

УДК 532.517

## ИНТЕНСИВНОСТЬ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА ЗА РЕШЕТКАМИ В ТРУБАХ

Ю. А. ИВАНОВ

(Москва)

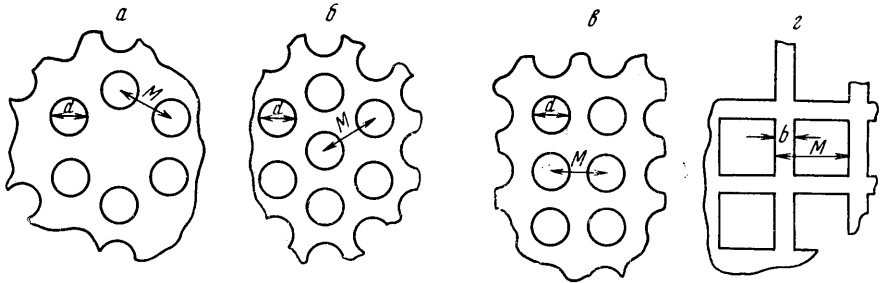
Измерены величины дисперсии  $\sigma^2$  распределения концентрации  $C(y)$  вещества, подмешиваемого в поток за турбулизирующими решетками в трубе. Примесь (гелий) вводилась в поток воздуха через тонкую трубку, установленную непосредственно за одним из отверстий решетки. Методом диффузии гелия измерялась интенсивность  $\epsilon$  турбулентных пульсаций скорости потока за решеткой. На основании этих измерений даны оценки величин коэффициента турбулентной диффузии  $D$  и диффузионного масштаба турбулентности  $l$ .

Характеристики турбулентного потока за решетками в аэродинамических трубах исследовались, например, в [1-3]. В меньшей степени изучен процесс турбулентной диффузии за решетками.

Наибольший интерес для практики представляет течение непосредственно за решеткой, но в большинстве работ измерения проводились на расстоянии  $x$  от решетки, превышающем  $(10-20)M$ , где  $M$  — расстояние или «шаг» между центрами отверстий решетки. Кроме того, исследованные решетки обладали, как правило, малым гидравлическим сопротивлением, а интенсивность турбулентности потока перед ними была значительно ниже, чем перед техническими смесительными устройствами.

1. Исследовалось течение за решетками в круглых трубах диаметром 105 и 180 мм. Решетки представляли собой равномерно перфорированные металлические диски, взаимное расположение отверстий которых показано на фиг. 1.

Исследовано 16 решеток:  $a$  — №№ 1 — 4 с «сотовым»,  $b$  — №№ 5 — 8, 10 — 16 с «треугольным» и  $c$  — № 9 с «квадратным» расположением отвер-



Фиг. 1

стий. На фиг. 1 показана также схема исследованных в [4] решеток, собранных из отдельных стержней. Отверстия этих решеток были квадратными. Данные, полученные в [4], используются ниже. Основные параметры —  $M$ , диаметр  $d$  и число  $n$  отверстий, степень загромождения  $S$  решеткой трубы (т. е. отношение площади поперечного сечения трубы, занятой металлом решетки к площади всего сечения) даны в таблице. Там же приведены диапазон изменения  $M$ ,  $S$  и диаметры стержней  $b$  исследованных в [4] шести решеток.

Опыты проводились при скорости потока 10–20 м/сек, давлении и температуре воздуха, близких к нормальным.

В случае однородной изотропной турбулентности зависимость от параметров турбулентности  $\epsilon$ ,  $D$ ,  $l$  описывается основным уравнением турбулентной диффузии

$$\sigma^2 = 2\langle v'^2 \rangle \int_0^t d\tau_1 \int_0^{\tau_1} R(\tau) d\tau \quad (1.1)$$

Здесь  $R(\tau)$  — лагранжев коэффициент корреляции,  $v'$  — пульсационная скорость;  $t$ ,  $\tau$  — время. Угловые скобки означают осреднение по времени.

