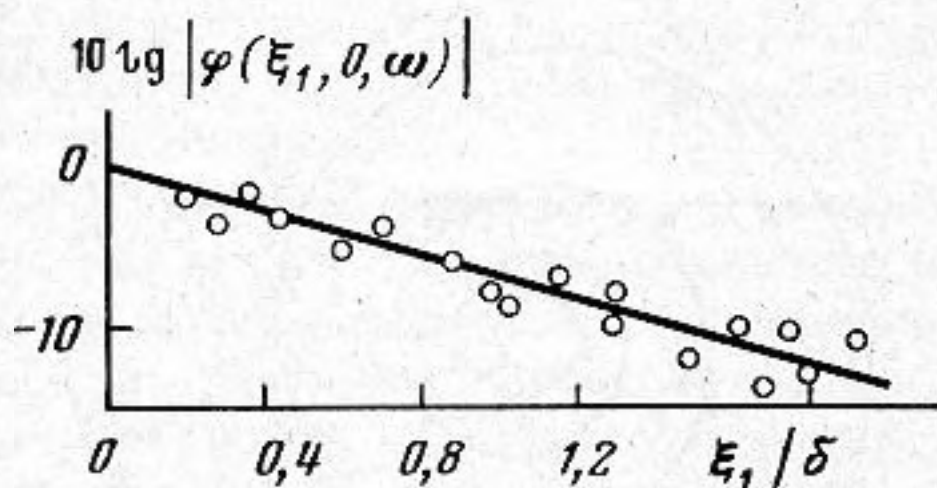
В диапазоне чисел $Sh = 1 \div 10^2$ результаты наших измерений располагаются у нижней границы области разброса экспериментальных данных, полученных другими авторами. Это можно объяснить помехами в экспериментальных установках, поскольку в основном опубликованный материал был получен в аэродинамических трубах, которые нельзя считать малозумными. Различие в области $Sh > 10^3$ можно было бы объяснить разной разрешающей способностью приемников пульсаций давления, так как наиболее высокой она была в наших летных экспериментах. Однако это не единственная и не основная причина разных оценок спектральной плотности при больших числах Sh . В основном это объясняется эффектом больших чисел Re . Действительно, аппроксимирующая результаты летных измерений зависимость

$$(2) \quad F = 0,01 [1 + 0,02 (Sh)^{2/3}]^{-1},$$

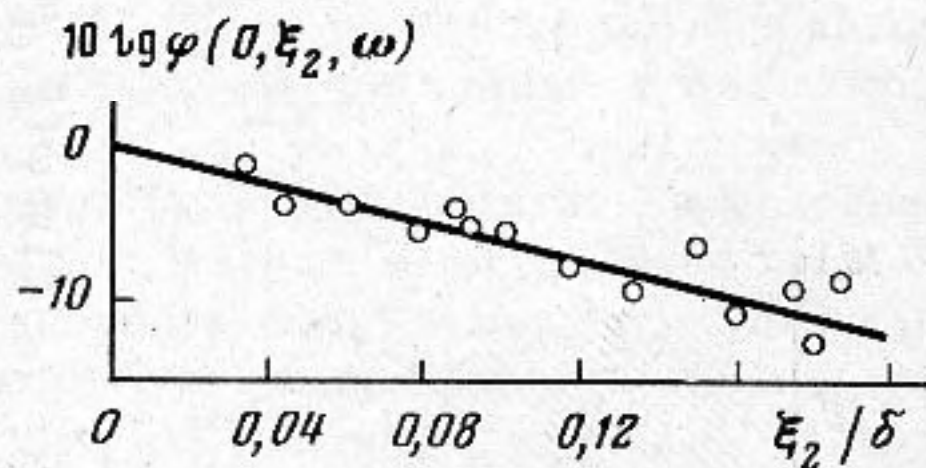
показанная сплошной кривой на фиг. 1, характеризуется слабым спадом спектральной плотности. Она не может быть распространена на всю область $0 < Sh < \infty$. Чтобы существовал интеграл (1), необходим более резкий

спад спектральной плотности. Как было показано в работе [12], он обнаруживается в области $Sh > 1,3 Re_{\tau}^{7/8}$, где $Re_{\tau} = \delta U_{\tau} / \nu_w$, ν_w — кинематическая вязкость для условий у стенки. Поскольку охваченная при измерениях на самолетах область параметров соответствует $Sh < 1,3 Re_{\tau}^{7/8}$, то резкий спад спектральной плотности и не мог проявиться. Типичный резкий спад спектральной плотности, соответствующий $Re_{\tau} = 0,65 \cdot 10^3$ показан пунктирной линией на фиг. 1.

