

ЛИТЕРАТУРА

1. Ламб Г. Гидродинамика. М.: Гостехиздат, 1932.
2. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.
3. Новиков Е. А. Динамика и статистика системы вихрей. — ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1868.
4. Стокер. Волны на воде. Математическая теория и приложения. М.: ИЛ, 1959.
5. Burbea J. — In: Lecture Notes in Physics. Berlin — Heidelberg, N. Y.: Springer-Verlag, 1980, vol. 120, p. 276.

Поступила 12/III 1984 г.

УДК 532.517.4

СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ ПО ПРЯМОУГОЛЬНЫМ КАНАЛАМ, ВРАЩАЮЩИМСЯ ВОКРУГ ПОПЕРЕЧНОЙ ОСИ

В. В. Рис, Е. М. Смирнов, С. А. Смирнов

(Ленинград)

Развитое ламинарное течение и явления неустойчивости во вращающемся канале квадратного сечения изучались в [1]. Для турбулентного режима измерения развитого поля продольной составляющей скорости выполнены лишь для одной (центральной) плоскости [2]. В [3, 4] проведено численное моделирование турбулентного течения, однако примененная модель турбулентности ограничена малыми значениями параметра вращения.

Ниже излагаются результаты измерения полей осредненной скорости и интенсивности пульсаций продольной компоненты в течении по квадратному каналу, вращающемуся вокруг поперечной оси. На основе известной полуэмпирической модели второго порядка анализируются эффекты прямого воздействия силы Кориолиса на турбулентность. Обсуждается ряд общих особенностей структуры турбулентных течений по прямоугольным каналам с отношением сторон сечения порядка единицы.

1. Теоретический анализ. Изменения характеристик осредненного и пульсационного движений, вызванные вращением, для изотермических течений целиком обусловлены силой Кориолиса. Известны [5] два главных эффекта ее воздействия. Первый из них состоит в дополнительной турбулизации или, наоборот, стабилизации течения. В «чистом» виде этот эффект проявляется в плоскопараллельных течениях, плоскость которых нормальна к оси вращения [6]. Вторым эффектом является образование вторичных (поперечных) течений с существенным обратным влиянием на поток в основном направлении. В результате при достаточно быстром вращении канала в развитом потоке выделяется ядро, характеристики течения в котором слабо изменяются по направлению, параллельному оси вращения. Ядро заполняет большую часть поперечного сечения канала и приближенно может рассматриваться как плоскопараллельный поток.

Имея в виду необходимость анализа экспериментальных данных, рассмотрим полуэмпирическую модель турбулентности второго порядка в приложении к плоскопараллельным вращающимся течениям.

Запишем общий вид точных уравнений переноса компонент тензора напряжений Рейнольдса для квазистационарного турбулентного течения во вращающейся декартовой системе координат x_1, x_2, x_3 :

$$(1.1) \quad U_n \partial \langle u_i u_j \rangle / \partial x_n = P_{ij} + G_{ij} + \Phi_{ij} - E_{ij} - D_{ij}.$$

Здесь P_{ij}, G_{ij} — члены, выражающие порождение напряжений вследствие деформаций поля осредненной скорости и действия кориолисовых сил:

$$(1.2) \quad \begin{aligned} P_{ij} &= -\langle u_i u_n \rangle \partial U_j / \partial x_n - \langle u_j u_n \rangle \partial U_i / \partial x_n, \\ G_{ij} &= 2\omega_p (\varepsilon_{ipq} \langle u_j u_q \rangle + \varepsilon_{jpq} \langle u_i u_q \rangle). \end{aligned}$$

Используем модельные представления [7] для членов, отражающих взаимодействие пульсаций давления с полем скорости Φ_{ij} и эффекты вяз-

кости E_{ij} :

$$(1.3) \quad \Phi_{ij} = -c_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\langle u_i u_j \rangle - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) - c_2 \left(P_{ij}^* - \frac{2}{3} \delta_{ij} P^* \right),$$

$$P_{ij}^* = -\langle u_i u_n \rangle \frac{\partial U_j^*}{\partial x_n} - \langle u_j u_n \rangle \frac{\partial U_i^*}{\partial x_n},$$

$$P^* = -\langle u_m u_n \rangle \frac{\partial U_m^*}{\partial x_n}, \quad \frac{\partial U_m^*}{\partial x_n} = \frac{\partial U_m}{\partial x_n} + \varepsilon_{mpn} \omega_p, \quad E_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon,$$

где ε — скорость диссипации полной турбулентной кинетической энергии $k = \langle u_i u_i \rangle / 2$; δ_{ij} — единичный тензор; c_1, c_2 — эмпирические постоянные.