При условии малых  $t$  или  $x$  ( $x = Ut$ ,  $U$  — средняя скорость потока) из (1.1) следует выражение, обычно применяемое при определении  $\epsilon$

$$\epsilon = v/U = \sigma/x \quad (v = \langle v'^2 \rangle^{1/2}) \quad (1.2)$$

При больших  $x$  решение (1.1) может быть представлено в виде

$$D/U = \epsilon l = 1/2 d\sigma^2/dx \quad (1.3)$$

Величина  $\sigma$  практически определяется по размыванию струйки примеси, введенной в поток через источник малого размера. Экспериментально установлено, что в потоке за решеткой распределение концентрации примеси  $C(y)$  за источником в поперечном к потоку направлении  $y$  хорошо описывается кривой Гаусса

$$C(y) = C(0) \exp(-y^2/2\sigma^2) \quad (1.4)$$

Это обстоятельство позволяет определять величину  $\sigma$  как полуширину профиля  $C(y)$  при  $C(y) \approx 0.607 C(0)$ .

Зависимости  $\sigma(x)$  и коэффициент турбулентной диффузии  $D$  определялись в опытах, когда гелий вводился в поток через трубку диаметром 1 мм, установленную непосредственно за центральным отверстием решетки, а при измерениях  $\epsilon$  такой же источник гелия помещался в разных местах потока. В первом случае профили концентрации  $C(y)$  измерялись на разных расстояниях от источника гелия, во втором — расстояние между источником гелия и трубкой для отбора из потока газа (для определения в них концентрации гелия) было постоянным, равным 15–25 мм. Точность установки и перемещения насадков в направлении  $y$  составляла 0.05 мм, в направлении  $x$  — 0,5 мм.

Возможная относительная ошибка при измерении величины  $\epsilon$  не превышала 5%, а при измерениях  $D$  и  $l$  — 10–15%. Более подробно методика измерений и способы учета влияния на величину  $\sigma^2$  различных факторов описаны в [5].

№	Труба $d_T = 180$ мм										Труба $d_T = 105$ мм			Аэродинамическая труба [4]					
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	6 штук		
$M$ , мм	15	25	40	45	40	25	20	20	50	6	8	12	24	24	24	24		$M$ , мм	38—305
$d$ , мм	9	16	7	7	30	16	16	16	30	4	4	8	16	8	20	6		$b$ , мм	25—76
$S$	0.79	0.82	0.74	0.87	0.67	0.71	0.57	0.57	0.75	0.65	0.80	0.65	0.67	0.92	0.48	0.95		$S$	0.23—0.89
$n$	84	24	166	84	43	37	55	55	9	217	127	55	13	13	13	13			—

2. Некоторые результаты исследования структуры течения за исследуемыми решетками описаны в [6]. В частности, установлено, что при рассмотрении диффузионных свойств течения турбулентность за решеткой на достаточном удалении от стенок трубы можно считать однородной и изотропной при  $x \geq (2-3) M$ .

Показано также, что даже если источник примеси расположен непосредственно у решетки, то результаты измерения величин  $\sigma(x)$  при  $x > (2-3) M$  слабо зависят от того, находится источник за одним из отверстий решетки или между ними.

Интенсивность турбулентности потока за решеткой (за отверстиями) сначала увеличивается, а затем, достигнув определенного значения  $\epsilon_m$ , начинает уменьшаться. Практически на всем участке затухания зависимости  $\epsilon(x)$  и  $v(x)$ , измеренные за отверстием и за перемычками решетки, одинаковы ( $v$  — среднеквадратичная пульсация скорости).

Расстояние от решетки  $x_m$ , где интенсивность турбулентности достигает своего наибольшего значения  $\epsilon_m$ , определяется величиной  $M$  и, в некоторой степени, взаимным расположением и формой отверстий. Так, для решеток типа *a* и *b* (фиг. 1)  $x_m = (2-3) M$ , для решеток типа *в*  $x_m = (3-4) M$ . По-видимому, величина  $x_m$  может зависеть и от параметров потока (число Рейнольдса).

Прямой связи уровня  $\epsilon$  и  $\epsilon_m$  с величинами  $M$  и  $d$  не установлено, однако за геометрически подобными решетками ( $M/d = \text{const}$ ) зависимости  $\epsilon(x/M)$  и величины  $\epsilon_m$  одинаковы [6].

