

Отсюда

$$z = \int_0^w \frac{dw}{\sqrt{1 - 2w^3/3}} \quad (9)$$

Граничные условия при  $\eta = \eta_*$  приводят к следующим формулам для определения постоянных  $c$  и  $z_*$  (значение  $z$  на внешней границе):

$$z_* = \int_0^{w_*} \frac{dw}{\sqrt{1 - 2w^3/3}} \quad c = 1/2c_*^6, \quad c_* = \int_0^{w_*} \frac{w dw}{\sqrt{1 - 2w^3/3}}, \quad w_* = (3/2)^{1/3}$$

Легко видеть, что несобственные интегралы в представленных выше формулах сходятся. Вычисления дают следующие значения постоянных:

$$z_* = 1.6, \quad c = 0.24, \quad \eta_* = 1.31$$

Отметим свойства профиля скорости, вытекающие из формулы (9).

1. При удалении от стенки скорость монотонно возрастает, а напряжение трения убывает.

2. Направление выпуклости профиля скорости не меняется.

График зависимости  $W = W(z)$  представлен на фиг. 2. Из формул (5) следует, что на достаточном удалении от точки коэффициент трения на стенке  $c_f$ , продольная составляющая вектора скорости на внешней границе  $u_*$ , число Рейнольдса  $R$  и импульс  $J$  изменяются следующим образом:

$$\left( c_f = \nu u_*^2 \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad R = \frac{u_* \delta}{\nu}, \quad J = (2\pi x)^j \int_0^\delta u^2 dy \right)$$

$$c_f = 0.862 \frac{\nu}{G}, \quad u_* = 0.897 \frac{G^2}{\nu x}, \quad R = 1.627 \frac{G}{\nu}, \quad J = 0.693 \frac{G^3}{\nu x} \quad (j = 0)$$

$$c_f = 0.862 \frac{\nu x}{G}, \quad u_* = 2.69 \frac{G^2}{\nu x^3}, \quad R = 3.07 \frac{G}{\nu x}, \quad J = 13.07 \frac{G^3}{\nu x^3} \quad (j = 1)$$

В осесимметричном случае приведенное решение не может быть применимо при сколь угодно больших значениях  $x$ , так как  $R \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$  (т. е. может иметь место течение Стокса). Кроме того, и в плоском, и в осесимметричном случаях на большом удалении от точки  $O$  должно быть существенным влияние силы тяжести.

Полученное решение может быть приближенно сращено с начальным участком струи в некотором сечении  $x_2 > x_1$  (фиг. 1). Условия сращивания определяют постоянную  $b$ , входящую в формулы (5).

Авторы благодарят Л. Г. Фролова за проведение расчетов.

Поступило 30 X 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Акатнов Н. И. Распространение плоской ламинарной струи несжимаемой жидкости вдоль твердой стенки. Тр. Ленингр. политехн. ин-та, Энергомашиностроение, Техн. гидромеханика, № 5, М.—Л., 1953, стр. 24—31.
2. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, ч. 2. М., Физматгиз, 1963.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В СЛЕДЕ ЗА ТОНКИМИ ПЛАСТИНАМИ

А. Н. СЕКУНДОВ, О. В. ЯКОВЛЕВСКИЙ

(Москва)

Приводятся результаты экспериментального исследования структуры течения в следе за тонкими пластинами при различных значениях числа Рейнольдса. Анализируется область неавтономного течения на переходном и турбулентном режимах течения в следе. Результаты измерений полей скорости, температуры, интенсивности и масштаба турбулентности сопоставляются между собой для различных режимов течения в следе за пластиной, а также с данными других авторов для следа за цилиндром.