Примем, что скорость осредненного плоскопараллельного течения направлена вдоль оси x_3 , так что $U_1 = U_2 = 0$, $U_3 = U_3(x_1)$. Плоскость течения перпендикулярна оси вращения, и вектор угловой скорости имеет компоненты $(0, \omega_2, 0)$. Принятые допущения влекут за собой отбрасывание членов конвективного переноса в системе (1.1). Пренебрегая диффузионными D_{ij} эффектами, запишем ставшую алгебраической систему (1.1) с учетом (1.2), (1.3):

$$(1.4) \quad 4\omega_2 \langle u_1 u_3 \rangle + c_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\langle u_1^2 \rangle - \frac{2}{3} k \right) + \frac{2}{3} c_2 \langle u_1 u_3 \rangle \left(\frac{dU_3}{dx_1} - \omega_2 \right) + \frac{2}{3} \varepsilon = 0,$$

$$c_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\langle u_2^2 \rangle - \frac{2}{3} k \right) + \frac{2}{3} c_2 \langle u_1 u_3 \rangle \left(\frac{dU_3}{dx_1} - \omega_2 \right) + \frac{2}{3} \varepsilon = 0,$$

$$2\langle u_1 u_3 \rangle \frac{dU_3}{dx_1} - 4\omega_2 \langle u_1 u_3 \rangle + c_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\langle u_3^2 \rangle - \frac{2}{3} k \right) -$$

$$- \frac{4}{3} c_2 \langle u_1 u_3 \rangle \left(\frac{dU_3}{dx_1} - \omega_2 \right) + \frac{2}{3} \varepsilon = 0,$$

$$\langle u_1^2 \rangle \frac{dU_3}{dx_1} - 2\omega_2 (\langle u_1^2 \rangle - \langle u_3^2 \rangle) + c_1 \frac{\varepsilon}{k} \langle u_1 u_3 \rangle - c_2 \langle u_1^2 \rangle \left(\frac{dU_3}{dx_1} - \omega_2 \right) = 0,$$

$$k = (\langle u_1^2 \rangle + \langle u_2^2 \rangle + \langle u_3^2 \rangle) / 2.$$

Вводя параметр $S = \omega_2 / (dU_3/dx_1)$ и масштаб турбулентности $l = k^{3/2} / \varepsilon$, получим из системы (1.4)

$$(1.5) \quad k = \alpha l^2 \left(\frac{dU_3}{dx_1} \right)^2 (1 + \beta S + \gamma S^2),$$

$$\langle u_i^2 \rangle = k (a_i + b_i S), \quad \langle u_1 u_3 \rangle = \alpha^{1/2} k (1 + \beta S + \gamma S^2)^{1/2},$$

$$a_1 = a_2 = \frac{2(c_1 + c_2 - 1)}{3c_1}, \quad a_3 = \frac{2(c_1 - 2c_2 + 2)}{3c_1},$$

$$b_1 = (12 - 2c_2)/3c_1, \quad b_2 = -2c_2/3c_1, \quad b_3 = (4c_2 - 12)/3c_1,$$

$$\alpha = a_1(1 - c_2)/c_1, \quad \beta = [b_1(1 - c_2) + a_1(c_2 - 2) + 2a_3]/[a_1(1 - c_2)],$$

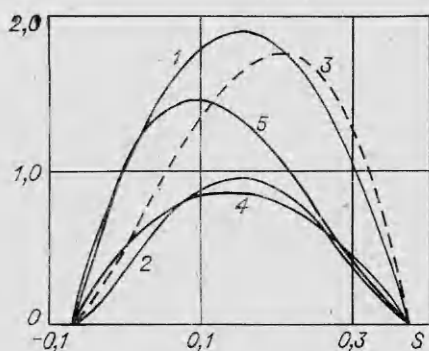
$$\gamma = [b_1(c_2 - 2) + 2b_3]/[a_1(1 - c_2)].$$

Влияние вращения на составляющие тензора напряжений Рейнольдса анализируем, полагая dU_3/dx_1 и l неизменными. Допущение о сохранности масштаба турбулентности обосновывается тем, что размеры энергосодержащих вихрей определяются главным образом геометрическими факторами. Подобный анализ с использованием иных моделей замыкания проводился в [8, 9].