Изменение вдоль потока величины  $\sigma$  при  $x \leq (2-3) M$  удовлетворительно описывается выражением (1.2) при  $\epsilon = 1/2 (\epsilon_0 + \epsilon_m)$ , где  $\epsilon_0$  — интенсивность турбулентности потока перед решеткой. При  $x > (3-4) M$  более справедливо выражение (1.3).

3. Дальнейшие рассуждения о величине  $\epsilon_m$  основаны на предположении, что вся или почти вся энергия  $\Delta P$ , потерянная средним движением потока при протекании через решетку, переходит первоначально в энергию турбулентного движения. Но энергия турбулентных пульсаций в потоке за решеткой определяется не только перепадом давления на решетке  $\Delta P$ , но и энергией турбулентных пульсаций в потоке перед решеткой  $E_0$  и процессом вязкостной диссипации энергии. Тогда энергию турбулентных пульсаций в потоке за решеткой можно представить в виде суммы слагаемых

$$\frac{1}{2} \rho (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \approx \Delta P + E_0 + \langle e \rangle x / \langle U \rangle \quad (3.1)$$

где  $\rho$  — плотность;  $\langle e \rangle$ ,  $\langle U \rangle$  — средние на участке  $x$  скорости диссипации энергии и скорости потока;  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$  — составляющие среднеквадратичной пульсационной скорости по направлениям  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Но в потоке за решетками [3]

$$v_y^2 = v_z^2, \quad v_x^2 \approx \sqrt{2} v_y^2,$$

поэтому (3.1) можно для  $x = x_m$  записать в виде

$$B \rho v_m^2 \approx \Delta P + E_0 + \langle e \rangle x_m / U \quad (3.2)$$

Здесь и далее  $B$  — коэффициент пропорциональности, равный  $(2 + \sqrt{2}) / 2$ , если  $v_m$  — поперечная составляющая скорости, и  $(2 + \sqrt{2}) / 2\sqrt{2}$ , если  $v_m$  — продольная составляющая. Потери полного давления по [4]

$$\frac{\Delta P}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} = \left( \frac{1}{\mu(1-S)} - 1 \right)^2 \quad (3.3)$$

где  $U_0$  — скорость потока перед решеткой,  $\mu$  — коэффициент сжатия струи, вытекающей из отверстия решетки, при  $Re \geq 10^4$  [7]

$$\mu = \frac{1}{1 + 0.707 \sqrt{S}} + \frac{5}{\sqrt{Re}} \quad (3.4)$$

По полученным данным и данным [4] профиль скорости потока за решеткой на расстоянии  $x = x_m$  выравнивается не полностью. За центральным отверстием решетки, где проводились измерения, скорость равна (или несколько меньше)

$$U_m \approx 1/2(U_* + U_0) \quad (3.5)$$

Так как скорость потока в отверстиях решетки  $U_* = \mu U_0(1 - S)$ , то, подставив (3.3) в (3.2) и разделив (3.2) на  $\rho_m U_m^2 / 2$ , после элементарных преобразований получаем

$$B \epsilon_m^2 \approx f_s^2 + B \epsilon_0^2 + \frac{2 \langle e \rangle x_m}{\rho_m U_m^2 \bar{U}}$$

$$(f_s = 1 - \mu(1 - S) / 1 + \mu(1 - S)) \quad (3.6)$$

Если первый член правой части выражения (3.6) включает в себя лишь геометрические размеры решетки через  $S$  и параметры течения — через  $\mu$ , то второй и третий полностью или в большой степени определяются параметрами и структурой потока перед решеткой.

