

Формулы (13)–(15) удобны для программирования. Расчет поля течения для 210 точек занимает ~10 с машинного времени на ЭВМ HP-3000.

Безразмерное давление в плоскости преграды может быть вычислено по теореме Бернулли [3]

$$p(0, x) = 1 - u^2(0, x) \quad (16)$$

Результаты вычислений по формулам (15) и (16) можно сравнить с численным расчетом [4] и с экспериментом [8, 9].

При сопоставлении результатов расчета с экспериментом принято использовать в качестве масштаба длины полуширину невозмущенной струи на уровне плоскости преграды, тогда как в расчетах использовалась полуширина на уровне входной границы зоны соударения. Положение этой границы z_0 (как сказано выше) может быть найдено из решения уравнения $v(0, z) = 0,98$. Искомое значение $z_0 = 2,234$, что согласуется с результатами работ [1, 8]. Зная z_0 , можно (используя одно из известных соотношений для полуширины струи $b^* = 0,089(H^* - z_0^*)$ [9]) получить соотношение между полушириной на входной границе зоны соударения и полушириной на уровне преграды

$$b^*(H^*) = 1,199b^*(H^* - z_0^*)$$

Здесь величины b^* , H^* и z_0^* являются размерными полушириной, расстоянием от среза сопла до преграды и расстоянием от преграды до входной границы соответственно. На фиг. 2, 3 все координаты даны в единицах $b^*(H^*)$.

На фиг. 2 изображена зависимость осевой скорости $v(0, z)$ от расстояния от преграды z и распределение давления по поверхности преграды (сплошные кривые – результаты данного расчета, 1 – результаты [1], 2, 3 – [8], 4 – [9]). На фиг. 3 представлены профили радиальной составляющей скорости струи для различных значений z .

В экспериментах [8, 9] расстояние от среза сопла до преграды (измеренное в калибрах сопла) менялось в пределах от 8 до 20. Число Рейнольдса менялось в пределах от $3,4 \cdot 10^4$ до $8 \cdot 10^4$. Из сопоставления результатов настоящей работы с данными экспериментов [8, 9] и численным расчетом [1] видно (см. фиг. 2), что они удовлетворительно согласуются друг с другом.

Таким образом, в рамках модели идеальной несжимаемой жидкости получено точное решение задачи о соударении неравномерной завихренной осесимметричной струи с плоской преградой, удовлетворительно описывающее результаты экспериментов. Формулы (11)–(14) могут быть непосредственно использованы в практических приложениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рубель А. Численный метод расчета набегания струи на плоскую поверхность. – Ракетная техника и космонавтика, 1980, т. 18, № 4, с. 50–60.
2. Белов И. А. Взаимодействие неравномерных потоков с преградами. Л.: Машиностроение, 1983. 144 с.
3. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
5. Вулис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М.: Наука, 1965. 431 с.
6. Арфкен Г. Математические методы в физике. М.: Атомиздат, 1970. 712 с.
7. Мэтьюс Дж., Уокер Р. Математические методы физики. М.: Атомиздат, 1972. 398 с.
8. Giralt F., Chia C. J., Trass O. Characterization of the impingement region in Axisymmetric turbulent jet. – Industr. and Engineering Chem., Fundamentals, 1977, v. 16, p. 21–28.
9. Bradbury L. J. S. The impact of an axisymmetric jet onto a normal ground. – Aeronautical Quarterly, 1972, v. 23, p. 141–147.

Москва

Поступила в редакцию
7.VI.1985.

УДК 532.526

О СМЕНЕ МЕХАНИЗМОВ ПЕРЕХОДА К ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

КОЛЯДА В. В., ПАВЕЛЬЕВ А. А.

Переход к турбулентности в пограничном слое при малом уровне возмущений набегающего потока ϵ_0 связан с развитием неустойчивых колебаний (волн Толлмина – Шлихтинга), длина которых существенно превышает толщину пограничного слоя [1]. Эти волны впервые экспериментально наблюдались при $\epsilon_0 < 0,1\%$ [2], а впоследствии была установлена их определяющая роль в процессе перехода вплоть до $\epsilon_0 = 0,25\%$ [3]. Однако уже при $\epsilon_0 = 0,7\%$ развитие возмущений на участке перехода к турбулентности в пограничном слое на пластине происходило в гладком

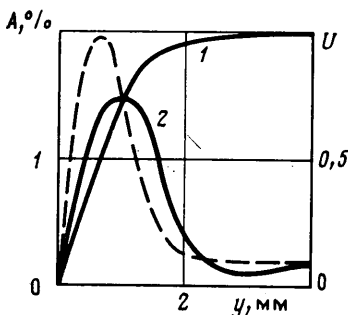
спектре без выделенных частот [4]. В работе [5] была показана возможность перехода к турбулентности через развитие в потоке с градиентом скорости возмущений, масштаб которых меньше поперечных размеров потока. Механизм перехода, связанный с развитием возмущений широкого спектра, включающего колебания с масштабом, сравнимым с толщиной пограничного слоя и даже меньше нее, условно можно назвать мелкомасштабным.