Результаты летных измерений вещественной $Re \varphi(\xi_1, 0, \omega)$ и мнимой $Im \varphi(\xi_1, 0, \omega)$ частей продольного взаимного спектра при числах $Sh > 10^2$



Фиг. 3. Модуль продольного взаимного спектра в области $Sh < 10$



Фиг. 4. Поперечный взаимный спектр в области $Sh < 10$ при $M \leq 0,75$

представлены на комплексной плоскости (фиг. 2). Экспериментальные точки, относящиеся к разным параметрам потока, частотам и пространственным интервалам, группируются около линии

$$(3) \quad \varphi(\xi_1, 0, \omega) = \exp \left[- (a_1 \omega |\xi_1| / U_{\phi} + i \omega \xi_1 / U_{\phi}) \right].$$

Здесь и ниже a_j — положительные константы. Входящая в выражение (3) фазовая скорость U_{ϕ} определяется из соотношения

$$\omega \xi_1 / U_{\phi} = - \operatorname{arctg} [\operatorname{Im} \varphi(\xi_1, 0, \omega) / \operatorname{Re} \varphi(\xi_1, 0, \omega)].$$

В окрестности $Sh = 10^2$ обнаруживается максимум модуля продольного взаимного спектра при фиксированном ξ_1 с последующим спадом

$$(4) \quad |\varphi(\xi_1, 0, \omega)| \approx \exp(-a_2 |\xi_1| / \delta Sh)$$

по мере уменьшения ω . При $Sh < 10$ модуль этой функции становится независимым от частоты (фиг. 3) и описывается функцией вида

$$(5) \quad |\varphi(\xi_1, 0, \omega)| \approx - \exp(-a_3 |\xi_1| / \delta).$$

Вещественная часть поперечного взаимного спектра при аппаратурном анализе принимала только положительные значения, а мнимая во всех случаях оставалась близкой к нулю, так что его модуль практически не отличался от вещественной части. В области $Sh > 10^2$ поперечный взаимный спектр можно приближенно описать функцией

$$(6) \quad \varphi(0, \xi_2, \omega) = \exp(-a_4 \omega |\xi_2| / U_{\phi}).$$

В окрестности $Sh = 10^2$ при $M \leq 0,75$ осуществляется переход к зависимости вида

$$(7) \quad \varphi(0, \xi_2, \omega) = \exp(-a_5 |\xi_2| / \delta Sh),$$

а при $Sh < 10$ — к зависимости (фиг. 4), соответствующей

$$(8) \quad \varphi(0, \xi_2, \omega) = \exp(-a_6 |\xi_2| / \delta).$$

При $M \geq 0,9$ в области $Sh < 10^2$ функция $\varphi(0, \xi_2, \omega)$ становится практически независимой от частоты, а ее поведение можно описать выражением вида (7) при другом значении константы (a_7). Только здесь и обнаруживается непосредственное влияние числа M , а не через параметры τ_w , U_{τ} , δ .

Измеренные вещественные и мнимые части взаимных спектров при $\xi_1 \neq 0$ и $\xi_2 \neq 0$ являются осциллирующими функциями частоты. При этом положение нулей и максимумов функций $\varphi(\xi_1, \xi_2, \omega)$ и $\varphi(\xi_1, 0, \omega)$ на шкале частот совпадают. Рассчитанные в соответствии с выражением

$$(9) \quad \varphi(\xi_1, \xi_2, \omega) = \varphi(\xi_1, 0, \omega) \varphi(0, \xi_2, \omega)$$

значения $\varphi(\xi_1, \xi_2, \omega)$ по измеренным $\varphi(\xi_1, 0, \omega)$ и $\varphi(0, \xi_2, \omega)$ практически не отличаются от непосредственно измеренных в области $Sh > 10^2$. При меньших значениях числа Sh наблюдается уже заметное (до 30%) различие. Однако для приближенного описания поля пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя можно пользоваться удобным для расчетов мультипликативным представлением (9) и при малых значениях чисел Sh .