Введем величину турбулентной энергии в невращающемся потоке

$$k_0 = \alpha l^2 (dU_3/dx_1)^2$$

и будем использовать ее в качестве масштаба. На фиг. 1 приводятся результаты расчетов по формулам (1.5), в которых, как и в [7], принима-



Ф и г. 1

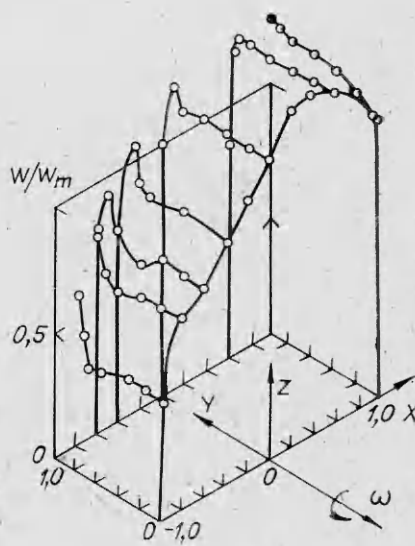
лось $c_1 = 1,5$, $c_2 = 0,6$. Кривые 1—5 соответствуют зависимости от S величин k/k_0 , $-\langle u_1 u_3 \rangle/k_0$, $\langle u_1^2 \rangle/k_0$, $\langle u_2^2 \rangle/k_0$, $\langle u_3^2 \rangle/k_0$.

Видно, что прямое воздействие вращения на турбулентность определяется в первую очередь знаком параметра S . При $S < 0$ интенсивность пульсаций резко уменьшается вплоть до полного исчезновения при $S = S^* = -0,069$. Важно отметить, что для $S < 0$ относительное распределение энергии по составляющим примерно сохраняется, а величина $\langle u_3^2 \rangle \simeq k$. Более сложным влияние вращения оказывается при $S > 0$. Вначале с ростом S интенсивность турбулентных пульсаций увеличивается, причем наибольший рост наблюдается у величины поперечной пульсации $\langle u_1^2 \rangle$. При $S \simeq 0,15$ величины k и $-\langle u_1 u_3 \rangle$ достигают максимальных значений, однако величина $\langle u_1^2 \rangle$ продолжает расти и при $S \simeq 0,2$ составляет почти половину полной энергии. С дальнейшим увеличением S все составляющие пульсационного движения уменьшаются, а при $S = S^{**} = 0,373$ полностью исчезают. Таким образом, и при $S > 0$ возможно подавление турбулентности, однако в этом случае требуется значительно более высокая интенсивность вращения, чем при $S < 0$.

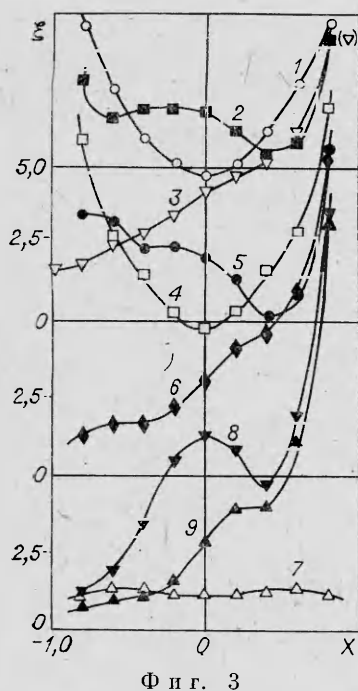
2. Экспериментальная установка. Исследовалось течение воздуха в диаметрально расположенном между двумя дисками канале размерами $20 \times 20 \times 840$ мм. Воздух поступал в канал от микровентилятора через уплотнения, подводящие патрубки и ресивер. На входе в канал был установлен хонейкомб, выполненный из 64 тонкостенных трубок длиной 20 мм и диаметром 2,5 мм; торцы хонейкомба закрывались металлическими сетками. Из канала воздух попадал в междисковую полость, ограниченную снаружи сплошным ободом, и вытекал в неподвижную среду через отверстия вблизи оси вращения. На всасывание центробежного вентилятора была подключена малогабаритная аэродинамическая труба, служившая для калибровки датчиков термоанемометра и измерения расхода воздуха при проведении опытов.