Скорость диссипации энергии турбулентного движения определяется соотношением

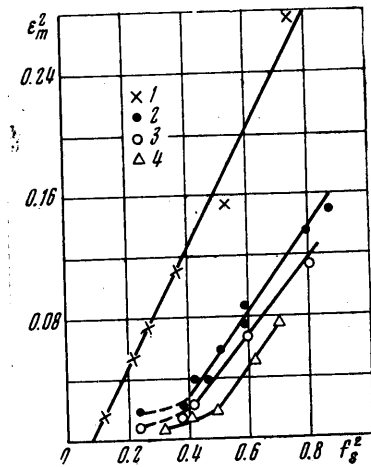
$$\langle e \rangle = B \rho d v^2 / dt = -A C \rho U^3 / L \quad (3.7)$$

При  $U = v$ ,  $L = l$  по данным измерений за решетками в аэродинамических трубах  $A$  равно или несколько меньше единицы, а по полученным здесь данным  $\sim 2/3$ . В рассматриваемом случае соотношение (3.7) можно использовать лишь для качественной оценки влияния на величину  $\langle e \rangle$  масштаба и интенсивности турбулентности. Подставляя (3.7) и (3.6), получим

$$\epsilon_m^2 = f_s^2 / B + \epsilon_0^2 + k \langle \epsilon \rangle^3 x_m / \langle l \rangle \quad (3.8)$$

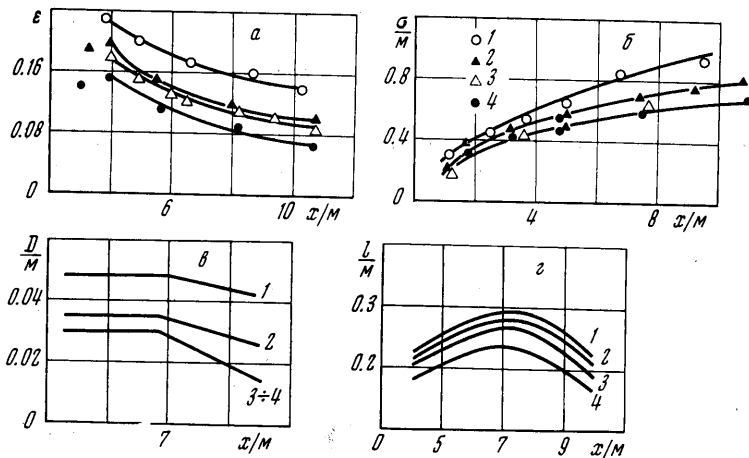
где  $k$  — неизвестный коэффициент,  $\langle \epsilon \rangle$  и  $\langle l \rangle$  — осредненные на участке  $x_m$  интенсивность и масштаб турбулентности, значения которых можно оценить лишь на основании экспериментальных данных. Результаты таких оценок излагаются в п. 6.

4. На фиг. 2 показаны полученные результаты измерений величин  $\epsilon_m$  за различными решетками и данные [4], представленные в виде зависимостей  $\epsilon_m^2$  от  $f_s^2$ . Измерения проводились при разных значениях параметров турбулентности  $\epsilon_0$  и  $l_0$  потока перед решетками. Данные измерений в аэродинамической трубе [4] — 1, в трубе диаметром 105 мм при  $\epsilon_0$  и  $l_0$  — 2 (0.14 и 4.5 мм), 3 (0.07 и 4.5) в трубе диаметром 180 мм с рядом мелких сеток перед решетками, 4  $\approx 0.07, 2.0$  мм.



Фиг. 2

Экспериментальные данные при  $\varepsilon_m^2 > 0.02$  обобщаются прямыми, тангенс угла наклона которых равен 0.28 — 0.30 (измерения в обычных трубах) и  $\sim 0.40$  (данные [4]). Различие в углах наклона аппроксимирующих прямых обусловлено тем, что в [4] измерялись в помощью термоанемометра продольная составляющая пульсационной скорости, а при измерениях диффузионным методом — поперечная. Заметим, что полученные выше коэффициенты, определяющие наклон прямых на фиг. 2, должны совпадать



Фиг. 3

с величиной  $1/B$  в (3.8). Подобное распределение энергии между составляющими пульсационной скорости можно считать дополнительным свидетельством близости к изотропии турбулентности за исследуемыми решетками при  $x > x_m$ .

