

УДК 533.6.011.5

ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ОБТЕКАНИИ ПЛАСТИНЫ

© 2019 г. Р. Я. Тугазаков*

*Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского,
Жуковский, Московская обл., Россия*

**E-mail: renatsan@yandex.ru*

Поступила в редакцию 05.12.2018 г.

После доработки 04.02.2019 г.

Принята к публикации 04.02.2019 г.

На языке эволюции вихрей показан процесс перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный по цепочке: усиление внешних слабых возмущений до интенсивных волн, которые приводят к турбулентному течению с внутренними масштабами задачи. Получена самоподдерживающаяся турбулентность, представлены картины течения на поверхности пластины и также структуры потока внутри турбулентного пограничного слоя с выбросами жидкости с поверхности пластины в виде “берстинга”. Вычислены основные параметры течения: частота и интенсивность пульсаций газа в турбулентных пятнах. Отмечено выполнение подобия локальной турбулентности. Исследование проведено прямым численным моделированием обтекания пластины с $M = 2$ в рамках нестационарных уравнений Навье–Стокса без привлечения моделей турбулентности.

Ключевые слова: сверхзвуковой поток, ламинарное и турбулентное течение, волны Толлмина–Шлихтинга, турбулентные пятна

DOI: 10.1134/S0568528119050104

Проблеме перехода ламинарного сверхзвукового потока газа в турбулентный с проявлением нелинейной неустойчивости, образованием волн Толлмина–Шлихтинга посвящено множество статей как теоретического исследования, так и численного и экспериментального моделирования [1–11].

В данном исследовании, как в продолжении [9, 10], приводятся результаты, связанные с развитием турбулентного обтекания пластины без воздействия на нее внешних возмущений (волн). Ранее в [10] получено, что при взаимодействии внешних возмущений в виде гармонических волн интенсивности $1\text{--}2\% p_\infty$ с пограничным слоем происходит резонансное усиление волн (в зависимости от числа M , толщины слоя, длины волны и ширины пластины) до сильных, почти двумерных волн, которые распадаются, образуя когерентные структуры. То есть, внешние возмущения, превратившись в сильные волны и распавшись, как бы мгновенно встряхивают поток газа, после чего происходит его турбулизация [3]. Когда интенсивность распавшихся волн (пульсаций) становится мала, то для определенного числа Re (по длине пластины) происходит выброс “медленного” газа из вязкого подслоя на внешнюю границу пограничного слоя, толщина которого удваивается ($M = 2$). Такая картина течения сохраняется в виде структурированного поля вихрей далее, напоминая “установившуюся турбулентность” [6]. При этом распределение параметров течения на поверхности пластины (давление, температура, коэффициент поверхностного трения) соответствует экспериментальным данным.

Это можно объяснить так: в турбулентных потоках основная энергия заключена в крупномасштабных вихрях [3], которые численным методом [12] и многими другими, например, [8] достаточно точно моделируются. То есть, если в потоке не реализуется стохастическое движение со своей частотой, с образованием турбулентных пятен, основные средние параметры течения численного счета и эксперимента практически совпадают.

Таким образом, как показано в [10], при достаточно сильных внешних возмущениях не происходит образования пульсаций с собственной частотой задачи, так как возмущения, проходя

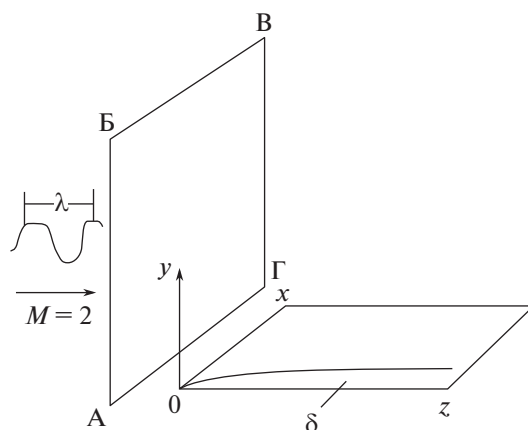


Рис. 1. Схема расчетной области обтекания пластины

головную ударную волну, движутся над пограничным слоем и через давление навязывают потоку свою частоту и интенсивность, забывая собственные частоты задачи.

В данной статье показывается, что с уменьшением на порядок интенсивности внешних волн в потоке получается стохастическое движение со своей частотой, с образованием турбулентных пятен, которое сохраняется и при “отключении” внешних возмущений. То есть энергия, которая диссипируется в турбулентной области, извлекается из энергии набегающего потока.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На рис. 1 приведена картина обтекания прямоугольной пластины сверхзвуковым потоком вязкого газа (где z — продольная, x — поперечная, y — нормальная координаты; w , u , v — компоненты скорости вдоль этих координат).