Для измерения характеристик потока использовался одноканальный термоанемометр постоянной температуры, размещенный на вращающихся дисках. Выходной сигнал термоанемометра, напряжения питания, сигналы управления и контроля передавались через ртутный токосъемник. Датчик термоанемометра с диаметром корпуса 1,1 мм и длиной державок 6 мм имел вольфрамовую нить диаметром 5 мкм и длиной 1,0 мм.

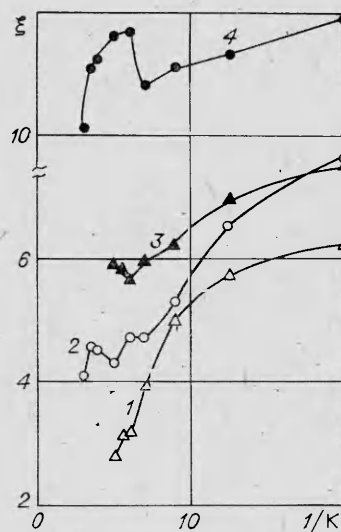
Регистрация и обработка сигнала термоанемометра выполнялась информационно-измерительным комплексом на базе микро-ЭВМ. Экспериментальная установка была скомпонована таким образом, что все линии электрической связи между термоанемометром, датчиком и измерительным комплексом не изменялись при переходе от калибровки к проведению опытов.



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

Погрешность поддержания $\dot{h}$ контроля режимных параметров для расхода воздуха через канал оценивается величиной $\pm 1,3\%$, для угловой скорости вращения $\pm 0,5\%$. Суммарная относительная ошибка измерений

(при доверительной вероятности 0,95) для осредненной скорости не превышает 4%, для интенсивности пульсаций продольной компоненты — 12%. Заметим, что среднеквадратичное значение напряжения на выходе термоанемометра, связанное с пульсациями скорости, в диапазоне частот от 10 до 10 000 Гц более чем на порядок превышало собственный шум контактов токосъемника.

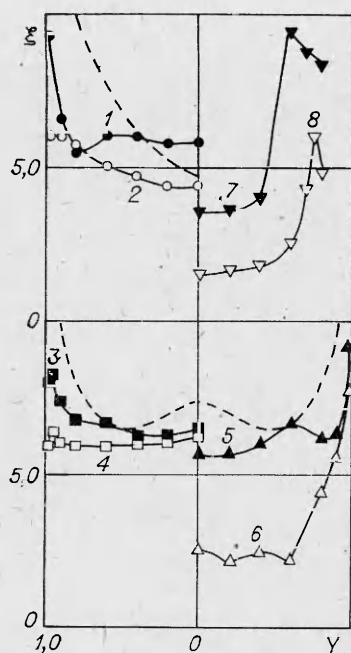
3. Результаты измерений. В качестве определяющих критериев течения выберем число Рейнольдса $Re = 2W_m h / \nu$ и комплекс $K = 2\omega h / W_m$, обратный числу Россби. Здесь h — полуширина канала, W_m — средняя расходная скорость, ω — модуль вектора угловой скорости вращения. Результаты измерений будем представлять в системе координат x, y, z (x_1, x_2, x_3), ось z которой направим вдоль центральной линии канала, а ось y — параллельно оси вращения. Для безразмерных значений координат, отнесенных к h , введем обозначения X, Y, Z (фиг. 2).

