

ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ В КАНАЛАХ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

В. П. БОБКОВ, М. Х. ИБРАГИМОВ, Г. И. САБЕЛЕВ

(Обнинск)

Проводится анализ экспериментальных данных по интенсивности пульсаций скорости в турбулентном потоке жидкости в каналах различной формы поперечного сечения. Строятся обобщающие зависимости интенсивности компонент пульсаций скорости от режима течения и координат.

Обозначения

x, y, z — координаты в направлении потока, по нормали и параллельно стенке канала, соответственно; a — расстояние по нормали от центра канала до стенки; b — расстояние от угла канала до точки пересечения со стенкой нормали из центра канала; ξ_1 — безразмерное расстояние по нормали от стенки канала; ξ_2 — безразмерное расстояние в направлении, параллельном стенке канала; U — локальная скорость жидкости; U_m — максимальная скорость жидкости; $\langle U \rangle$ — средняя по сечению скорость жидкости; σ_i — интенсивность (среднеквадратичное значение) i -й компоненты пульсаций скорости (u, v, w — индексы в направлениях x, y, z , соответственно); σ_{i0} — значение интенсивности компонент пульсаций скорости в центре канала; ΔU_L — разность скоростей в пределах гидродинамического макромасштаба; q^2 — полная энергия турбулентности в фиксированной точке потока,

$$\xi_1 = y/a, \quad \xi_2 = z/b, \quad y^+ = \frac{yU_\tau}{\nu}; \quad U = U(\xi_1, \xi_2), \quad u = \langle U \rangle / U_m$$

В ряде работ приводятся результаты экспериментального исследования интенсивности компонент пульсаций скорости при турбулентном течении воздуха в круглой трубе [1], в прямоугольных [2-4], квадратном [5] и треугольном [6] каналах, а также в канале трапецеидального сечения [7]. Эти данные, за исключением работы [6], в которой не приводятся результаты измерения поля средней скорости, могут быть использованы для нахождения обобщающей зависимости интенсивности пульсаций скорости от режима течения и формы канала.

Эксперименты показывают [2, 4, 8], что размеры турбулентных возмущений в потоке жидкости достаточно велики и соизмеримы с размерами канала. Отсюда следует, что пульсационные характеристики потока должны выражаться не только через локальные, но и через интегральные соотношения осредненных величин¹. В частности, можно предположить пропорциональность между интенсивностью пульсаций скорости и разностью осредненных значений скорости в пределах гидродинамического макромасштаба турбулентных вихрей

$$\sigma_i \sim \Delta U_L \tag{1}$$

Анализ экспериментальных данных Лауфера [3] для случая течения воздуха в широком прямоугольном канале подтвердил это предположение.

При сохранении подобия в форме профиля осредненной скорости величина ΔU_L в каждой точке потока будет пропорциональна локальной скорости в этой точке, так как макромасштаб турбулентности слабо изменяется с числом Рейнольдса. Однако в турбулентных потоках форма профиля осредненной скорости изменяется с ростом числа Рейнольдса. Следовательно, величина ΔU_L должна зависеть также от относительной неравномерности распределения скорости по сечению канала, которую в количественном отношении можно выразить комплексом $(1 - U)$. Таким образом, интенсивность пульсаций скорости в любой точке турбулентного потока должна быть функцией трех переменных:

$$\sigma_i = f[\xi_1, U(\xi_1), (1 - U)] \tag{2}$$

Дальнейший анализ экспериментальных данных заключается в нахождении функциональных зависимостей интенсивности компонент пульсаций скорости от этих переменных для каналов с различной формой поперечного сечения.

¹ Интегральные соотношения, в частности, величина максимальной разности скоростей в сечении потока, использовались Прандтлем при рассмотрении турбулентного обмена в свободной струе [10].

Величина интенсивности компонент пульсаций скорости для различных каналов при фиксированных значениях ξ_1 (вплоть до $y^+ \approx 11$) удовлетворительно обобщается при помощи комплекса

$$U^*(\xi_1) = U(\xi_1)[1 - U]$$

Такая зависимость для v' — компоненты пульсаций скорости при разных ξ_1 — имеет линейный характер (фиг. 1)

$$\sigma_v(\xi_1) = K_v(\varepsilon_1)U(\xi_1)[1 - U] \quad (3)$$

Аналогичные результаты получаются для интенсивности двух других компонент пульсаций скорости σ_u и σ_w , различие заключается лишь в величине коэффициентов $K_u(\xi_1)$ и $K_w(\xi_1)$.