Во фронтальном сечении АБВГ прямоугольной расчетной области поддерживаются параметры набегающего газа. Сначала устанавливается квазистационарное обтекание пластины с пограничным слоем толщиной δ . Затем на скорость набегающего потока w_∞ накладывается плоская гармоническая волна с длиной волны λ и определенной интенсивности. Число Re , определенное по длине пластины, для пространственного расчета примерно равно 10^6 . Рассматривается симметричная задача по оси y , т.е. приводятся картины обтекания одной поверхности пластины. Результаты получаются прямым численным моделированием течения в рамках уравнений Навье—Стокса, без привлечения схем турбулентности; используется явная двухшаговая разностная схема [12]. Точность расчетов: толщина пограничного слоя в невозмущенном потоке для пространственного обтекания короткой пластины с точностью 10–15% совпадает с величиной, вычисленной в центральном продольном сечении пластины по приближенной формуле для $w_{0.99}$. Приведенные на рисунках геометрические размеры отнесены к длине пластины; давление p , плотность R отнесены к их значениям в набегающем потоке, а компоненты скорости — к скорости звука невозмущенного потока. Максимальное количество расчетных точек равно 1.7×10^7 ; пространственные шаги — 10^{-6} – 10^{-5} м, а временные — 10^{-9} с.

Следует отметить, что первоначально в статье для пространственных течений приведены расчеты с симметричным распределением внешних возмущений по всей площади начального сечения АБВГ (рис. 1), а после турбулизации части потока внешние возмущения отключены.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В задаче рассчитывается обтекание теплоизолированной пластины газом со скоростью w_∞ и параметрами: $p_\infty = 1$ атм, $T_\infty = 278$ К, $R_\infty = 1.25$ кГс²/м⁴, $\mu_\infty = 1.72 \times 10^{-5}$ кГс/м², число Прандтля $Pr = 0.72$ для числа M набегающего потока, равного 2.