Измерения проводились для значений Re от 3000 до 9000 и K от 0 до 0,2. Рабочее сечение располагалось на расстоянии $Z = 70$ от выхода из хонейкомба. Установлено [10], что на данном удалении от входа поток можно рассматривать как весьма близкий к развитому, по крайней мере, в отношении полей осредненной скорости и тензора рейнольдсовых напряжений.

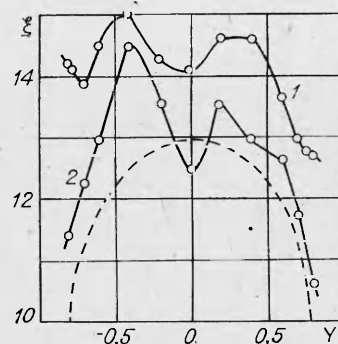
Специальные эксперименты, проведенные для определения интенсивности вторичных течений, показали, что во всех исследованных режимах угол отклонения вектора скорости от оси канала не превышал нескольких градусов. Исключением при $K = 0$ (10^{-1}) является непосредственно прилегающий к стенке тонкий слой на поверхностях, перпендикулярных оси вращения. Вследствие этого излагаемые ниже результаты получены при поперечном расположении нити датчика относительно направления основного течения.

На фиг. 2 приведено полученное для $Re = 9000, K = 0,2$ распределение осредненной продольной составляющей скорости в поперечном сечении канала ($\omega_2 = -\omega$). Симметрия течения относительно плоскости $Y = 0$ позволяет ограничиться измерением лишь для $Y \geq 0$.

Видно, что максимум скорости сильно смещен к набегающей на поток стенке (стороне с повышенным давлением, $X = 1$). В потоке выделя-



Ф и г. 5



Ф и г. 6

ется ядро и тонкие сдвиговые слои на поверхностях, перпендикулярных к оси вращения. Выделившиеся слои классифицируются как слои Экмана с определяющей ролью составляющих кориолисовой силы и касательных напряжений в балансе сил. При $X \leq 0$ профили $W(Y)$ имеют локальные максимумы, наиболее ярко выраженные в угловых областях. Такой характер поля скорости наблюдается и при ламинарном режиме движения [1].

На фиг. 3—5 приводятся результаты измерения величины $\xi = (V\langle w^2 \rangle / W_m) \cdot 10^2$. Распределения ξ вдоль центральной линии $Y = 0$ для девяти режимов течения показаны на фиг. 3: 1—3 — $K = 0; 0,025; 0,2$, $Re = 9000$; 4—6 — $K = 0; 0,025; 0,2$, $Re = 6000$; 7—9 — $K = 0; 0,025; 0,2$, $Re = 3000$.

Данные, полученные при $Re = 3000$, т. е. для режима с переходным характером движения в невращающемся канале, ярко иллюстрируют дестабилизирующее действие вращения на область потока с $S > 0$. Уже небольшая интенсивность вращения ($K = 0,025$) вызывает резкую турбулизацию течения в этой области.

С увеличением интенсивности вращения в области с $S < 0$ проявляется эффект подавления турбулентности, и уже при $K = 0,2$ величина пульсаций у стороны с пониженным давлением падает до низкого уровня для всех значений Re . Характер изменения величины ξ в зависимости от K для нескольких точек центральной линии $Y = 0$ показан на фиг. 4 ($Re = 9000$, 1—4 — $X = -0,6; 0; 0,6; 0,8$).

На фиг. 5 представлены распределения величины ξ вдоль нескольких линий, параллельных оси вращения, полученные для $Re = 9000$ (1, 3, 5, 7 — $K = 0,08$; 2, 4, 6, 8 — $K = 0,2$; штриховые линии — $K = 0$; 1, 2 — $X = 0$; 3, 4 — $X = 0,6$; 5, 6 — $X = -0,6$; 7, 8 — $X = -0,97$). Видно, что в ядре потока проявляется тенденция к установлению с ростом K однородного распределения ξ по линиям $X = \text{const}$. Особенно отчетливо эта тенденция прослеживается в области, прилегающей к стороне с повышенным давлением. Уровень пульсаций в пристеночных слоях Экмана в целом заметно снижается. Например, при $K = 0,2$ вдоль линии $X = 0,6$ интенсивность пульсаций практически не нарастает при приближении к стенке, что однозначно указывает на отсутствие в этом режиме генерации энергии турбулентности в сдвиговом слое Экмана. Отличительная особенность наблюдается, однако, в распределении интенсивности пульсаций в угловых областях, которые образованы стороной с пониженным давлением ($X = -1$) и стенками, перпендикулярными к оси вращения. Поле скорости (см. фиг. 2) в этой области имеет на некотором удалении от поверхности слой со значительными градиентами, в котором, очевидно, происходит интенсивная генерация турбулентной энергии. Как следствие,

