

ния), который не зависит от ϵ_M . Расчеты показали, что погрешность в определении состава смеси, обусловленная использованием системы (4)–(5), не превышает 5% лишь при $\epsilon_M \leq 0,1$.

Кроме того, система уравнений (4)–(5) обладает одной характерной особенностью, которая проявляется при решении задач с начальными условиями, соответствующими состоянию равновесия. Для иллюстрации рассмотрим течение, которое возникает в области $ABCD$ (фиг. 1) в том случае, когда в начальный момент времени она разделена не вертикальной, а горизонтальной перегородкой, снизу и сверху от которой покоятся различные газы, легкий – снизу. В этом случае начальные условия, соответствующие состоянию равновесия, имеют вид

$$t=0, v_i=0, C=1, 0 < x_2 \leq 0,5, C=0, 0,5 < x_2 < 1 \quad (8)$$

При таких начальных и граничных условиях системе уравнений (4)–(5) удовлетворяет решение, описывающее так называемое нестационарное равновесие. Действительно, $v_i=0$ удовлетворяет уравнению (4); при этом уравнения (4) и (5) становятся независимыми, причем (5) переходит в обычное уравнение диффузии, решение которого имеет вид $C=C(x_i, t)$. Тогда из уравнения нетрудно получить $p=p(C(x_i, t))$. В то же время очевидно, что такое решение не удовлетворяет системе уравнений (1)–(3) даже при близких значениях молекулярных весов газов. Проведенные численные эксперименты подтвердили этот вывод. Например, решение системы уравнений (4)–(5) в приближении Буссинеска при следующих значениях определяющих параметров задачи $Ag=4,9 \cdot 10^5$, $Sc=1$, $\mu_1/\mu_2=1$, $L_2/L_1=1$ до момента времени $t=8$ соответствовало состоянию нестационарного равновесия. Далее, из-за погрешностей в расчете давления и скорости возникло течение, которое привело к образованию градиентов концентрации по оси x_1 и возникновению выталкивающей силы. Однако это течение ни качественно, ни количественно не совпадает с течением, полученным в результате решения системы (1)–(3).

Для того, чтобы подтвердить, что возникающее течение является следствием погрешностей в расчете давления и скорости, был проведен расчет, в котором итерационная процедура решения уравнений (4) проводилась с большей на несколько порядков точностью, чем в описанном выше случае. Это привело к тому, что даже при $t=12$ решение уравнений в приближении Буссинеска отвечало состоянию нестационарного равновесия.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что приближение Буссинеска (4)–(5) может использоваться только для описания течений смесей, в которых отношение молекулярных весов газов $M_2/M_1 \leq 1,1$ в задачах с неравновесными начальными условиями.

Автор приносит глубокую благодарность М. Х. Стрельцу за руководство и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г. З., Жуковичкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
3. Никулин Д. А., Потехин Г. С., Стрелец М. Х. Приближенная система уравнений для описания нестационарной концентрационной естественной конвекции в бинарных газовых смесях. – Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 5, с. 57–61.
4. Никулин Д. А., Стрелец М. Х. Математическая модель и результаты расчетов нестационарного теплообмена при естественной конвекции бинарных смесей с произвольным отношением плотностей. – В кн.: Теплообмен-VI. Т. 1, Ч. 3. Минск, 1980, с. 114–118.
5. Ramshaw J. D., Trapp J. A. A numerical technique for low-speed homogeneous two-phase flow with sharp interfaces. – J. Comput. Phys., 1976, v. 21, № 4, p. 438–453.

Ленинград

Поступила в редакцию
26.XII.1980

УДК 532.5.526

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ВОГНУТОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОВОРОТА НА 90 ГРАДУСОВ

БОБОШКО В. А., РЫНДЯ Н. В., ШМЕДРО Ю. А.

Поведение турбулентного пограничного слоя сильно зависит от кривизны линий тока [1]. Наличие вихревой неустойчивости типа Гертлера (дополнительные поперечные деформации в потоке на вогнутой поверхности [2]) вносит свои эффекты помимо «чистых» эффектов кривизны [3], на характеристики потока и пограничного

слоя. Указанная проблема рассматривалась лишь в [4]. Исследовался специальным образом спрофилированный канал, что позволило исключить продольный градиент давления. Однако кривизна вогнутой стенки по потоку оставалась переменной, что оказывало существенное влияние на генерацию вихревой гертлеровской неустойчивости.