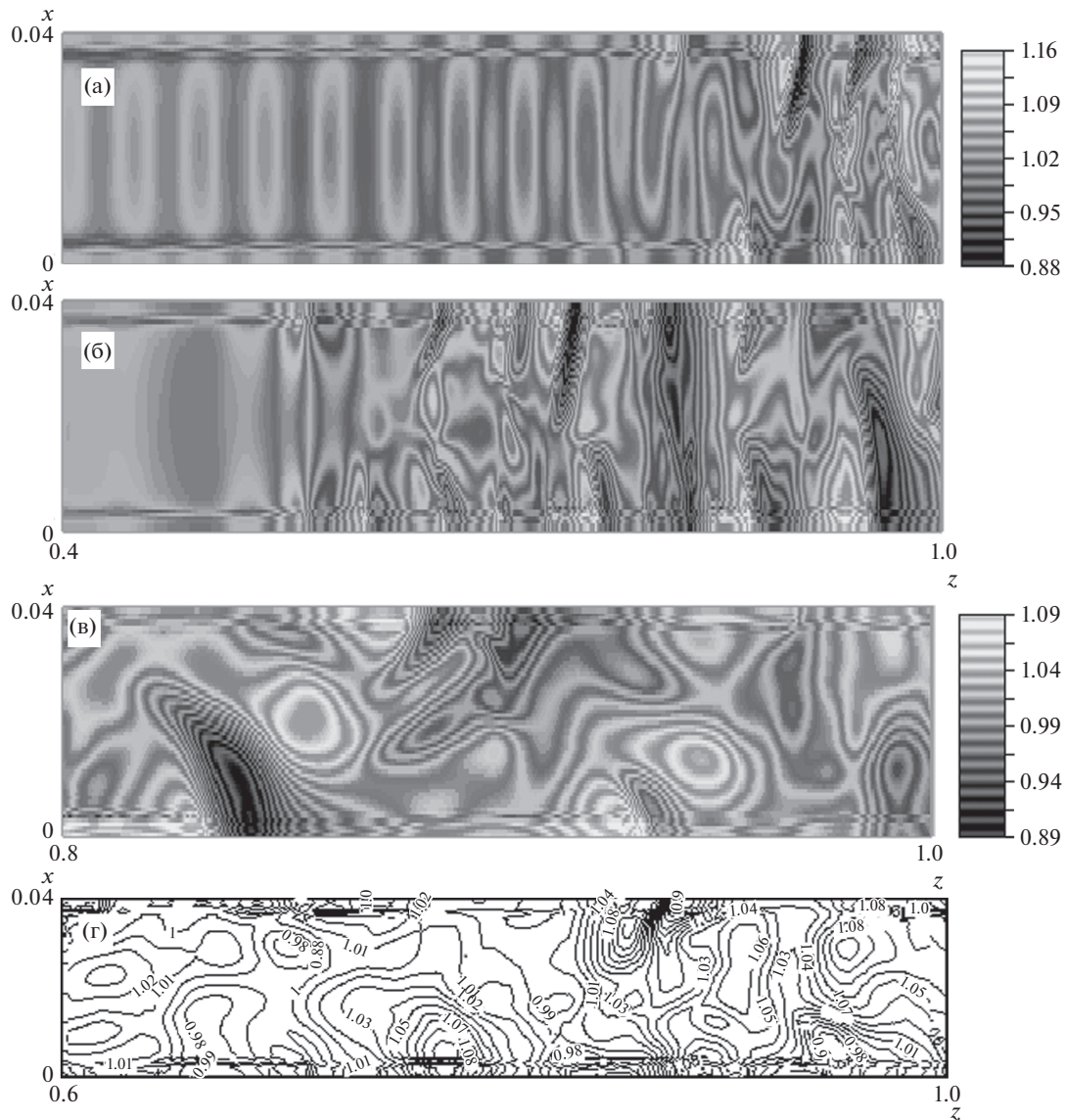


Рис. 2. Картины полей давления на поверхности пластины в турбулентном потоке газа: а — начальная стадия турбулизации потока, разрушение первоначальных внешних возмущений в виде гармонических волн, б — развитая картина турбулентного течения, в, г — турбулентные пятна и линии равных изобар на пластине

2.1. Распределение параметров течения на поверхности пластины

На рис. 2а, 2б приведены картины распределения давления на пластине, обтекаемой потоком газа с $M = 2$ и первоначально плоской гармонической волной с частотой 780 кГц для двух моментов времени t_1 и $t_2 = t_1 + 2 \times 10^{-4}$ с. Частота выбрана из условия, что при длине волны порядка толщины ламинарного пограничного слоя происходит максимальное усиление набегающих возмущений [10].

На рис. 2а в начале пластины видны следы от набегающей волны слабой интенсивности, которые не приводят к формированию вторичного течения в виде продольных вихревых структур вдоль боковых сторон пластины. То есть при слабой интенсивности волны течение практически квазидвумерное и переходный период происходит почти по линейному закону. Давление, энтропия постепенно подрастают. Температура почти постоянна. Развитие же возмущений с достаточно большими начальными амплитудами приводит к пространственному распределению параметров течения на пластине практически от ее начала [10] и росту параметров течения в развивающейся волне неустойчивости.

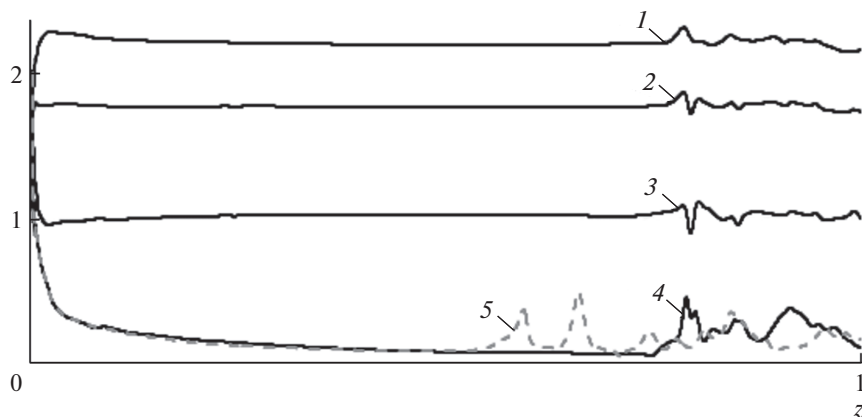


Рис. 3. Поведение газодинамических величин: 1–3 – s , T , p , 4 – коэффициент поверхностного трения c_f на пластине в ламинарной и турбулентной областях, 5 – c_f в момент времени t_2

В конце пластины ($Re \approx 10^6$) происходит турбулизация потока газа. Внешние волны здесь разрушаются образующимися с собственной частотой интенсивными пульсациями. Появляются пространственные турбулентные пятна различного размера. Развитие турбулентной области в момент t_2 представлено на рис. 2б, где видна обширная область с хаотическим движением пятен размером (диаметра) от 0.1 до 1.5 мм. В данный момент размеры турбулентной области достигли максимальных значений, и в последующие моменты ее передний фронт отступает назад, колеблясь с частотой 10 кГц в пределах: $0.45 < z < 0.85$ ($0.45 \times 10^6 < Re < 0.85 \times 10^6$). Скорость продвижения фронта навстречу набегающему потоку из положения при t_1 в настоящее t равна 25 м/с. При отступлении фронта турбулизации на поверхности пластины остаются области слабо возмущенного газа в виде поперечных волн, длина которых равна половине ширины пластины. Такое поведение газа объясняется тем, что при взаимодействии турбулентной области с боковыми вихрями образуются области повышенной завихренности, которые сохраняются при отступлении зоны турбулентности. При обтекании указанных областей набегающим потоком газа из-за его торможения образуются поперечные волны.