Использование моделей турбулентности позволяет удовлетворительным образом рассчитать течение на участке перехода при высокой интенсивности начальных пульсаций скорости потока [6], однако информация о развитии возмущений на этом участке при смене механизмов перехода в настоящее время недостаточна. Целью данной работы было экспериментальное исследование механизмов развития возмущений в пограничном слое при таких уровнях ϵ_0 , при которых происходит смена механизмов перехода к турбулентности.

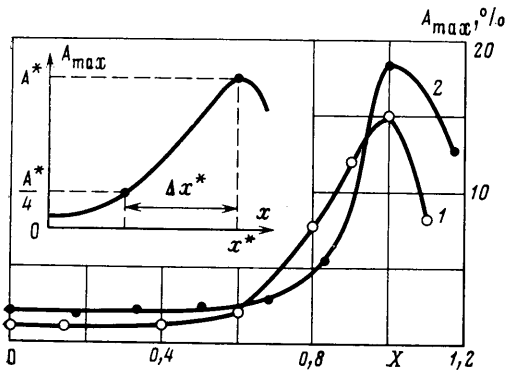
1. В экспериментах изучался пограничный слой на стенке круглых труб внутренним диаметром 49 мм. Длина труб не превышала 60 см. Схема экспериментальной установки приведена в [7]. Параметры потока измерялись термоанемометром 55М с комплектом аналоговой аппаратуры фирмы DISA. Спектральный анализ сигнала осуществлялся анализатором спектра Brüel & Kjaer 2131 с полосой разрешения $1/3$ октавы. Для записи профилей средней по времени продольной составляющей скорости u и среднеквадратичного значения ее пульсаций u' использовались графопостроители Endim 620.02. Датчик скорости DISA 55E30, установленный на срезе трубы, перемещался в радиальном направлении y с помощью координатного устройства 52В01.

Пульсации скорости нормировались на скорость вне пограничного слоя u_0 . Отношение толщины вытеснения пограничного слоя к радиусу трубы на всем протяжении участка перехода не превышало $1/20$ и ускорение ядра потока за счет нарастания пограничного слоя на ее стенке было пренебрежимо малым [7]. Характеристики ламинарного пограничного слоя были близки к параметрам пограничного слоя Блазиуса.

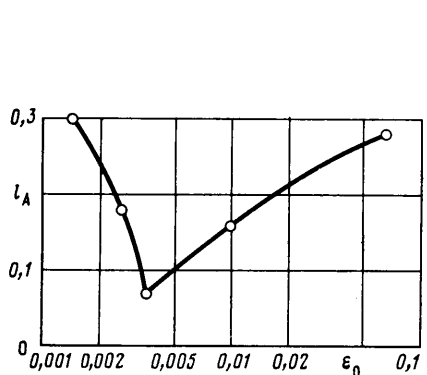
Величина ϵ_0 измерялась на оси трубы в месте ее стыка с выходным сечением конфузора аэродинамической трубы. Продольная координата x отсчитывалась от этого же сечения. Интенсивность



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

интегральных по спектру пульсаций скорости $A = u'/u_0$ в пограничном слое в этом сечении значительно выше, чем в ядре потока, причем ее величина на длине 4–5 калибров от входа в трубу практически не возрастает. Такое распределение интенсивности пульсаций скорости связано с развитием пограничного слоя в конфузоре. Величина пульсаций за выравнивающей решеткой, установленной на входе в конфузор, значительно выше, чем в сечении $x=0$. Поджатие потока позволяет снизить эту величину в ядре течения, но в пограничном слое пульсации скорости остаются высокими.

Уровень возмущений потока ϵ_0 задавался путем изменения параметров выравнивающих решеток в аэродинамической трубе. Для получения минимальной в данной работе величины $\epsilon_0 = 0,16\%$ перед сужением была двойным слоем натянута латунная сетка с диаметром нити 0,05 мм и размером ячейки в свету 0,06 мм. Применение более грубых сеток приводило к росту этой величины. Например, для получения $\epsilon_0 = 1\%$ перед сужением потока натягивалась сетка с диаметром нити 0,5 мм и размером ячейки в свету 2,2 мм.

2. На фиг. 1 сплошными линиями даны профили относительной скорости $U = u/u_0$ (1) и пульсаций скорости (2) в пограничном слое при $\epsilon_0 = 0,16\%$ и $x = 20$ см. Величина u_0 в сечении $x = 0$ составляла 35 м/с. Пунктиром приведен профиль пульсаций скорости при $\epsilon_0 = 0,27\%$. В первом случае эти профили имеют минимумы в районе внешней границы пограничного слоя, характерные для волн Толлмина — Шлихтинга [1]. Рост начальных возмущений приводит к исчезновению этого признака длинноволнового механизма перехода к турбулентности.