Из соотношения (3) следует, что величина интенсивности пульсаций скорости в определенной точке потока должна иметь максимум, так как по мере приближения к стенке значения локальной скорости $U(\xi_1)$ падают, а коэффициентов $K_i(\xi_1)$ возрастают, причем этот рост имеет экспоненциальный характер (например, для коэффициента $K_v(\xi_1)$ это видно из фиг. 1). Поэтому комплекс $\sigma_i / U^*(\xi_1)$ в зависимости от величины ξ_1 удовлетворительно обобщается в полулогарифмических координатах (фиг. 2) и аппроксимируется формулой

$$\Sigma_i = \frac{\sigma_i}{U^*(\xi_1)} = A_i e^{-B_i \xi_1} \quad (4)$$

Коэффициенты A_i и B_i показывают степень анизотропии пульсаций скорости и имеют различные значения для отдельных компонент: $A_u = 0.95$, $A_v = 0.40$, $A_w = 0.60$, $B_u = 1.48$, $B_v = 0.77$, $B_w = 1.17$. В центре канала ($\xi_1 = 1$) анизотропия минимальна ($\sigma_u : \sigma_w : \sigma_v = 1.16 : 1 : 1$). По мере приближения к стенке канала ($\xi_1 = 0$) анизотропия пульсаций скорости возрастает. Наибольшая анизотропия наблюдается в пристенной области (при $y^+ \approx 11$): $\sigma_u : \sigma_w : \sigma_v = 2.4 : 1.5 : 1$.

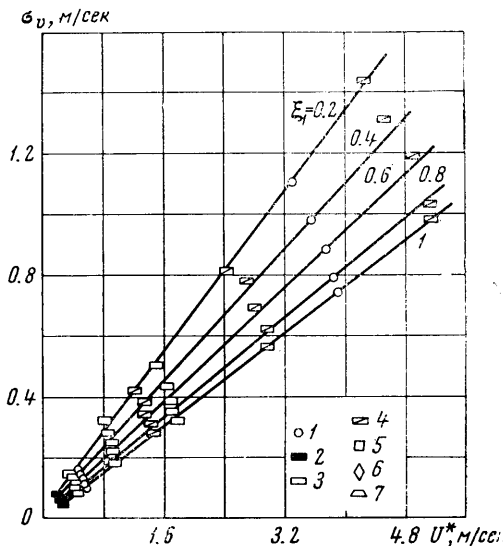
Распределение энергии турбулентности по сечению потока в каналах различной геометрии также обобщается в виде

$$\frac{q}{U^*(\xi_1)} = 0.85e^{-1.27\xi_1} \quad (5)$$

Полученные обобщающие зависимости (4) и (5) справедливы по линиям, нормальным к стенке и проходящим через центр канала различной геометрии (круглая труба, прямоугольные, квадратные и трапециевидальные каналы) в пределах изменения чисел Рейнольдса от 10^4 до $5 \cdot 10^5$ и координаты ξ_1 от центра потока до границы вязкого подслоя ($y^+ \approx 10-15$).

Сведения о распределении интенсивности компонент пульсаций скорости по всему сечению потока жидкости в некруглых каналах содержатся только в двух работах [5, 7]. Анализ этих данных для квадратного и трапециевидального каналов позволил сделать следующие выводы.