Определение фазовой скорости при малых ξ_1 и Sh представляет собой сложную экспериментальную задачу. Это обусловлено тем, что фазовый угол $\omega\xi_1/U_\phi$ в этом случае при относительно большой (типичной для летных измерений) скорости потока оказывается весьма малым (порядка единиц и долей градусов). Современная акустическая аппаратура не может обеспечить требуемую точность измерения мнимой части при таких малых отклонениях фазового угла. Низкой точностью в этом случае характеризуются и другие методы определения U_ϕ . По этой причине полученные в летных экспериментах значения U_ϕ/U_τ ограничиваются областью чисел $Sh > 35$ (незакрашенные кружки на фиг. 5, группирующиеся около кривой 1). Закрашенными кружками показаны результаты измерений на стенке аэродинамической трубы для случая $Re_\tau > 4 \cdot 10^3$, при которых использовались те же методика и аппаратура. Кривая 1 на фиг. 5 описывается функцией вида

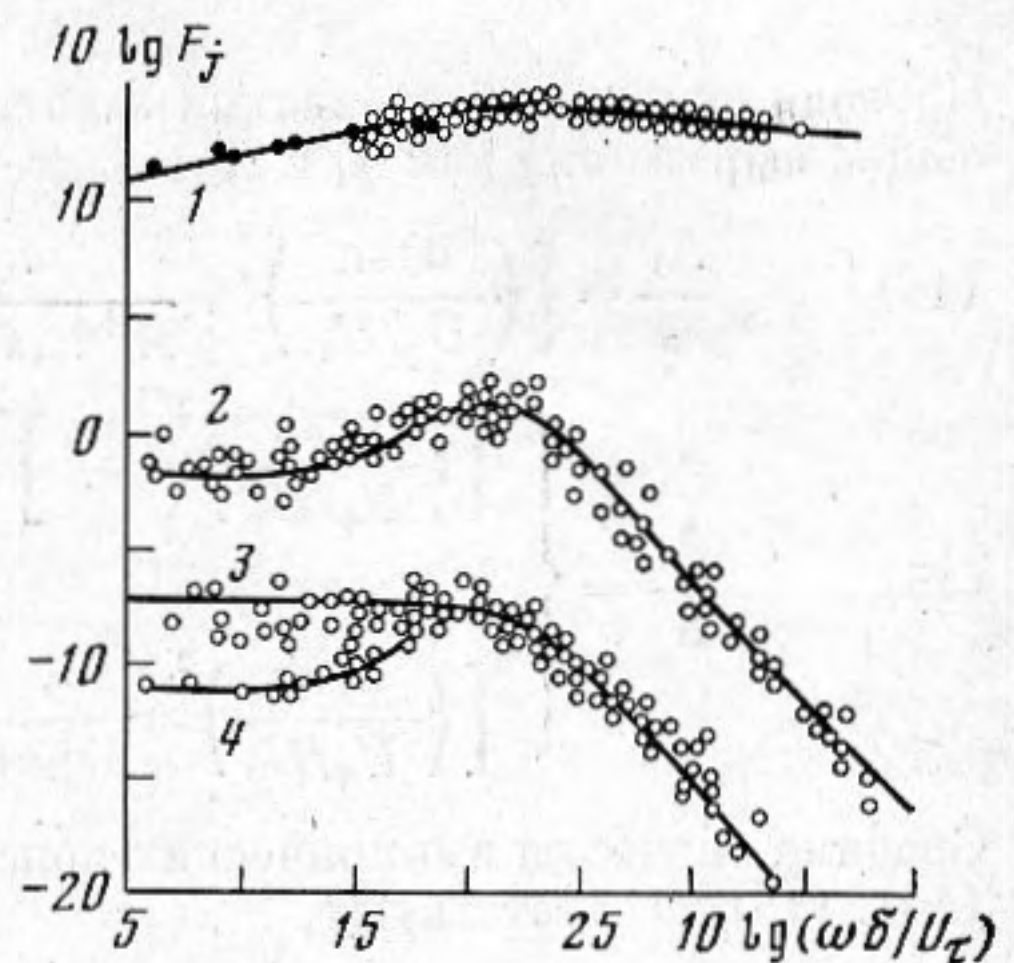
$$(10) \quad U_\phi/U_\tau = a_8 Sh^{1/5} [1 + (a_9 Sh)^2]^{1/10} [1 + (a_{10} Sh)^4]^{-1/10}.$$