Волновое число периодической гертлеровской структуры определяется кривизной поверхности [5]. Поэтому в настоящем исследовании рассмотрен вопрос влияния вихрей Гертлера на величину компонент тензора напряжений Рейнольдса, когда в отличие от [4] длина волны возмущения периодической вариации, определяемая кривизной, по потоку не меняется.

Основной задачей настоящих исследований является накопление достаточных данных об изменении турбулентных напряжений в искривленном потоке на вогнутой поверхности. Такая информация позволит оценить эффекты кривизны на развитие вторичных вихревых течений в искривленных каналах и на этой основе уточнить существующие методы расчета [3] таких потоков.

В работе исследуется турбулентное неустановившееся течение в 90-градусном повороте. Экспериментальный канал постоянного прямоугольного сечения ($h=0,43$ м и $b=0,22$ м) состоит из трех участков: прямолинейного длиной 0,6 м, криволинейного с радиусом кривизны вогнутой стенки 0,3 м, прямолинейного длиной 0,6 м. Анализ структуры течения в пограничном слое выполнялся в пяти поперечных сечениях канала по потоку.

Сечение 1 расположено на прямолинейном участке канала на расстоянии 0,47 м от входа. Сечение 2 отстоит от начала криволинейного участка на угол $\varphi=10^\circ$, а три последующие расположены вниз по потоку с шагом 20° . Наличие вихревой гертлеровской неустойчивости удалось проконтролировать только при $\varphi \geq 40^\circ$.

Измерения напряжений Рейнольдса выполнялись в плоскости симметрии поворота, а при φ , равных 50 и 70° , еще в двух сечениях, отстоящих влево и вправо от плоскости симметрии канала на $0,25$ длины волны возмущения ($\lambda=0,024$ м). Следует отметить, что сечения, лежащие в плоскости симметрии поворота, практически совпали с сечениями среднего уровня периодической гертлеровской вариации осредненной скорости. Таким образом, сечения, расположенные слева от плоскости симметрии, соответствуют максимуму периодической вариации («выступу»), а справа — минимуму («впадине»).

Основная информация о компонентах скорости, а также турбулентных составляющих была получена с использованием методики вращающегося термоанемометра с наклонной нитью. Для измерения профилей продольной составляющей осредненной скорости использовался также датчик с прямой нитью. Конструкция стенда позволяла вводить зонд через выпуклую стенку и свободно перемещать его в трех направлениях. Максимальная скорость потока на входе в рабочий участок равнялась 34 м/с, что соответствовало числу Рейнольдса, вычисленному по этой скорости и эквивалентному диаметру канала, порядка $1,5 \cdot 10^5$.

Анализ распределения статического давления вдоль вогнутой стенки (в плоскости симметрии канала) показал, что наблюдается быстрое изменение давления на входе и выходе искривленной части канала. Выполненная при помощи нитей визуализация позволила убедиться в отсутствии отрывных зон. На повороте (плоскость симметрии, вогнутая стенка) градиент давления оставался практически нулевым.

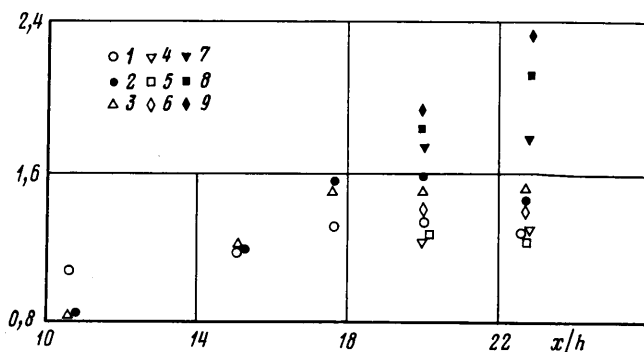
В качестве характерной при нормализации профилей осредненной скорости использовалась скорость потенциального потока на вогнутой стенке. Распределение потенциальной скорости в поперечном сечении искривленного канала принималось, так же как и в [4], $U_p = U_{pw} (1 - ky)$, где k — кривизна. Потенциальная скорость на стенке определялась с использованием экспериментальных профилей скорости по максимальному моменту количества движения невозмущенного потока $U_{pw} = -k[U(r_b + y)]_{\max}$, где r_b — радиус выпуклой стенки канала.