Изменение  $\varepsilon$  вдоль потока при  $x \leq (1.5-2)d_T$ , где  $d_T$  — диаметр трубы, хорошо описывается известным соотношением

$$\varepsilon^2 \sim (x/M)^{-n} \quad (4.1)$$

Величина показателя степени  $n$  в (4.1) для зависимостей, полученных в опытах с решетками №№ 3, 7, 10—15, равна 1.0—1.2, что согласуется с данными других работ. За остальными решетками, создающими большое «затемнение» потока у стенок трубы,  $n = 0.8-0.9$ . В этом случае в центральной части трубы течение за решеткой замедляется: из-за наличия зон циркуляции у стенок трубы площадь поперечного сечения, занятая прямым током, с удалением от решетки увеличивается.

При  $x > (1.5-2)d_T$  скорость затухания  $\varepsilon$  с удалением от решетки значительно замедляется, а в некоторых случаях, особенно за решетками, для которых  $n < 1$ , наблюдается даже некоторое повышение уровня  $\varepsilon$  [8].

В [8] была проведена аналогия между этим явлением и известным рядом работ увеличением интенсивности турбулентности на начальном участке свободной турбулентной струи. По-видимому, уровень  $\varepsilon(x)$  при  $x = (1.5-2)d_T$  определяется как уровнем  $\varepsilon$  при  $x = (1.5-2)d_T$ , так и условиями течения у стенок трубы. Это подтверждается известным фактом, что на больших расстояниях от решетки уровень  $\varepsilon$  тем выше, чем меньше диаметр трубы.

5. Турбулентность потока перед решеткой заметно влияет не только на  $\varepsilon$ , но и на другие параметры турбулентного переноса — коэффициент турбулентной диффузии  $D$  и масштаб турбулентности  $l$ . Экспериментальная

проверка этого явления проведена в данной работе. Величины  $\epsilon_0$  и  $l_0$  менялись постановкой дополнительных сеток или решеток.

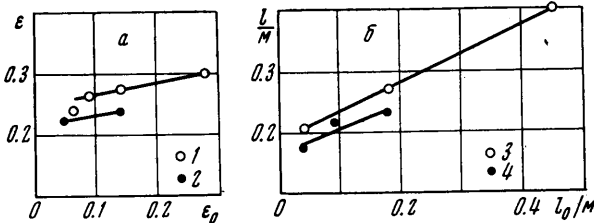
Влияние параметров  $\epsilon_0$  и  $l_0$  на  $\epsilon_m$  проиллюстрировано на фиг. 2. Можно видеть, что уровень  $\epsilon_m$  за решетками в обычных трубах тем выше, чем больше  $\epsilon_0$ . Однако за решетками в аэродинамической трубе  $\epsilon_m$  при тех же условиях оказывается много выше, хотя  $\epsilon_0$  здесь на порядок ниже, чем перед решетками в обычных трубах. Очевидно, такое различие в величинах  $\epsilon_m$  обусловлено различными величинами масштабов  $l_0$  перед решетками и  $l$  за решетками и, согласно (3.8), разной скоростью диссипации энергии на участке  $x_m$ . Если за решетками в аэродинамических трубах средняя скорость диссипации энергии на участке  $x_m$  много меньше, то за решетками в обычных трубах она сравнима со скоростью диссипации энергии при  $x > x_m$ .

На фиг. 3 приведены данные измерений интенсивности турбулентности (а) и дисперсии  $\sigma^2$  распределения примеси (б) за решеткой № 13 при различных уровнях  $\epsilon_0$  перед решеткой. Величина  $l_0$  в этих опытах была постоянной, равной  $\sim 4.5$  мм, а  $\epsilon_0 = 0.28$  (1), 0.14 (2), 0.09 (3), 0.07 (4).

Видно, что увеличение  $\epsilon_0$  приводит к некоторому повышению уровня  $\epsilon(x)$  и  $\sigma(x)$  за решеткой.

На фиг. 3, в и г показаны также результаты определения с помощью формулы (1.3) по данным  $\epsilon(x)$  и  $\sigma(x)$  величин  $\langle \epsilon \rangle$  и  $l/M$  (г). Относительная ошибка таких вычислений может достигать 10–15%, тем не менее полученные зависимости позволяют оценить влияние  $\epsilon_0$  на величину коэффициента турбулентной диффузии и масштаба турбулентности за решеткой.