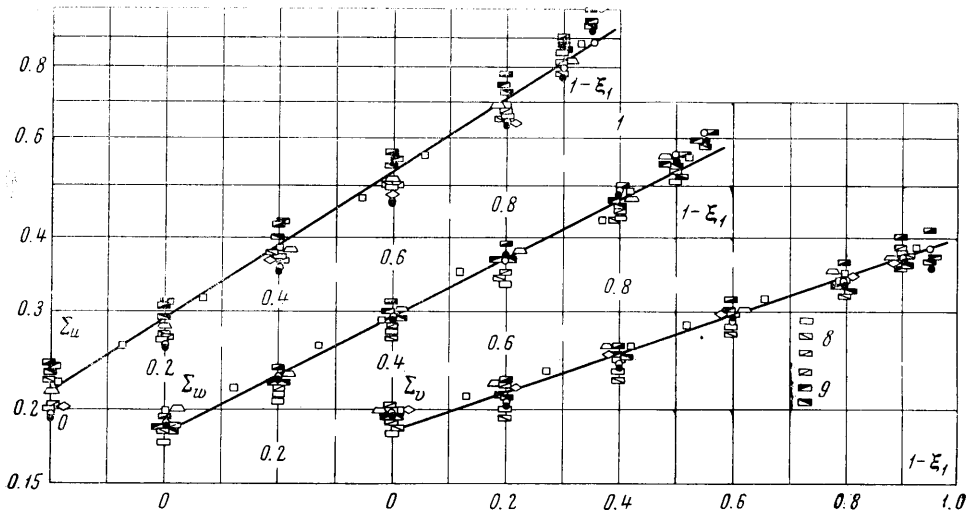
1. Биссектриса угла канала и нормаль к стенке, проходящая через центр канала, являются характерными линиями поперечного сечения канала. На нормали кинетическая энергия турбулентности имеет максимальное значение, а на биссектрисе — наименьшее, так как по биссектрисе угла градиент осредненной скорости имеет наименьшую величину. Поэтому при обобщении опытных данных будет рассматриваться ячейка канала, ограниченная стенкой, биссектрисой угла и нормалью, проходящей через центр канала. В качестве характерных масштабов ячейки принимаются в по-



Фиг. 1. Зависимость интенсивности v -й компоненты пульсаций скорости от комплекса $U(\xi_1) [1 - \langle U \rangle / U_m]$ при разных значениях координаты ξ_1 : 1 — круглая труба [1], прямоугольные каналы; 2 — [2], 3 — [3], 4 — [4], 5 — квадратный канал [5], 6 — треугольный канал [6], 7 — трапециевидальный канал [7]

перечном направлении длина нормали от стенки до центра канала и в тангенциальном направлении расстояние от этой нормали до угла канала.

Распределение энергии турбулентности по компонентам в любой точке потока, т. е. отношение $\sigma_u : \sigma_w : \sigma_v$ определяется только местоположением этой точки и не зависит от изменения средней скорости потока.



Фиг. 2. Зависимости относительной интенсивности компонент пульсаций скорости от координаты ξ_1 , $\xi_1^* = 1 - \xi_1$, по нормали к стенке, проходящей через центр канала: 8 — [3], 9 — [4] (все остальные обозначения те же, что на фиг. 1)

2. Как уже было найдено, уменьшение комплексов Σ_i по координате ξ_1 носит экспоненциальный характер. Изменение этих комплексов для компонент u' и w' в тангенциальном направлении меньше, чем в направлении, нормальном к стенке и также может быть описано экспоненциальной зависимостью

$$\frac{\sigma_i(\xi_1, \xi_2)}{U^{**}(\xi_1, \xi_2)} = A_i f(\xi_1) e^{-c_i \xi_2} \quad (U^{**}(\xi_1, \xi_2) = U(\xi_1, \xi_2)[1 - U]) \quad (6)$$

причем коэффициенты c_u и c_w оказались одинаковыми и равными 0.4.

3. Комплекс Σ_v для поперечной компоненты пульсаций скорости v' зависит только от удаления от стенки канала, т. е. от координат ξ_1 , причем эта зависимость сохраняется такой же, как и на нормали, проходящей через центр канала

$$\frac{\sigma_v(\xi_1, \xi_2)}{U^{**}(\xi_1, \xi_2)} = 0.4 e^{-0.77 \xi_1} \quad (7)$$

4. Комплексы Σ_i для других компонент пульсаций скорости u' и w' имеют максимальное значение у основания нормали, проходящей через центр канала. Это связано, по-видимому, с тем, что в этой области потока наблюдается максимальный градиент скорости. По направлениям к центру и к углу канала комплексы Σ_u и Σ_w уменьшаются. При фиксированных значениях ξ_1 минимальные значения этих комплексов имеют место на биссектрисе угла.