Параметры пограничного слоя рассчитывались на основании измеренных профилей скорости. Толщина пограничного слоя δ определялась как значение y , на котором величина U/U_p достигала $0,99$.

В качестве тестового эксперимента было выполнено сравнение результатов, полученных в сечении 1 прямой части канала, с данными [6]. Среднее расхождение по вторым моментам составило 31% . Следует при этом отметить различие в некоторых параметрах испытаний (настоящие исследования — $x/d=6,5$ и $Re=1,5 \cdot 10^5$, а в [6] — $8,3$ и $4,5 \cdot 10^5$ соответственно).

На фиг. 1 показано изменение параметров пограничного слоя в зависимости от относительного расстояния x/h (h — высота канала) в направлении потока. Характерные толщины пограничного слоя, полученные по экспериментальным данным, отнесены здесь к величинам, рассчитанным по формулам [7] для безградиентного обтекания турбулентным потоком гладкой плоской пластины. Принятые на фигуре обозначения соответствуют: $1-3-\delta'$, δ^* , θ' в плоскости симметрии, $4-6$ — те же

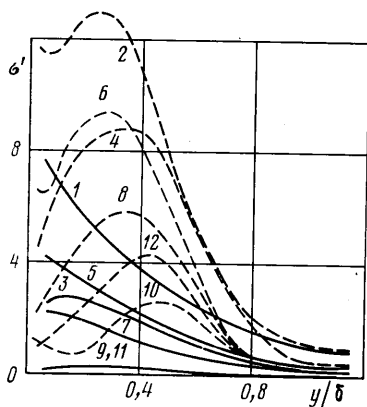
характеристики на выступе, а 7–9 – на впадине. Обращают на себя внимание следующие факты. В плоскости симметрии влияние кривизны начинает сказываться уже при $\varphi=10^\circ$, причем если δ возрастает примерно в 1,3 раза, то δ^* и θ в 1,5–1,6 раза. Значения характерных толщин на выступе, незначительно отличаясь от



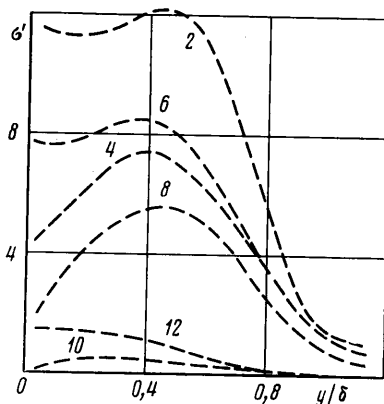
Фиг. 1

значений в плоскости симметрии, все-таки существенно превосходят величины для плоской стенки. Еще больший рост характерных толщин наблюдается на впадине, в 1,8–2,4 раза.

Указанные обстоятельства позволяют ожидать значительного увеличения порождения турбулентности, связанного как с эффектами кривизны, так и наличием вторичной турбулентности в результате действия дополнительных скоростей деформации из-за периодичности осредненной скорости поперек потока.



Фиг. 2



Фиг. 3

Напряжения Рейнольдса приведены в виде квадратов интенсивности турбулентности и параметров турбулентных касательных напряжений на фиг. 2 и 3.

Результаты, представленные на фиг. 2 сплошной линией, относятся к сечению 1 (прямолинейный участок), а пунктиром – к сечению 4 ($\varphi=50^\circ$, «впадине»). Причем и нечетные (1–11) и четные (2–12) кривые соответствуют следующим характеристикам (на фигуре $\sigma'=10^3 \sigma/U_{pw}^2$) $\sigma=\langle u^2 \rangle$, $\langle v^2 \rangle$, $\langle w^2 \rangle$, $-\langle uv \rangle$, $-\langle vw \rangle$, $\langle uw \rangle$. Обозначения фиг. 3 (сечение 4, выступ) те же, что и для фиг. 2, кроме кривых 10 и 12. Знаки компонент $\langle vw \rangle$ и $\langle uw \rangle$ меняются на противоположные по сравнению с впадиной. Обращает на себя внимание существенное увеличение параметров на вогнутой стенке по всей толщине пограничного слоя. Резкое отличие наблюдается также в величине (а для $\langle uw \rangle$, $\langle vw \rangle$ и в знаке) параметров на выступе и впадине периодической вариации. С возникновением и развитием в потоке гертлеровской неустойчивости в распределениях компонент тензора напряжений Рейнольдса появляются новые экстремальные точки, которые в более простых потоках не наблюдались. Па-

параметры $\langle uv \rangle$ и $\langle vw \rangle$ имеют тот же порядок, что и остальные напряжения. Поэтому, выполняя анализ течения у вогнутой стенки, когда оценка устойчивости в смысле Гертлера положительна, пренебрегать значениями указанных касательных напряжений нельзя.