Итак, на уровень интенсивности турбулентности за решеткой оказывают существенное влияние как интенсивность  $\epsilon_0$ , так и масштаб  $l_0$  турбулентности потока перед решеткой. Величина же  $l/M$  сильно зависит от  $l_0$  и весьма слабо от  $\epsilon_0$ . Последнее иллюстрируется как фиг. 3, г, так и фиг. 4, где приведены величины  $l/M$ , измеренные за решеткой № 13 на расстоянии  $x/M = 7.0$  при разных значениях  $l_0 = 4.5$  (1), 1.5 мм (2) и  $\epsilon_0 = 0.14$  (3), 0.07 (4).



Фиг. 4

6. Полученные экспериментальные данные позволяют оценить величины коэффициента  $k$  и параметров  $\langle \epsilon \rangle$  и  $\langle l \rangle$ , входящих в последний член правой части выражения (3.8). Представляя  $\langle \epsilon \rangle$  и  $\langle l \rangle$  как среднеарифметическое  $\epsilon_0$  или  $l_0$  и соответственно некоторых средних на участке  $x_m$  величин  $\epsilon$  или  $l$ , обусловленных только влиянием решетки, а  $x_m$  выразив через  $M$ , можно после несложных преобразований получить выражение, связывающее  $\epsilon_m$  с  $\epsilon_0$  и  $l_0$ .

Подбором коэффициентов было получено следующее выражение, наиболее удачно описывающее все экспериментальные точки

$$\epsilon_m^2 = \frac{f_s^2}{B} - \epsilon_0^2 - \frac{2}{3} \frac{0.4^3 + \epsilon_0^3}{0.2 + l_0/M} \quad (6.1)$$

Величины 0.4 и 0.2, входящие в числитель и знаменатель последнего члена (6.1), можно трактовать соответственно как интенсивность турбулентности в зоне смешения струй, вытекающих из отверстий решетки, и как  $l/M$  непосредственно за решеткой [<sup>4</sup>]. Коэффициент  $2/3$  практически соответствует  $A$  в (3.7).

Выражение (6.1) весьма приближенно, тем не менее оно может быть использовано для оценок интенсивности турбулентности за решетками и другими смесительными устройствами.

Необходимо отметить, что результаты получены при условии, когда  $\epsilon$  и  $\epsilon_0$ ,  $l$  и  $l_0$  — величины одного порядка. Насколько справедливы сделанные в работе выводы для случая существенно различных величин интенсивности или масштаба турбулентности до решетки и за ней, пока не ясно.

Правда, для решеток в аэродинамических трубах [<sup>4</sup>], где  $\epsilon_0 \ll \epsilon_m$ , экспериментальные точки, представленные на фиг. 2, при условии  $\epsilon_0 < 0.01$  и  $l_0/M = 0.4-0.5$  хорошо описываются выражением (6.1).

Поступила 10 VIII 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Batchelor G. K., Townsend A. A. Decay of vorticity in isotropic turbulence. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1947, p. 190.
2. Van der Hegge Zijnen B. G. Measurements of the intensity, integral scale and microscale of turbulence downstream of the three grids in a stream of air. Appl. Sci. Res., Ser. A, 1958, vol. 7, No. 2—3.
3. Uberoi M. S. Energy transfer in isotropic turbulence. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 8.
4. Baines W. D., Peterson E. G. An investigation of flow through screens. Trans. ASME, 1951, vol. 73, No. 5.
5. Иванов Ю. А., Крашенинников С. Ю. К вопросу об определении характеристик турбулентности с помощью диффузионных измерений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.
6. Иванов Ю. А. Диффузия примеси в потоке за турбулизирующими решетками. Инж.-физ. ж., 1970 т. 19, № 5.
7. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям М.—Л., Госэнергоиздат, 1960.
8. Галюн И. И., Иванов Ю. А. Интенсивность турбулентности в ядре затопленной струи и за решетками. Инж.-физ. ж., 1969, т. 6, № 5.