При $\epsilon_0 = 0,16\%$ в спектрах пульсаций скорости имелись локальные максимумы в диапазоне частот, соответствующем области гидродинамической неустойчивости пограничного слоя Блазиуса. По мере нарастания толщины пограничного слоя происходило смещение этой области в сторону низких частот. Нелинейные процессы, роль которых возрастает с увеличением амплитуды волн Толлмина — Шлихтинга, приводили к сглаживанию спектра пульсаций скорости при $x \geq 30$ см. При $\epsilon_0 = 0,27\%$ спектры пульсаций скорости не имели выделенных частот в области линейной неустойчивости пограничного слоя на всем протяжении участка перехода к турбулентности, что позволяет сделать вывод об отличии механизма перехода при этом уровне начальных возмущений от длинноволнового.

Другое различие двух указанных случаев состоит в характере роста в направлении течения величины A_{\max} — максимального по пограничному слою значения пульсаций скорости. На фиг. 2 приведены зависимости A_{\max} от $X = x/x^*$, где x^* — значение продольной координаты, при котором A_{\max} достигает своего максимума A^* . При $\epsilon_0 = 0,16\%$ (1) данная зависимость начинает расти раньше, чем при $\epsilon_0 = 0,27\%$ (2). Расчеты развития мелкомасштабных возмущений [8] показывают, что в отличие от волн Толлмина — Шлихтинга рост энергии этих возмущений происходит лишь на конечной стадии перехода к турбулентности, когда возрастает трение на поверхности пластины. Таким образом, изменение характера зависимости $A_{\max}(x)$ может служить дополнительным признаком, указывающим на смену механизмов перехода к турбулентности.

Для того чтобы количественно охарактеризовать эту зависимость, вводится величина l_A , которую можно назвать безразмерной длиной участка роста возмущений в пограничном слое. Она равна отношению $\Delta x^*/x^*$, причем на длине Δx^* величина A_{\max} возрастает от $A^*/4$ до A^* (фиг. 2). Зависимость l_A от уровня начальных возмущений ϵ_0 имеет минимум в области $0,25\% < \epsilon_0 < 0,45\%$ (фиг. 3). В этой же области исчезают признаки длинноволнового механизма перехода к турбулентности.

Таким образом, при увеличении интенсивности пульсаций скорости набегающего потока механизм перехода к турбулентности в пограничном слое, связанный с эволюцией волн Толлмина — Шлихтинга, сменяется механизмом, связанным с развитием возмущений широкого спектра, в том числе таких, масштаб которых меньше толщины пограничного слоя. При этом исчезают выделенные частоты в спектре развивающихся возмущений и минимумы в распределении интенсивности пульсаций скорости по сечению пограничного слоя, а зависимость l_A от интенсивности внешних возмущений имеет минимум. Эти изменения происходят при интенсивности продольных пульсаций скорости вне пограничного слоя на стенке трубы в диапазоне $0,25 - 0,45\%$. В дальнейшем предстоит выяснить роль сужающегося участка на диапазон интенсивности пульсаций скорости, в котором происходит смена механизмов перехода к турбулентности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 742 с.
2. Schubauer G. B., Skramstad H. K. Laminar boundary-layer oscillations and transition on a flat plate. — NACA Rep., 1948, № 909, 31 p.
3. Arnal D., Juillen J.-C. Etude expérimentale et théorique de la transition de la couche limite. — Recherche Aéropatiale, 1977, № 2, p. 75—88.
4. Поляков Н. Ф. Ламинарный пограничный слой в условиях «естественного» перехода к турбулентному течению. — В кн.: Развитие возмущений в пограничном слое. Новосибирск, 1979, с. 23—67.
5. Павельев А. А. О переходе к турбулентности в струях. — В сб.: Турбулентные течения. М.: Наука, 1974, с. 185—193.
6. Луцк В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Исследование перехода к турбулентности в пограничном слое при большой интенсивности внешних возмущений с помощью трехпараметрической модели. — В сб.: Проблемы современной механики. Ч. 1. М.: Изд-во МГУ, 1983, с. 127—138.
7. Коляда В. В., Павельев А. А. О переходе к турбулентности на начальном участке круглой трубы. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1985, № 4, с. 52—56.
8. Луцк В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Исследование сдвиговых течений в каналах и пограничных слоях с использованием трехпараметрической модели турбулентности. — Научно-техн. отчет. Ин-та мех. МГУ, 1981, № 2553, 106 с.

Москва

Поступила в редакцию
10.VI.1985