Имеется очень мало данных о напряжениях Рейнольдса в пространственных пограничных слоях, пригодных для сравнения. Сопоставляя полученные результаты с данными [4], можно отметить качественное соответствие в распределениях одноименных компонент. Однако, уровень величин параметров в настоящем исследовании в 1,4–1,8 раза больше. Это, вероятно, связано с тем, что в [4] испытаниям соответствовало меньшее число Рейнольдса ($Re=1,43 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$), а в настоящем исследовании $Re=2,12 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, здесь Re подсчитано при единичной длине). При этом продольная составляющая параметра интенсивности турбулентности невозмущенного потока на входе в криволинейный канал равна соответственно $0,8 \cdot 10^{-4}$ и $8 \cdot 10^{-4}$.

Данные [8] имеют качественно другой характер, так как получены для пограничного слоя на плоской боковой стенке криволинейного канала (по его центральной оси).

Результаты настоящего исследования могут быть рекомендованы при анализе криволинейных потоков (и именно той их части, которая характеризуется отрицательной кривизной и наличием условий для возникновения неустойчивости Гертлера).

ЛИТЕРАТУРА

1. Wilcox D. C., Chambers T. L. Streamline curvature effects on turbulent boundary layers.— AIAA Journal, 1977, v. 15, № 4, p. 574. (Рус. перев.: Уилкоккс, Чеймберс. Влияние кривизны линий тока на характеристики турбулентных пограничных слоев.— Ракетная техника и космонавтика, 1977, т. 15, № 4, с. 152).
2. Tani I. Production of longitudinal vortices in the boundary layer along a concave wall.— J. Geophys. Res., 1962, v. 67, № 8, p. 3075.
3. Bradshaw P. Effects of streamline curvature on turbulent flow. London, 1973, 96 p. (AYARD — AY — N 169).
4. So R. M. C., Mellor G. L. An experimental investigation of turbulent boundary layers along curved surfaces.— NASA, Contractor Rep., 1972, № 1940, 260 p.
5. Шмедро Ю. А., Бобошко В. А. Практические аспекты неустойчивости Гертлера.— Тр. Николаевск. кораблестроит. ин-та, 1979, вып. 152, с. 114.
6. Трубаков Ю. П. Экспериментальное исследование турбулентного потока на входных участках круглых труб: Автореф. дис. на соискание уч. ст. канд. техн. наук: М.: Обнинск, ФЭИ, 1979, 15 с.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
8. Pierce F. J., Duerson J. S. H. Measurements of the Reynolds stress tensor in three-dimensional turbulent boundary layer. Rep. N AD-778782, Virginia Polytechnic Institute and State University, 1974, 85 p.

Николаев

Поступила в редакцию
2.XII.1980

УДК 532.529

О СТРУКТУРЕ ПЕРЕДНЕГО ФРОНТА ЖИДКОЙ ПРОБКИ ПРИ ПРОБКОВОМ ТЕЧЕНИИ ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СМЕСИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ТРУБЕ

МАРКОВИЧ Э. Э.

При пробковом течении газожидкостных смесей в трубах жидкие пробки, заполняющие все сечение трубы, чередуются с газовыми. Под газовыми пробками имеются жидкие слои. Жидкость в слоях, текущая под действием касательных сил и перепада давлений в газовом потоке, движется гораздо медленнее, чем жидкость в пробках. Попытки учесть в описании течения взаимодействие жидкости в слое и пробке (например, [1, 2]) наталкиваются на недостаток сведений о переднем фронте жидкой пробки, где это взаимодействие происходит. Под передним фронтом понимается область, занятая жидкостью (фиг. 1), расположенная между поперечными сечениями 1, где кончается жидкий слой, и 2, где пробка впервые заполняет все сечение.

1. Задача этой работы состояла в получении и анализе опытных данных о структуре переднего фронта жидкой пробки. Основная трудность при получении данных такого рода заключается в том, что фронт движется. Поэтому необходимо фиксировать сразу всю мгновенную картину движения. До сих пор эту трудность преодолеть не удавалось.