в распределении $\xi(Y)$ также образуются локальные максимумы (см. фиг. 5, кривые 7, 8).

Обращает на себя внимание излом кривых 2—4 на фиг. 4 при $1/K \approx 7$. Заметим в связи с этим, что в исследовании [11] турбулентного течения по щелеобразному каналу, вытянутому вдоль оси вращения, установлена возможность образования при достаточно большой интенсивности вращения крупномасштабных структур с продольной ориентацией, классифицируемых как вихри Тэйлора — Гертлера на фоне развитого турбулентного движения. Аналогичные эффекты наблюдаются и в течениях вдоль вогнутых поверхностей [12]. В статистическом выражении образовавшиеся крупномасштабные структуры занимают определенное местоположение, прилегая к стороне с повышенным давлением, и их обратное влияние на основной поток проявляется через действие дополнительного конвективного переноса с чередующейся направленностью по отношению к стенке. Таким образом, излом в зависимостях $\xi(1/K)$ для $X \geq 0$ можно интерпретировать как начало развития вихрей Тэйлора — Гертлера. С целью более полного прояснения данного вопроса для $Re = 9000$, $K = 0,2$ были выполнены измерения величины ξ по трансверсальному направлению вдоль всей стенки с повышенным давлением в непосредственной близости от поверхности (фиг. 6, 1 — $X = 0,97$; 2 — $X = 0,95$; штриховая линия — $K = 0$, $X = 0,97$). Датчик термоанемометра вводился через стенку $X = -1$. Два четко выраженных максимума в профилях $\xi(Y)$ указывают на существование двух пар крупномасштабных вихревых структур. По мере удаления от стенки максимумы в распределении ξ сглаживаются. Приведенные профили $\xi(Y)$ несколько несимметричны относительно точки $Y = 0$. По-видимому, это связано с высокой чувствительностью потока к вихрями Тэйлора — Гертлера к погрешностям в изготовлении поточного тракта. Заметим, что при отсутствии в потоке крупномасштабных структур указанного типа (при $1/K \geq 7$) степень симметрии полей скорости и величины ξ относительно плоскости $Y = 0$ была вполне удовлетворительной.

4. Обсуждение. Полученные в работе результаты показывают, что специфическая особенность структуры развитого турбулентного течения по быстро вращающимся прямоугольным каналам заключается прежде всего в отчетливом разделении потока на несколько областей, характерных для течений вращающейся жидкости. Две из них — это идентичные (в силу симметрии потока) слои Экмана. Интересны они главным образом тем, что вносят основной вклад в суммарное поверхностное трение. Действительно, результаты измерений потерь давления во вращающихся каналах и трубах демонстрируют затягивание ламинарно-турбулентного перехода с ростом угловой скорости [13]. Критические значения числа Рейнольдса Re_* определяются при этом по началу резкого изменения характера зависимостей для коэффициента сопротивления от критериев потока. По результатам [14], полученным для канала квадратного сечения, эффект повышения Re_* количественно может быть определен эмпирической формулой

$$(4.1) \quad Re_* = 7 \cdot 10^4 (K + 0,043).$$

Постановка в (4.1) $K = 0,2$ дает $Re_* = 17000$, что намного превышает значение $Re = 9000$, для которого приведены данные на фиг. 5. Следовательно, величина коэффициента сопротивления при $Re = 9000$, $K = 0,2$ указывает на ламинарный характер движения, в то время как в ядре потока, особенно в области $X > 0$, движение явно турбулентное. Эти результаты можно привести в соответствие, если по осредненным характеристикам течение в слоях Экмана считать ламинаризованным и признать их определяющий вклад в гидравлическое сопротивление. Отсутствие заметной генерации турбулентной энергии вблизи стенок (см. фиг. 5) подкрепляет сделанное заключение. Заметим, что подобные явления обнаруживаются при течении электропроводной жидкости по каналам в присутствии поперечного магнитного поля [15].