Экспериментальному исследованию следа за цилиндром посвящено много работ [1-3], в которых измерены поля скорости, температуры, различных характеристик турбулентности. Значительно меньше данных имеется в литературе относительно следа за тонкими телами и пластинами, т. е. в том случае, когда реализуется безстррунное обтекание тела, а формирование следа обусловлено наличием пограничного слоя на самом теле. Известные работы [6, 7] посвящены в основном переходному режиму течения, когда исходные пограничные слои ламинарны и переход к турбулентному течению происходит на некотором расстоянии от тела, в следе за ним. Между тем с практической точки зрения более распространенным является, по-видимому, случай следа за пластиной с турбулентными пограничными слоями. Подобного рода течение образуется, например, за кромкой сопла, из которого вытекает струя в спутный поток той же скорости. Как известно [8, 9], наличие при этом заметного перемешивания струи со спутным потоком объясняется сравнительно высокими значениями коэффициентов переноса в следе за кромкой. При этом важно знать величины коэффициентов переноса, отличия следов за различными телами, протяженности областей неавтомоделного течения в следе и т. д.

1. Экспериментальное исследование проводилось в аэродинамической трубе с рабочей частью квадратного сечения  $100 \times 100$  мм<sup>2</sup>. Поток в канале создавался при помощи квадратного сопла с поджатием по площади, равным примерно 5; вверх по течению от сопла в ресивере были установлены решетка, хонейкомб и детурбулизирующая сетка с ячейкой  $0.3 \times 0.3$  мм<sup>2</sup>. Интенсивность турбулентности по продольной составляющей скорости  $\epsilon_0$  ( $= 100 \langle u^2 \rangle^{1/2} / U_\infty$ ) в рабочей части аэродинамической трубы при значениях скорости потока  $U_\infty$ , равных 2 и 10 м/сек, составляла соответственно 0.2 и 0.32%. Отношение коэффициента турбулентной теплопроводности  $a_t$  (определенного методом диффузии тепла) к его молекулярному аналогу  $a$  было соответственно 1 и 7.

Измерения полей скорости и температуры производились в следе за цилиндрами различных диаметров ( $d = 1.8-5.0$  мм) и за тонкими пластинами обтекаемой формы различной длины  $l = 40, 120$  и  $270$  мм. Пластины имели острую заднюю кромку, а отношение их длины к толщине составляло 40:1. Источником тепла служила нихромовая нить диаметром  $0.05 \div 0.1$  мм, которая натягивалась непосредственно за исследуемым телом вдоль его размаха и нагревалась до температуры 400—500°С от источника постоянного тока. Поля полных давлений измерялись при помощи электроиндукционного датчика типа ДМИ-И1, питаемого переменным током частотой 8 кГц. Поля температур измерялись при помощи малоинерционного (постоянная времени  $\sim 0.02$  сек) термометра сопротивления, питаемого от звукового генератора током с частотой 200—500 Гц. Сигналы с датчиков давления и температуры поступали на вход узкополосных усилителей ТУ-6М и СИ-15/5 соответственно.

Поля скорости и характеристики турбулентности определялись при помощи двухканальной аппаратуры, собранной на базе двух термоанемометров УТА-5 с постоянной температурой нити<sup>1</sup>. Использование X-образного датчика с вольфрамовыми нитями (диаметр 0.015 мм, длина 2 мм), расположенными в плоскости, параллельной направлению средней скорости течения, позволило выделить мгновенные значения электрических сигналов, пропорциональных либо продольным ( $u$ ), либо поперечным ( $v$ ) составляющим пульсационной скорости. Среднеквадратичный уровень пульсаций ( $\epsilon_u = 100 \langle u^2 \rangle^{1/2} / U$ ) измерялся при помощи квадратичного вольтметра ВЗ-6. Временные интегральные ( $T$ ) и микромасштабы ( $\tau$ ) турбулентности определялись по методике, предложенной А. А. Таунсендом [10] и основанной на применении фильтра низкой частоты и дифференцирующей цепочки. Пространственные масштабы вычислялись по формулам  $L_v = \tau_u U$  и  $\lambda_u = \tau_u U$ , где  $U$  — местное значение средней скорости в данной точке потока, а индексы  $u$  и  $v$  соответствуют составляющей скорости, по которой измерялся масштаб.