Следует отметить, что в момент t_2 внешние возмущения перед пластиной “отключены” и в данный момент в носовой части пластины вплоть до турбулентной области нет следов от внешних волн. То есть здесь реализуется самоподдерживающаяся турбулентность, когда диссипируемая в пограничном слое энергия компенсируется ее поступлением из основного потока. Более подробная картина течения в турбулентной зоне в конце пластины приведена на рис. 2в и со значениями изобар – на рис. 2г.

При турбулизации потока происходят изменения в поведении газодинамических параметров вдоль поверхности пластины. На рис. 3 представлены их мгновенные значения вдоль пластины в момент t_1 в центральном продольном сечении: энтропии s (кривая 1), температуры T (2), давления p (3), коэффициент поверхностного трения c_f (4).

Видно, что величины всех параметров при турбулизации потока подрастают, что соответствует экспериментальным [1, 4] и численным данным [8]. Кривая 5 показывает распределение c_f в момент t_2 . Такое же поведение в данный момент времени наблюдается и у других параметров течения.

Поведение параметров газа на пластине непосредственно связано с пульсирующим газом над пластиной.

2.2. Течение газа над пластиной в пограничном слое

На рис. 4а приведено мгновенное распределение плотности в центральном продольном сечении расчетного поля. Виден ламинарный пограничный слой (момент t_2), переходящий в турбулентный, состоящий из разнообразных пульсирующих областей. Часть этих возмущенных областей стремится вырваться из зоны пограничного слоя в набегающий сверхзвуковой поток, что приводит к образованию вне пограничного слоя наклонных волн. Угол наклона волн должен определяться интенсивностью (скоростью), с которой газ проходит внешнюю границу пограничного слоя.