Две другие области составляют ядро потока и различаются между собой направленностью прямого воздействия силы Кориолиса на турбулентность, при этом участок со стабилизирующим действием вращения по размерам значительно превосходит участок, где проявляется обратный эффект. Ядро в целом может быть охарактеризовано как область, в которой основное изменение скорости происходит в направлении, перпендикулярном оси вращения. Более того, при $K = O(10^{-1})$ в диапазоне $-0,7 \leq X \leq 0,2$ приближенно выполняются как условия плоскопараллельности течения, так и однородности сдвига, т. е. условия, принятые в рассмотренной полуэмпирической модели турбулентности. Интересно, что в безразмерном выражении величина сдвига слабо зависит от K . На основании опытных данных ее можно задать значением

$$(4.2) \quad \frac{1}{W_m} \frac{dW}{dX} = 0,5 \pm 0,1, \quad -0,7 \leq X \leq 0,2, \quad K = O(10^{-1}).$$

Сопоставляя (4.2) с определениями локального S и интегрального K параметров вращения, запишем связь

$$(4.3) \quad K = -(1,0 \pm 0,2)S.$$

Подставляя в (4.3) значение $S^* = -0,069$, найдем, что в отмеченном диапазоне X полное подавление турбулентных пульсаций, предсказываемое моделью, наступает при $K^* = 0,06-0,08$. Данные на фиг. 4 (кривые 1, 2) показывают, что полученная оценка правильно устанавливает лишь порядок величины K^* , в опытах резкое уменьшение интенсивности турбулентности наступает при значениях K , которые в 2—3 раза превосходят определяемое моделью.

При детальном анализе полей скорости и пульсационных характеристик не следует упускать из виду конвективный перенос, осуществляемый вторичным течением, так как и при относительно малом уровне поперечных скоростей их переносное действие может быть ощутимым на фоне диффузионных процессов. В ядре потока вторичное течение вызывает смещение максимума скорости к набегающей стенке, а в слоях Экмана приводит к неподобным профилям $W(Y)$ в разных сечениях $X = \text{const}$. По отношению к пульсационным характеристикам конвективный перенос вторичным течением в целом препятствует проявлению эффектов прямого воздействия силы Кориолиса на турбулентность. При относительно небольшой интенсивности вращения, когда эффект подавления турбулентности в области $S < 0$ еще не выступает как определяющий, вынос турбулентной энергии из пристенных слоев в центральную часть приводит даже к росту уровня ξ относительно значений в неподвижном канале (см. фиг. 3, кривые 2, 5, 8). Представляется, что отмеченное расхождение теоретического и экспериментального значений K^* для диапазона $-0,7 \leq X \leq 0,2$ обусловлено главным образом неучетом в модели эффектов конвективного поступления турбулентной энергии из области $-1 \leq X \leq -0,7$, в которой стабилизирующее действие кориолисовой силы проявляется в меньшей степени вследствие больших значений величины dW/dX .

ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов Е. М., Юркин С. В. О течении жидкости по вращающемуся каналу квадратного поперечного сечения. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 6.
2. Moore J. Effects of Coriolis force on the turbulent flow in rotating channels. Report/Gas Turbine Lab., Massachusetts Inst. of Technology, 1967, N 89.
3. Majumdar A. K., Pratap V. S., Spalding D. B. Numerical computation of flow in rotating ducts. — Trans. ASME. J. Fluids Eng., 1977, vol. 99, p. 148.
4. Simon R., Schilling R., Felsch K. O. Berechnung der ausgebildeten turbulent Strömung in rotierenden Kanälen mit rechteckigem Querschnitt. — Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen, 1980, N 28, S. 33.
5. Джонстон Дж. П. Внутренние течения. — В кн.: Турбулентность/Под ред. П. Брэдшоу. М.: Машиностроение, 1980.