В процессе экспериментов сигналы от всех датчиков детектировались, осреднялись и подавались на самописцы типа ЭПП-09; передвижение бумажной ленты самописца было синхронизировано с перемещением датчиков поперек потока в аэродинамической трубе. Зафиксированные на ленте поля подвергались дальнейшей обработке. Вся система измерений обладала довольно высокой чувствительностью (давление до 0.1 мм рт. ст.; температура до 0.05°С; интенсивность турбулентности до 0.1—0.2% и несколько худшей точностью измерений (5 ÷ 10%) в основном из-за временного дрейфа характеристик датчиков и усилительной аппаратуры.

Измерение полей температуры показало, что, несмотря на некоторую трансформацию их по мере удаления от тела, приближенно они могут быть описаны экспоненциальной зависимостью типа

$$\Delta T^\circ \equiv (T - T_\infty) / (T_m - T_\infty) = \exp(-y^2 / Y^2) \quad (1.1)$$

Здесь  $T_\infty$  — температура невозмущенного потока,  $T_m$  — температура на оси следа,  $y$  — поперечная координата, отсчитываемая от оси следа, а  $Y$  — характерная ши-

<sup>1</sup> Схема и конструкция термоанемометра УТА-5 разработана И. С. Егоренковым.

рина профиля температуры. Величина  $Y^2$  совпадает с дисперсией профиля температуры [10]

$$Y^2 = \int_0^{\infty} y^2 \Delta T^{\circ} dy / \int_0^{\infty} \Delta T^{\circ} dy \quad (1.2)$$

если профиль  $\Delta T^{\circ}$  описывается зависимостью (1.1). При обработке большинства экспериментальных данных величина  $Y^2$  определялась на основании соотношения (1.1), так как лишь в отдельных случаях в непосредственной близости от задней кромки пластины профили температур заметно отклонялись от зависимости (1.1) и результаты вычисления  $Y^2$  по формулам (1.1) и (1.2) не совпадали. Изучение поведения величины  $Y$  показало, что она сильно зависит от скорости потока и различна для цилиндра и пластин. Для сопоставления этих данных введем характерный для следа линейный размер — толщину потери импульса

$$\delta = \int_{-\infty}^{\infty} U(U_{\infty} - U) dy / U_{\infty}^2 \quad (1.3)$$

При обтекании цилиндра безграничным потоком эта величина связана с коэффициентом сопротивления простым соотношением:  $C_f = 2\delta/d$ . Для цилиндра в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса по многочисленным экспериментальным данным (см., например, работу [11])  $C_f \approx 1$ . Удобство величины  $\delta$  состоит в том, что, начиная с некоторого удаления от тела (когда давление в следе постоянно), она не зависит от расстояния. Поэтому в дальнейшем при построении безразмерных параметров будем пользоваться величиной  $\delta$  в качестве характерного размера; введем обозначения:

$$R = U_{\infty} \delta / \nu, \quad x^{\circ} = x / \delta, \quad Y^{\circ} = Y / \delta, \quad a_i^{\circ} a_t / U_m \delta, \dots$$

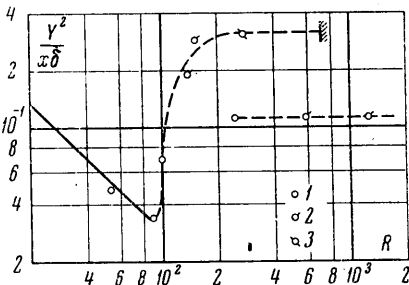
Исследование следа за цилиндром показало, что при  $R \leq 40$  течение в следе является ламинарным, в диапазоне  $40 < R < 200$  — переходным, а при  $R > 200$  — численно турбулентным и почти не зависит от числа Рейнольдса. Эти результаты совпадают с известными данными работы [1]. Обращаясь к случаю следа за продольно обтекаемыми пластинами, заметим, что удобной характеристикой интенсивности его утолщения может служить величина  $Y^2/x\delta$ . Используя теоретические решения для следа за цилиндром [11], нетрудно показать, что при ламинарном режиме течения в следе на большом удалении от тела

$$Y^2/x\delta = 2(PR)^{-1} \quad (1.4)$$

где  $P$  — число Прандтля. При развитии турбулентного течения выражение (1.4) изменяется