Фазовая скорость, вообще говоря, зависит и от пространственного интервала между точками наблюдения. В частности, практически на всех частотах обнаруживается слабая тенденция к спаду U_ϕ по мере уменьшения ξ_1/δ вплоть до $\xi_1/\delta = 0,3$. При меньших значениях ξ_1/δ в условиях $M \geq 0,8$ можно наблюдать особенность в частотной зависимости фазовой скорости в области $Sh < 10^2$ — резкое увеличение U_ϕ по мере уменьшения Sh с последующим изменением ее знака. Тщательная проверка фазовых характеристик всего измерительного тракта показала, что эти пока необъяснимые результаты не связаны с аппаратурными погрешностями. Приведенные на фиг. 5 экспериментальные данные о фазовой скорости получены осреднением результатов измерений при разных ξ_1 , исключая $\xi_1/\delta < 0,3$ при $Sh < 10^2$.

Из соотношений (3) ÷ (8) непосредственно следуют выражения для продольного (Λ_1) и поперечного (Λ_2) пространственных масштабов корреляции спектральных составляющих поля пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя:

$$(11) \quad \Lambda_1 = \begin{cases} U_\phi/a_1\omega & \text{при } Sh \gg 10^2, \\ \delta Sh/a_2 & \text{при } 10 \ll Sh \ll 10^2, \\ \delta/a_3 & \text{при } Sh \ll 10; \end{cases}$$

$$(12) \quad \Lambda_2 = \begin{cases} U_\phi/a_4\omega & \text{при } Sh \gg 10^2, \\ \delta Sh/a_5 & \text{при } 10 \ll Sh \ll 10^2, \quad M \leq 0,75, \\ \delta/a_6 & \text{при } Sh \ll 10, \quad M \leq 0,75, \\ \delta/a_7 & \text{при } Sh \ll 10^2, \quad M \geq 0,9. \end{cases}$$



Фиг. 5. Универсальные зависимости фазовой скорости и пространственных масштабов корреляции от числа Струхала. 1 — $F_1 = U_\phi/U_\tau$, 2 — $F_2 = \Lambda_1/\delta$, 3 — $F_3 = \Lambda_2/\delta$ при $M \geq 0,9$, 4 — $F_4 = \Lambda_2/\delta$ при $M \leq 0,75$

Здесь используются понятия пространственных масштабов корреляции в соответствии с определением

$$(13) \quad \Lambda_1 = \int_0^{\infty} |\varphi(\xi_1, 0, \omega)| d\xi_1; \quad \Lambda_2 = \int_0^{\infty} |\varphi(0, \xi_2, \omega)| d\xi_2.$$

Проводя операцию склеивания зависимостей (11) и (12), можно получить общие выражения для Λ_1 и Λ_2 в виде

$$(14) \quad \frac{\Lambda_1}{\delta} = \left[\left(\frac{a_1 \operatorname{sh}}{U_\phi/U_\tau} \right)^2 + \frac{a_2^2}{\operatorname{sh}^2 + (a_2/a_3)^2} \right]^{-1/2};$$

$$(15) \quad \frac{\Lambda_2}{\delta} = \begin{cases} \left[\left(\frac{a_4 \operatorname{sh}}{U_\phi/U_\tau} \right)^2 + a_7^2 \right]^{-1/2} & \text{при } M \geq 0,9, \\ \left[\left(\frac{a_4 \operatorname{sh}}{U_\phi/U_\tau} \right)^2 + \frac{a_5^2}{\operatorname{sh}^2 + (a_5/a_6)^2} \right]^{-1/2} & \text{при } M \leq 0,75. \end{cases}$$