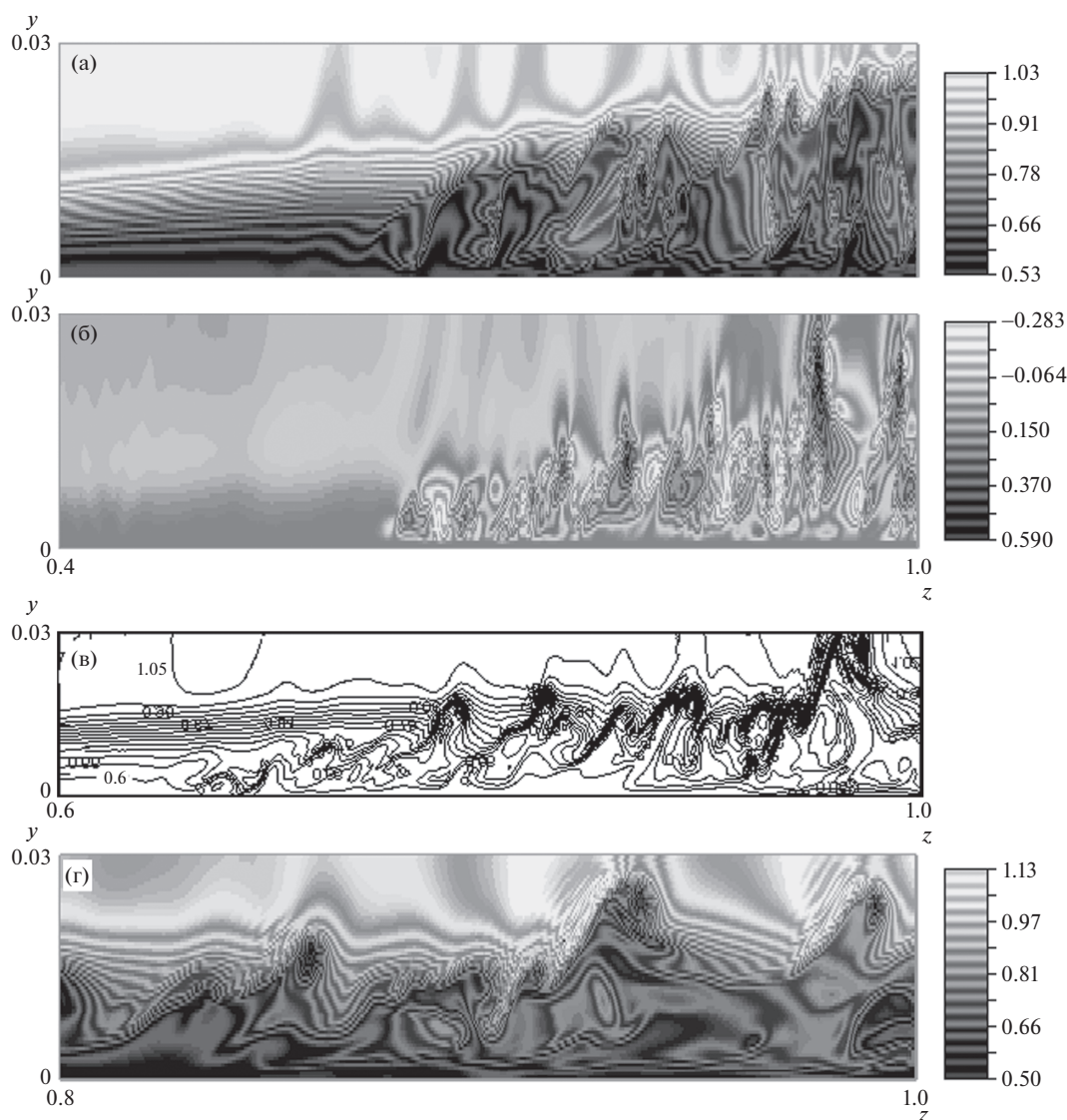


Рис. 4. Картины течения внутри пограничного слоя (мгновенные значения в продольном центральном сечении): а – поле плотности, б – значения нормальной компоненты скорости, в – квазипериодические выбросы вязкой жидкости из пристенной области – берстинги, г – излучение волн энтропии при взаимодействии берстинга с внешней границей пограничного слоя

Если бы из пограничного слоя распространялись очень слабые возмущения, то образовывались бы волны Маха с углом наклона 30° . В расчетах же получается угол наклона волн в диапазоне $45\text{--}70^\circ$. Для уточнения угла образующихся волн на рис. 4б в центральном продольном сечении приводятся изоповерхности пульсаций компоненты скорости v , нормальной к поверхности пластины. Диапазон изменения безразмерной компоненты v находится в пределах $0.3\text{--}0.6$. Максимальное значение v принимает на внешней границе пограничного слоя в вершинах берстингов – квазипериодических выбросов вязкой жидкости из пристенной области течения (рис. 4в, 4г). Учитывая скорость выхода газа из пограничного слоя, можно приближенно оценить угол наклона волн как $\arcsin 0.8 \approx 54^\circ$ по формуле для наклона линии Маха. Учитывая, что образующиеся волны не нулевой интенсивности, то значение этого угла должно быть больше. То есть, как указано выше, при турбулизации потока зарождаются волны с углом наклона в пределах $45\text{--}70^\circ$. Наименьший наклон получается у волны, образующейся от движущегося переднего фронта зоны турбулентности.

Введение наклонных волн в статьях экспериментального [4–6] и численного моделирования [7, 8, 11] способствует турбулизации потока, хотя в природе они возникают сами как отклик внешнего потока на пульсации турбулентного потока внутри пограничного слоя.