$$Y^2/x\delta = \text{const} \approx 0.1 \quad (1.5)$$

На фиг. 1 представлена зависимость от числа  $R$  комплекса  $Y^2/x\delta$ , вычисленного по параметрам следа за пластиной в сечении  $x^{\circ} = 300$ ; цифры 1, 2, 3 соответствуют пластинам различной длины  $l$ , которая составляла 40, 120 и 270 мм. Видно, что вплоть до значения  $R \approx 90$  поведение этого комплекса подчиняется закономерностям ламинарного следа и описывается соотношением (1.4), которому на фиг. 1 соответствует сплошная линия. При  $R = 90-120$  ламинарное течение в следе теряет устойчивость и переходит к новому режиму, который сохраняется, по крайней мере, в диапазоне  $120 < R < 270$ . Этот режим соответствует ламинарному пограничному слою на пластине и турбулентному течению в следе. По-видимому, верхний предел значения  $R$ , при котором возможно существование этого режима течения, может быть увеличен: так, в работе [7] подобное течение существовало при  $R \approx 620$ . Известно также [11], что специальными мерами (например, уменьшением уровня возму-



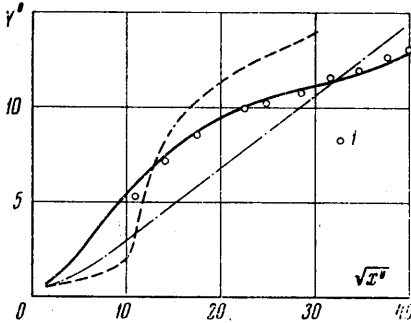
Фиг. 1

<sup>1</sup> Это не ограничивает общности; аналогичные результаты получаются и при рассмотрении свойств потока в других сечениях.

щений в потоке) можно затянуть ламинарный режим течения в пограничном слое до еще больших чисел Рейнольдса. Поэтому верхнюю границу рассматриваемого режима течения, проведенную на фиг. 1 при  $R \approx 700$ , следует считать условной. В указанном диапазоне изменения  $R$  значение комплекса  $Y^2/x\delta$  не зависит от  $R$  и составляет примерно 0.3.

Для различных исследованных пластин и уровней возмущений в потоке при  $R = 240-600$  пограничный слой на пластине теряет устойчивость и переходит в турбулентный; этот переход можно зафиксировать по изменению формы профиля скорости в кормовой части пластины и по показаниям термоанемометра. При  $R > 600$  в опытах течение в исходном пограничном слое на пластинах, как и в следе, было чисто турбулентным, а значение параметра  $Y^2/x\delta$  опять становилось независимым от числа  $R$ , причем  $Y^2/x\delta \approx 0.1$ , что совпадает со значением, характерным для развитого турбулентного следа (1.5).

Ниже приводятся экспериментальные данные для трех различных режимов течения в следе при следующих значениях параметров ( $U_\infty$ , м/сек;  $\delta$ , мм;  $R$ ): 1) турбулентный след за цилиндром диаметром 5 мм (2, 2.5, 370); 2) след за пластиной длиной 120 мм с ламинарным пограничным слоем (2, 1.05, 155); 3) след за пластиной длиной 120 мм с турбулентным пограничным слоем



Фиг. 2

(10, 0.98, 730). Экспериментальные данные для этих режимов представлены на фиг. 2-7 соответственно сплошными, штриховыми и штрих-пунктирными линиями. Данные других авторов на этих фигурах обозначены следующими значками: 1 — А. А. Таунсенда [2], 2 — Ю. Г. Захарова [4], 3 — Л. Н. Ухановой [5].

2. При рассмотрении характерной ширины теплового следа  $Y^0$  прежде всего обращает на себя внимание существенно различное поведение зависимости  $Y^0(x^0)$  для трех выбранных режимов (фиг. 2) во всем исследованном диапазоне  $x^0$  (вплоть до  $x^0 \approx 1000$ ). Так, на близких расстояниях (порядка  $x^0 = 100$ ) дисперсия в следе за цилиндром (режим 1) в несколько раз превышает дисперсию в следе за пластиной с ламинарным исходным пограничным слоем. В работе А. А. Таунсенда [4] приводятся данные о дисперсии профиля скорости; ими можно воспользоваться для сравнения с нашими результатами, если на основании сопоставления полей скорости и температуры в следе, приведенных в статье [3], принять, что ширина теплового следа примерно в  $\sqrt{2}$  раз больше, чем динамического. Данные работы [4] с этим коэффициентом пересчета представлены на фиг. 2 светлыми кружками. Сравнение показывает, что результаты измерений А. А. Таунсенда, полученные при  $R = 680$ , хорошо согласуются с нашими.