6. Johnston J. P., Hallen R. M., Lezius D. K. Effects of spanwise rotation on the structure of two-dimensional fully developed turbulent channel flow.— J. Fluid Mech., 1972, vol. 56, p. 533.
7. Launder B. E., Reece G. J., Rodi W. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure.— J. Fluid Mech., 1975, vol. 68, p. 537.
8. So R. M. C. A turbulence velocity scale for curved shear flows.— J. Fluid Mech., 1975, vol. 70, p. 37.
9. Gibson M. M. An algebraic stress and heat-flux model for turbulent shear flow with streamline curvature.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1978, vol. 21, p. 1609.
10. Рис В. В., Смирнов С. А. Влияние входных условий на развитие турбулентного потока во вращающемся канале.— В кн.: Структура турбулентных течений. Минск, 1982.
11. Lezius D. K., Johnston J. P. Roll-cell instabilities in rotating laminar and turbulent channel flows.— J. Fluid Mech., 1976, vol. 77, p. 153.
12. Hunt I. A., Joubert P. N. Effects of small streamline curvature on turbulent duct flow.— J. Fluid Mech., 1979, vol. 91, p. 633.
13. Щукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение, 1980.
14. Döbner E. Über den Strömungswiderstand in einem rotierenden Kanal. Diss., Technische Hochschule Darmstadt. Darmstadt, 1959.
15. Брановер Г. Г., Цинобер А. Б. Магнитная гидродинамика несжимаемых сред. М.: Наука, 1970.

Поступила 2/II 1984 г.

УДК 532.517.4

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ЛАМИНАРИЗАЦИИ В ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЯХ УСКОРЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ

В. Г. Зубков

(Москва)

1. Введение. В ряде экспериментальных данных по исследованиям турбулентных течений с ускорением отмечается существенное изменение характеристик теплообмена и трения относительно соответствующих значений, получаемых по соотношениям для турбулентных потоков [1, 2]. Чем больше величина ускорения потока, тем значительнее отклонение интегральных характеристик теплообмена и трения, а также профилей средней скорости и температуры от универсальных соотношений для турбулентного режима течения в сторону зависимостей, соответствующих ламинарному режиму. Это явление получило название ламинаризации турбулентных течений.

Оценить условия возникновения ламинаризации в первом приближении можно с помощью параметра ускорения $K = (v/U_\infty^2) dU_\infty/dx$, характеризующего степень ускорения потока. Установлено, что снижение параметров теплообмена начинает отмечаться в потоках при $K > 2 \cdot 10^{-6}$. Однако этот параметр не позволяет количественно оценить эффекты, вызываемые ламинаризацией.

Учет изменений в структуре турбулентных течений под действием ускорения потока позволит подойти более правильно к проектированию различных конструкций. Например, при внешнем обтекании, при течениях газа между лопатками турбин и в сверхзвуковых соплах обратный переход течения может способствовать снижению интенсивности теплообмена между потоком горячего газа и поверхностью конструкции. В теплообменных же аппаратах, где интенсивность теплообмена должна быть наибольшей, подобный эффект приведет к нежелательным результатам. Это вызывает необходимость создания метода расчета, способного описывать изменения параметров течения под действием отрицательного градиента давления.

Следуя Буссинеску, касательное напряжение турбулентного трения в плоском течении определяем соотношением $-\rho \langle v'v' \rangle = \mu_t \partial U / \partial y$, где μ_t — коэффициент турбулентного обмена импульсом. Аналогичным образом определяется турбулентный перенос тепла $-C_p \rho \langle v'T' \rangle = \lambda_t \partial T / \partial y$, где λ_t — коэффициент турбулентной теплопроводности, связанный с μ_t через турбулентное число Прандтля $Pr_t = C_p \mu_t / \lambda_t$. Таким образом, все трудности в определении неизвестных пульсационных составляющих уравнений пограничного слоя перекладываются на отыскание коэффициента μ_t , для определения которого необходимо привлечение дополнительных гипотез.

2. Гипотезы длины пути смещения. Наиболее простой способ определения μ_t основан на использовании гипотезы длины пути смещения, предложенной Прандтлем:

$$(2.1) \quad \mu_t = \rho l^2 |\partial U / \partial y|.$$