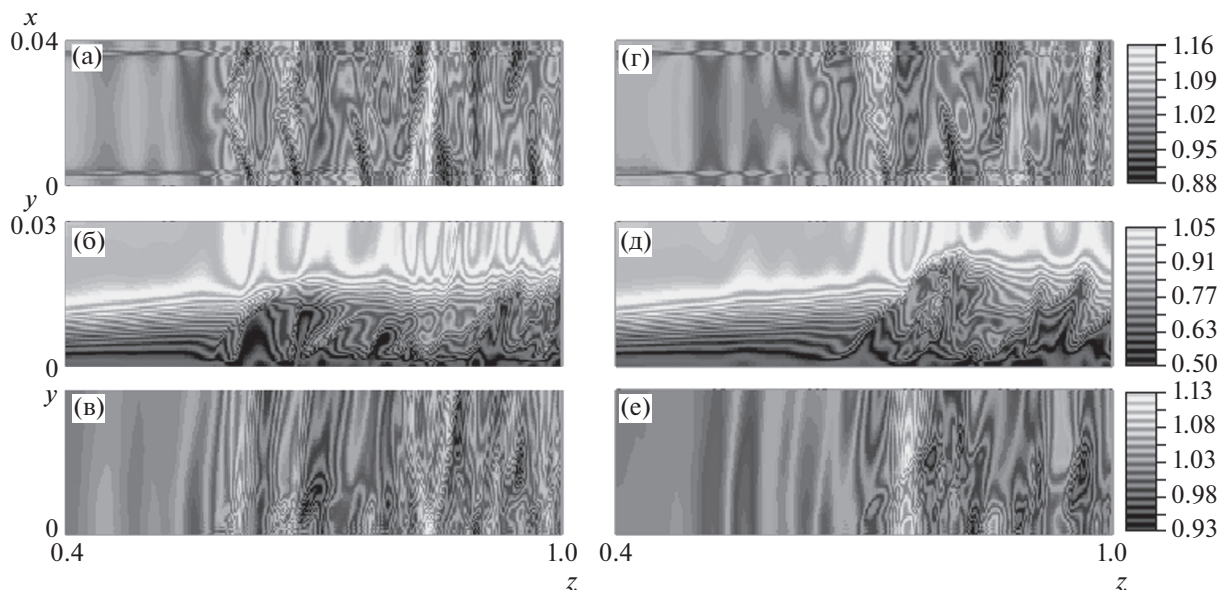


Рис. 5. Картина обтекания пластины для двух моментов времени: а и г — поля давления на поверхности пластины, б, д и в, е — распределения плотности и давления в продольном центральном сечении расчетного поля

Динамика развития турбулентного течения для двух моментов времени представлена на рис. 5 в виде распределения давления на поверхности пластины (а, г), плотности в продольном центральном сечении расчетного поля (б, д), давления в продольном центральном сечении (в, е). На рисунке видно, на какое расстояние фронт турбулентности отступил за время около 10^{-5} с.

При турбулизации потока газа происходит изменение профиля скорости в пограничном слое. На рис. 6 для двух моментов а и б (шаг 10^{-6} с) приведены мгновенные значения продольной скорости в поперечных сечениях пограничного слоя. Кривым на рис. 1–4 соответствуют профили скорости в сечениях, где течение ламинарное ($z = 0.2$), переходное (0.4) и турбулентные (0.8, 0.95).

Анализ показывает, что, вследствие нелинейного усиления возмущений, ламинарное течение развивается в переходное, а затем — в турбулентное состояние, которое характеризуется более наполненным профилем скорости. Горизонтальные линии на фигурах, соответствующие толщинам ламинарного и турбулентного слоев, указывают, что толщина турбулентного слоя вдвое больше. Это соответствует данным эксперимента [2] и численного счета [10].

На рис. 6 видно, как при ламинарном, так и турбулентном режимах обтекания скорость меняется по линейному закону в области вязкого подслоя. При удалении от пластины такое поведение наблюдается в турбулентных режимах обтекания (кривые 3, 4) вплоть до чисел $M = 0.8–1$, т.е. в дозвуковой области. В зависимости от числа Re (кривые 3, 4) наполняемость профиля скорости для разных моментов времени может быть меньше, чем при ламинарном обтекании. Это означает, что толщина вязкого подслоя в турбулентном течении меняется со временем из-за “выброса” части газа с поверхности пластины в виде берстингов.

Распределение величин плотности (кривая 1), давления (2) и температуры (3) приведено на рис. 6в в сечении $z = 0.95$. Анализ показывает, что из турбулентного пограничного слоя во внешний поток распространяются волны энтропии, которые видны на рис. 4г в момент взаимодействия берстинга с внешней границей слоя. Эти волны связаны с частотой выбросов жидкости и поэтому носят не регулярный характер. Так, на рис. 5а, 5б видно, что характер поведения кривой 4 вне пограничного слоя для различных моментов времени разный.

2.3. Распределение параметров течения на внешней границе пограничного слоя

В берстинге происходит выброс жидкости с поверхности пластины. На рис. 6в видно, что на внешнюю границу пограничного слоя выбрасывается поток газа со значениями параметров, соответствующими значениям на границе вязкого подслоя, то есть газ менее плотный и более горячий, чем во внешнем потоке. Так, сравнение нормальной компоненты завихренности к поверхности пластины и плотности в сечениях $y_1 = 1.5\delta$ (а) и $y_2 = 2\delta$ (б) соответственно показывают,