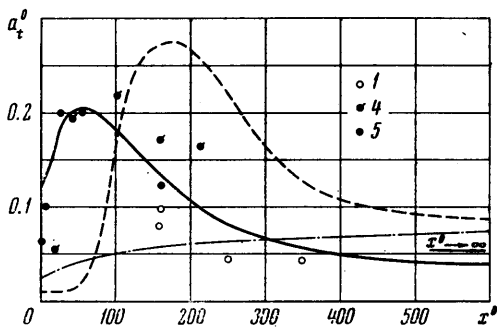
Известно [10], что зависимость дисперсии тепла или примеси от расстояния до источника дает возможность определить коэффициент турбулентной теплопроводности  $a_t$  (или что практически то же самое, коэффициент турбулентной диффузии) по формуле

$$a_t = 0.5U_m \lim_{x \rightarrow \infty} dY^2/dx \quad (2.1)$$

Формулой (2.1) можно пользоваться, если выполняется ряд условий и, прежде всего, условие однородности характеристик турбулентности, ибо иначе не удастся определить значение предела. Кроме того, не менее важным требованием является условие отсутствия влияния на величину  $Y$  молекулярной теплопроводности. Строго говоря, в описываемых опытах оба этих условия выполнялись не всегда. Однако имеются некоторые качественные соображения, позволяющие воспользоваться модифицированным соотношением (2.1), в котором предел заменяется текущим значением производной. Так, анализ результатов работы [12], посвященной определению диффузии тепла в потоке за решеткой, показывает, что значение производной  $dY^2/dx$  слабо меняется, начиная с такого значения  $x$ , при котором дисперсия  $Y$  становится соизмерима (или больше) с поперечным масштабом турбулентности. Иными словами, речь идет о таком сечении, в котором тепло распространяется на большое количество турбулентных молей и процесс его дальнейшего переноса носит диффузионный характер. Если расположить нить, служащую источником тепла, вблизи тела, то значение  $Y$  весьма скоро (при  $x^0 = 50-100$ ) станет равным поперечному масштабу турбулентности (ср. фиг. 2 и 6). Что касается влияния молекулярной теплопроводности, то в развитом турбулентном следе по данным работы [10] значение  $a_t$

составляет примерно  $a_t = 0.03 aR$ . Следовательно, за исключением режима 2, во всех остальных случаях величина  $a_t$  более чем в 10 раз превышает  $a$ , и есть основание пренебречь влиянием молекулярных эффектов.

На фиг. 3 представлены результаты обработки экспериментальных данных о дисперсии по модифицированной формуле (2.1). В следе за цилиндром и пластиной с ламинарным исходным пограничным слоем (режимы 1 и 2) текущие значения  $a_t^\circ$  могут быть в 3—4 раза больше, чем значения  $a_t^\circ$  при  $x^\circ \rightarrow \infty$ . Естественно предположить, что при  $x^\circ \rightarrow \infty$  предыстория течения не играет роли, и диффузия в нем определяется из соображений размерности скоростью потока  $U_\infty$  и линейным размером  $\delta$ , которые в рассматриваемом течении постоянны. Это предположение совпадает с результатом, вытекающим из формул Прандтля [10] для автомодельной области течения в плоском следе и подтверждается опытными данными, из которых следует, что  $a_t^\circ \rightarrow \text{const}$ , причем величина этой константы составляет  $a_t^\circ \approx 0.06$ . Интересно отметить, что на значительном протяжении следа наименьшие значения  $a_t^\circ$  наблюдаются в случае пластины с турбулентным пограничным слоем (режим 3).