Средние значения эмпирических констант a_j , входящих в выражения (10), (14), (15), соответствуют

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,1; & a_2 &= 72,8; & a_3 &= 1,54; & a_4 &= 0,77; & a_5 &= 548; \\ a_6 &= 13,5; & a_7 &= 5,66; & a_8 &= 9,55; & a_9 &= 6,38 \cdot 10^{-4}; \\ a_{10} &= 3,98 \cdot 10^{-3}. \end{aligned}$$

Рассчитанные по формулам (14) и (15) зависимости представлены на фиг. 5 кривыми 2, 3, 4. Точками показаны результаты, полученные численным интегрированием в соответствии с (13) непосредственно измеренных зависимостей $|\varphi(\xi_1, 0, \omega)|$ и $|\varphi(0, \xi_2, \omega)|$ от ξ_1 и ξ_2 при фиксированных ω с шагом через октаву. При этом экспериментальные зависимости экстраполировались на области больших значений ξ_1 и ξ_2 экспоненциальными функциями. Область экстраполяции, как правило, давала малый вклад в оценку интегралов (13).

Таким образом, спектральную плотность, пространственные масштабы корреляции и фазовую скорость поля пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя в области $Sh < 1,3 \operatorname{Re}_\tau^{7/8}$ в диапазоне $M = 0,41 \div 2,1$ можно представить в виде универсальных функций только числа Струхала $\omega\delta/U_\tau$. Используя соотношение (9), можно выписать общее выражение для спектра пространственных корреляций

$$(16) \quad \Phi(\xi_1, \xi_2, \omega) = \Phi(\omega) \exp[-|\xi_1|/\Lambda_1 - |\xi_2|/\Lambda_2 - i\omega\xi_1/U_\phi],$$

из которого непосредственно следует представление частотно-волнового спектра

$$(17) \quad \Phi(k_1, k_2, \omega) = \Lambda_1 \Lambda_2 \Phi(\omega) \pi^{-2} [1 + (k_1 \Lambda_1 + \omega \Lambda_1 / U_\phi)^2]^{-1} [1 + (k_2 \Lambda_2)^2]^{-1}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Bies D. A. A review of flight and wind tunnel measurements of boundary layer pressure fluctuations and induced structure response. NASA, CR-626, 1966.
2. Экспериментальные исследования шума пограничного слоя. Обзор ОНТИ ЦАГИ, 1976, № 483.
3. Экспериментальное изучение структуры пристеночных пульсационных полей турбулентного пограничного слоя. Обзор ОНТИ ЦАГИ, 1980, № 579.
4. Миниович И. Я., Перник А. Д., Петровский В. С. Гидродинамические источники звука. Л.: Судостроение, 1972.
5. Смольяков А. В., Ткаченко В. М. Измерение турбулентных пульсаций. Л.: Энергия, 1980.
6. Bhat W. V. Flight test measurement of exterior turbulent boundary layer pressure fluctuations of Boeing model 737 airplane. - J. Sound and Vibr., 1971, v. 14, № 1, p. 439-457.
7. Ефимцов Б. М., Шубин С. Е. Взаимные спектры пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя. - Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1539, с. 35-42.

8. *Ефимцов Б. М., Шубин С. Е.* Вероятностные характеристики пульсаций давления пограничного слоя на поверхности самолета.— Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1655, с. 3–14.
9. *Ефимцов Б. М., Ткачев А. А., Шубин С. Е.* Турбулентные пульсации давления на поверхности сверхзвукового самолета.— Тр. ЦАГИ, 1982, вып. 2133, с. 19–26.
10. *Лямшев Л. М., Салосина С. А.* О влиянии размеров приемника на результаты измерений спектра пристеночных пульсаций давления в пограничном слое.— Акуст. ж., 1966, т. 12, № 2, с. 261–263.
11. *Corcos G. M.* Resolution of pressure in turbulence.— J. Acoust. Soc. America, 1963, v. 35, № 2, p. 192–199.
12. *Ефимцов Б. М.* Критерии подобия полей пристеночных пульсаций давления турбулентного пограничного слоя.— II Всес. симп. по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике. Тез. докл. М.: Наука, 1979, с. 35–36.

Поступила в редакцию
20.IV.1981