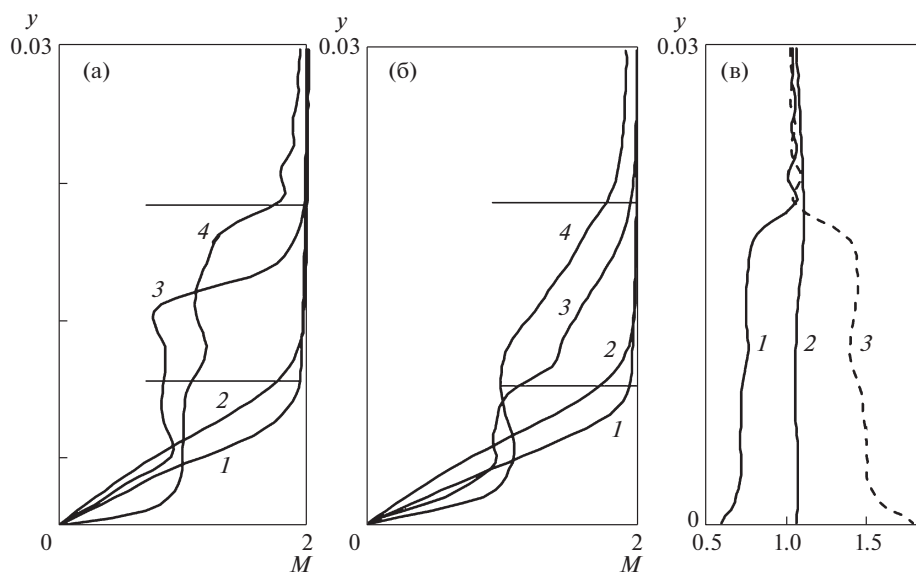


Рис. 6. Поведение параметров течения по высоте пограничного слоя: а и б — профили продольной скорости для двух моментов времени; 1–4 — профили скорости в сечениях, где течение ламинарное ($z = 0.2$), переходное (0.4) и турбулентное (0.8, 0.95); горизонтальные линии — толщины ламинарного и турбулентного слоев, в — 1–3 — плотность, давление и температура

что на высоте y_1 в турбулентном течении реализуются сложные картины завихренности и плотности. Здесь имеются области с более низкой плотностью (более горячий газ), чем на поверхности пластины. Выше турбулентной области в сечении y_2 видны вершины берстинга, состоящие из мелкомасштабных вихрей.

2.4. Пульсации и обсуждение результатов

Прямое численное моделирование обеспечивает громадный объем информации, ценность которой представляют средние значения потока для сравнения этих результатов с решениями задач, полученных другими методами. На рис. 7а приведены значения пульсаций давления вдоль пластины в турбулентной части потока для трех моментов времени с шагом 1.5×10^{-5} с. Эти пульсации рождаются без воздействия внешних возмущений. Поведение пульсаций в трех точках ($z = 0.2, 0.8, 0.95$) по времени представлено на рис. 7б. На рисунке показана реакция турбулентного потока на внешние возмущения, приходящие извне. Так, в точке $z = 0.2$ видно возмущение слабой интенсивности в виде гармонической волны (малый овал), которое, попадая в точки с $z = 0.8$ и 0.95 , приводят к росту частоты пульсаций от 300 до 3000 кГц.

Вычисление средних значений давления на поверхности пластины в точках $z = 0.2, 0.7, 0.95$ дает соответствующие результаты: 1.015, 1.052, 1.017. Видно, что в точке с координатой $z = 0.7$, где находится передний фронт турбулентной области, величина давления выше, чем в окружающем газе. Это заставляет газ двигаться против набегающего основного потока.

Подробные данные результатов обтекания пластины позволяют проверить выполнение основных свойств турбулентности. Так, свойство подобия локальной турбулентности: $v_n/\Delta w \sim \sim (\eta/L)^{1/3}$ [3], где η — масштаб пульсаций около 0.002, v_n — порядок величины скорости пульсаций около 0.6, L — толщина турбулентного пограничного слоя порядка 0.02, Δw — изменения средней скорости порядка 2 приводит к пределам 0.3~0.4. Учитывая, что выбирались какие-то средние величины, можно полагать, что свойство подобия выполняется без дополнительных требований однородности и изотропии среды. Это получено и в [6].

Таким образом, анализ данных, полученных численными методами по обтеканию пластины сверхзвуковым потоком газа с $M = 2$, показывает, что начальная стадия перехода и турбулизация потока сильно зависят от интенсивности внешних волн. При достаточно сильной интенсивности внешних возмущений в виде гармонических волн “забиваются” внутренние пульсации, размер поперечного сечения образовавшихся крупномасштабных продольных вихрей увеличивается в процессе диффузии при росте Re . И в результате взаимодействия двух боковых продольных вихрей происходит турбулизация потока газа. То есть этот процесс при численном моделирова-