Фиг. 3

Для неавтомодельной области течения в следе, т. е. для относительно небольших расстояний от тела, опытные данные о величинах  $a_t^\circ$  практически отсутствуют. Исключение составляет лишь работа [2], в которой приводятся результаты измерений при помощи термоанемометра турбулентной вязкости  $\nu_t$  в следе за цилиндром при  $R = 4200$ . Значения  $a_t = 2\nu_t$  (соответствующие величине турбулентного числа Прандтля  $P_t = 0.5$ ), вычисленные по данным этой работы, представлены светлыми кружками на фиг. 3. Как видно, они лежат ниже экспериментальной кривой, полученной в данной работе. Возможно, это связано с влиянием числа Рейнольдса: в описываемых опытах число Рейнольдса было в 10 раз меньше, чем в опытах работы [2].

На тех же режимах течения в следе измерялись и различные характеристики турбулентности, что позволяло проверить некоторые модели, описывающие связь характеристик турбулентности с коэффициентами переноса. Известно, по крайней мере, два таких подхода. В первом из них [10] значение  $a_t$  связывается с интегральным масштабом  $L_v$  и интенсивностью  $\langle v^2 \rangle^{1/2}$  поперечных пульсаций скорости

$$a_t = \kappa L_v \langle v^2 \rangle^{1/2} \tag{2.2}$$

При втором подходе [13] делается попытка связать  $a_t$  с микромасштабом турбулентности  $\lambda_u$

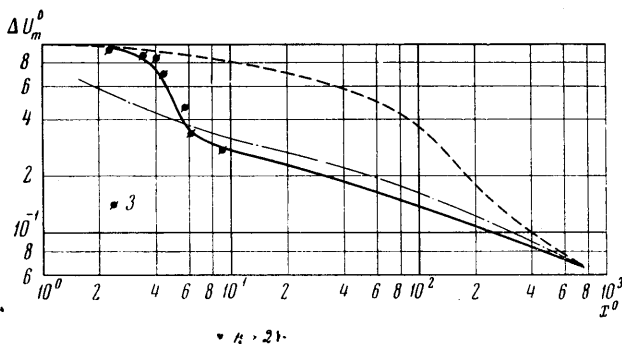
$$a_t = k \lambda_u^2 \langle v^2 \rangle / \nu \tag{2.3}$$

Расчетные значения  $a_t^\circ$ , полученные на основании опытных данных о  $\langle v^2 \rangle$ ,  $L_v$  и  $\lambda_u$  по формулам (2.2) и (2.3), представлены на фиг. 3 для течения в следе за цилиндром (режим 1) цифрами 4 и 5 соответственно. Значения постоянных в соотношениях (2.2) и (2.3) выбирались при этом из условия совпадения с экспериментальными данными для автомодельной области течения в следе и получились равными  $\kappa = 2$ ,  $k = 0.015$ . Несмотря на значительный разброс расчетных значений  $a_t^\circ$ , можно сделать вывод об удовлетворительном качественном совпадении их с результатами измерения  $a_t^\circ$  методом диффузии тепла на основании соотношения (2.1). Отмеченный вывод более основателен в отношении формулы (2.3).

Сопоставление полей осредненных значений скорости для различных режимов течения удобно провести на примере зависимости осевого дефекта скорости  $\Delta U_m \equiv (U_\infty - U_m) / U_\infty$  (где  $U_m$  — скорость на оси следа, а  $U_\infty$  — скорость невозмущенного потока) от продольной координаты  $x^\circ$  (см. фиг. 4). Прежде всего, отметим неожиданное совпадение этих зависимостей для следа за цилиндром и пластиной с турбулентным исходным пограничным слоем (режимы 1 и 3). Некоторое различие между ними наблюдается лишь на очень небольших расстояниях, при которых в следе за цилиндром может еще существовать зона обратных токов. Заметно отличается от этих зависимостей поведение осевой скорости в следе за пластиной с ламинарным исходным пограничным слоем (режим 2). Наличие на этом режиме участка ламинар-

ного течения в следе, характеризуемого относительно небольшими коэффициентами переноса, приводит к тому, что вплоть до  $x^\circ \approx 200 - 300$  дефект скорости в нем заметно больше, чем в случае режимов 1 и 3.