С учетом соотношений (4) и (6) зависимости для распределения интенсивности компонент пульсаций скорости в каналах различной геометрии имеют вид

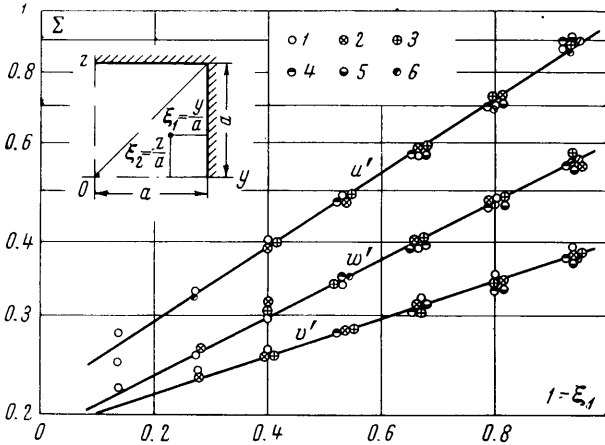
$$\frac{\sigma_i(\xi_1, \xi_2)}{U^{**}(\xi_1, \xi_2)} = A_i e^{-B_i \xi_1} e^{-c_i \xi_2} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} A_u &= 0.95, & B_u &= 1.48, & C_u &= 0.4 \\ A_v &= 0.4, & B_v &= 0.77, & C_v &= 0 \\ A_w &= 0.6, & B_w &= 1.17, & C_w &= 0.4 \end{aligned}$$

Проведено сравнение результатов расчета интенсивности компонент пульсаций скорости по обобщающим зависимостям (8) с экспериментальными данными по квад-

ратному каналу [5] (Фиг. 3), трапецидальному каналу [7] и для двух концентрических кольцевых зазоров с отношением внутреннего диаметра к внешнему 0.0652 и 0.562 [9]. Наблюдается хорошее совпадение расчета с экспериментом.

Как видно из формулы (8), интенсивность пульсаций скорости в турбулентном потоке жидкости зависит от двух факторов: 1) от распределения скорости по сечению канала, которое характеризуется комплексом $U^{**}(\xi_1, \xi_2)$ и 2) от местоположе-



Фиг. 3. Зависимости от ξ_1 интенсивности компонент пульсаций скорости $\Sigma_i = \sigma_i \exp(c_i \xi_2) / U^{**}(\xi_1, \xi_2)$ в октанте квадратного канала при числе Рейнольдса $R = 83\,000$. Точки: 1 — $\xi_2 = 0.133$; 2 — $\xi_2 = 0.266$; 3 — $\xi_2 = 0.4$; 4 — $\xi_2 = 0.533$; 5 — $\xi_2 = 0.666$; 6 — $\xi_2 = 0.8$

ния рассматриваемой точки в потоке, которое определяется безразмерными координатами ξ_1 и ξ_2 . Интересно отметить, что наблюдается раздельное влияние этих факторов на величину $\sigma_i(\xi_1, \xi_2)$, несмотря на различие геометрии каналов, наличие вторичных течений и существенного изменения чисел Рейнольдса (от $7.5 \cdot 10^4$ до $2.4 \cdot 10^5$). Это обстоятельство, по-видимому, дает возможность применить соотношение (8) для расчета распределения интенсивности пульсаций скорости в других сложных каналах.

Поступило 18 VIII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Laufer J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. NACA, Rep., 1954, No. 1174.
2. Reichardt H. Messungen turbulenter Schwankungen, Naturwiss. 1938, vol. 26, No. 2, p. 404—408.
3. Laufer J. Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel. NACA, Rep., 1951, No. 1053.
4. Comte-Bellot G. Contribution a l'etude de la turbulence de conduite. Theses pour obtenir le grade de docteur es sciences, Grenoble, 1963.
5. Brundrett E., Baines W. D. The production and diffusion of vorticity in duct flow. Journal of fluid mechanics, 1964, vol. 19, No. 3, p. 375—394.
6. Креммерс К., Эккерт Е. Измерение с помощью термоанемометра характеристик турбулентного воздушного потока в канале треугольного поперечного сечения. Сб. «Прикладная механика», 1962, сер. Е, т. 29, № 4.
7. Rodet E. Etude de l'ecoulement d'un fluide dans un tunnel prismatique de section trapezoidale. Theses pour obtenir le grade de docteur es sciences physiques, Grenoble, 1958.
8. Хинце И. О. Турбулентность, М., Физматгиз, 1963.
9. Brighton J. A., Jones J. B. Fully developed turbulent flow in annuli. Trans. ASME, ser. D, 1964, vol. 86, No. 4, p. 835—844.
10. Prandtl L. Bemerkungen zur Theorie der freien Turbulenz. ZAMM, 1942, vol. 22, No. 5, p. 241.