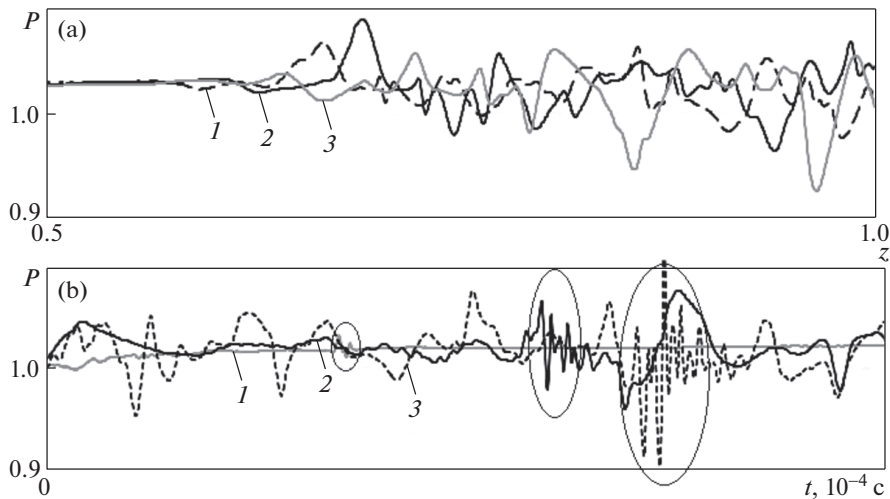


Рис. 7. Пульсации давления в турбулентном течении: а — мгновенные значения давления на пластине для трех моментов времени (шаг 1.5×10^{-5} с), б — поведение пульсаций в трех точках ($z = 0.2, 0.8, 0.95$) по времени

нии существенно зависит от ширины пластины. Зависимость максимального роста возмущений от ширины пластины показана в [10].

При воздействии на пластину внешними возмущениями малой интенсивности наблюдается этап линейной неустойчивости, переходящий в нелинейную стадию, которая приводит к турбулизации потока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках нестационарных уравнений Навье—Стокса решена задачи турбулизации потока газа при обтекании теплоизолированной плоской пластины с числом Маха 2 до масштабов, когда реализуются пульсации с внутренними частотами задачи. Показано, что полученное турбулентное течение реализуется без влияния внешних возмущений. Представлены картины течения на поверхности пластины и также структура потока внутри турбулентного пограничного слоя. Объяснена связь образующихся наклонных волн с выбросами жидкости с поверхности пластины в виде берстинга. Отмечено выполнение подобия локальной турбулентности.

Статья поддержана грантом РФФИ № 17-01-00129 а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гапонов С.А. Взаимодействие сверхзвукового пограничного слоя с акустическими возмущениями // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 6. С. 51–56.
2. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 134 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
4. Kosinov A.D., Panina A.V., Kolosov G.L., Semionov N.V., Ermolaev Yu.G. Experiments on relative receptivity of three-dimensional supersonic boundary layer to controlled disturbances and its development // Progress in Flight Physics. 2013. V. 5. P. 69–80.
5. Borodulin V.I., Gaponenko V.R., Kachanov Y.S. Late-Stage Transitional Boundary-Layer Structures. Direct Numerical Simulation and Experiment. Theoret. Comput. Fluid Dynamics. 2002. V. 15. P. 317–337.
6. Иванов М.Ф., Киверин А.В., Шевелкина Е.Д. Эволюция вихревых возмущений на различных стадиях турбулентных течений // Инж. журнал: наука и инновации. 2013. № 8(20). С. 38.
7. Mayer C.S.J., Wernz S., Fasel H.F. Numerical investigation of the nonlinear transition regime in a Mach 2 boundary layer // J. Fluid Mech. 2011. V. 668. P. 113–149.
8. Кудрявцев А.Н., Хотяновский Д.В. Прямое численное моделирование перехода к турбулентности в сверхзвуковом пограничном слое // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22. № 5.
9. Lipatov I.I., Tugazakov R.Ya. Generation of Coherent Structures in Supersonic Flow past a Finite-Span Flat Plate // Fluid Dynamics. 2015. V. 50. № 6. P. 793–799.
10. Липатов И.И., Тугазаков Р.Я. Нелинейная неустойчивость в области перехода от ламинарного к турбулентному движению газа при сверхзвуковом пространственном обтекании пластины // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 2. С. 178–196.
11. Судаков В.Г. Численное моделирование влияния угла наклона акустических волн на восприимчивость гиперзвукового пограничного слоя // Уч. зап. ЦАГИ. 2010. Т. 41. № 3. С. 31–41.
12. Ephraïm L.R., Burstein S.Z. Difference methods for the inviscid and viscous equations of a compressible gas // J. Comput. Phys. 1967. V. 2. P. 178–196.