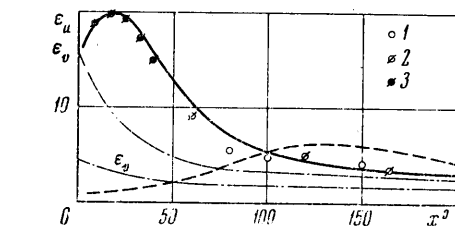
Таким образом, рассмотрение данных о характеристиках осредненного течения в следе, показывает, что область неавтономности по таким параметрам, как осевой



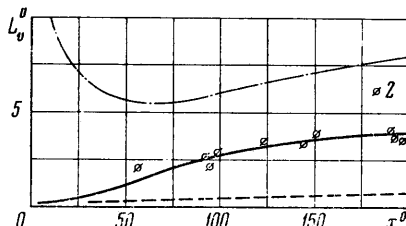
Фиг. 4

дефект скорости, дисперсия, коэффициент переноса, простирается вплоть до значений  $x^\circ$  порядка 500—1000.

3. Данные о структуре турбулентности на оси следа при различных режимах течения, представленные на фиг. 5—7, позволяют описать особенности развития этих течений более подробно. В следе за цилиндром (режим 1) из-за наличия отрыва потока и появления зоны обратных токов на малых расстояниях от тела течение имеет много общего с зоной смешения в затопленной турбулентной



Фиг. 5



Фиг. 6

струе: велик уровень турбулентных пульсаций скорости  $\epsilon_u$ , достигающий 20% (фиг. 5); масштабы растут вдоль потока, причем интегральный поперечный масштаб  $L_v^\circ$  увеличивается почти линейно с расстоянием от тела (фиг. 6). Эти данные хорошо согласуются с известными экспериментальными результатами А. А. Таунсенда [2], Ю. Г. Захарова [4] и Л. Н. Ухановой [5], которые также представлены на фиг. 5 и 6. Следует отметить хорошее совпадение на фиг. 6 масштабов, подсчитанных по вре-

менному масштабу  $T_v$ , с масштабами, измеренными в работе [4] путем раздвижения датчиков поперек потока.

Течение в следе за пластиной с первоначально ламинарным пограничным слоем (режим 2), хотя и теряет устойчивость сразу после схода с кромки пластины, однако процесс перехода к турбулентному течению занимает довольно протяжную область вплоть до  $x^\circ \approx 100 - 200$ . На этом участке в следе развиваются почти периодические колебания, интенсивность которых постепенно нарастает (фиг. 5), достигая максимальных значений  $\epsilon_u \approx 6 - 7\%$ . Поскольку на этом участке следа колебания носят почти чисто синусоидальный характер, интегральный масштаб оказывается близким к нулю (фиг. 6). В то же время продольный микромасштаб  $\lambda_u^\circ$  весьма велик, и для режима 2 из-за малости числа  $R$ , в соответствии с результатами работы [10], оказывается даже больше, чем в других исследованных случаях (фиг. 7).

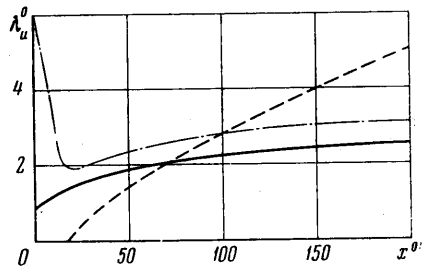
Наиболее сложный характер носит течение в следе за пластиной с турбулентным исходным пограничным слоем. Непосредственно за кромкой пластины при  $x^\circ < 50$  характеристики турбулентности определяются свойствами турбулентного пограничного слоя с присущей ему анизотропией всех свойств, что особенно заметно на примере распределения пульсаций скорости. Так, продольные пульсации скорости  $\epsilon_u$  значительно интенсивнее (в 2—4 раза) поперечных  $\epsilon_v$  (фиг. 5). По мере удаления от пластины течение перестраивается: масштабы турбулентности  $L_v^\circ$  и  $\lambda_u^\circ$  вначале падают, достигают минимума, а затем начинают возрастать (фиг. 6, 7).

Естественно, что на достаточно больших удалениях от обтекаемого тела почти все характеристики следа, такие как толщина  $Y^\circ$ , дефект скорости  $\Delta U_m^\circ$ , интенсивность пульсаций  $\epsilon_u$  и масштаб  $L_v^\circ$ , независимо от формы обтекаемого тела должны

стать некоторыми универсальными функциями, одинаковыми для всех исследованных режимов и вообще для любых режимов, при которых число Рейнольдса больше критической величины. Однако проведенное исследование ясно показывает, что течение в следе приобретает подобный характер лишь на удалениях, исчисляемых многими сотнями калибров толщины потери импульса, а при меньших значениях  $x^0$  течение очень сложно и различается в зависимости от формы обтекаемого тела.

Заканчивая анализ результатов проведенного исследования, необходимо сделать некоторые выводы относительно возможностей теоретического описания подобных течений. Прежде всего, опыты показали, что течение в следе при  $x^0 < 100$  существенно неавтономно и, следовательно, известные автономные решения [9, 11] неудовлетворительно описывают течение в этой области. Трудно также ожидать, что существующие способы замыкания уравнений Рейнольдса, приведут к желаемому результату, поскольку соотношения для турбулентной вязкости в том виде, в котором они используются в известной литературе [8, 10, 11] (например, формулы Прандтля и др.), не описывают того сложного изменения коэффициентов турбулентного переноса, которое наблюдается в реальном течении в следе за телом (фиг. 3). Видимо, необходимо использовать такие соотношения для турбулентной вязкости, которые связывали бы ее с локальными характеристиками турбулентности (см., например, работы [13, 14]) и, следовательно, правильно описывали сложную трансформацию потока, скажем, от течения в пограничном слое к течению в развитом следе.

Авторы искренне благодарны С. Ю. Крашенинникову и Л. Л. Бычковой за помощь в проведении работы.



Фиг. 7

Поступило 29 X 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Townsend A. A. The structure of turbulent shear flow. Cambridg. Univ. Press, 1956. (Рус. перев.: Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М., Изд-во иностр. лит., 1959.)
2. Townsend A. A. Momentum and energy diffusion in the turbulent wake of a cylinder. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1949, vol. 197, No. 1049.
3. Townsend A. A. The fully developed turbulent wake of a circular cylinder. Austr. J. Scien. Res., Ser. A, 1949, vol. 2, No. 4.
4. Захаров Ю. Г. Структура турбулентного следа за круглым цилиндром при поперечном обтекании. Тр. ЦАГИ, 1958, вып. 745.
5. Уханова Л. Н. Статистические характеристики плоского турбулентного следа на небольшом расстоянии от цилиндра. Сб. «Промышл. аэродинамика», вып. 27. М., «Машиностроение», 1966.
6. Hollingdale S. H. Stability and configuration of the wake produced by solid bodies moving through fluids. Philos. Mag. and J. Sci., Ser. 7, 1940, vol. 29, No. 194.
7. Sato H., Kuriky K. The mechanism of transition in the wake of a thin flat plate placed parallel to a uniform flow. J. Fluid Mech., 1961, vol. 11, pt 3.
8. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1961.
9. Abramovich G. N., Yakovlevsky O. V., Smirnova I. P., Secundov A. N., Krashennnikov S. Yu. An investigation of the turbulent jets of different gases in a general stream. Astron. Acta, 1969, vol. 14, No. 3.
10. Hinze J. O. Turbulence. An introduction to its mechanism and theory. New York a. o., McGraw-Hill, 1959. (Рус. перев.: Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.)
11. Schlichting H. Grenzschicht— Theorie. Karlsruhe, Braun, 1951. (Рус. перев.: Теория пограничного слоя. М., Изд-во иностр. лит., 1963.)
12. Townsend A. A. The diffusion behind a line source in homogeneous turbulence. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1954, vol. 224, No. 1159.
13. Karman Th. The fundamentals of statistical theory of turbulence. J. Aeronaut. Sci., 1937, vol. 4, No. 4.
14. Моин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности, ч. 1. М., «Наука», 1965.