

УДК 533.6.011.5:533.697.23

Сверхзвуковое течение в прямоугольном канале воздухозаборника при отрывном взаимодействии пограничного слоя со скачками уплотнения*

И.И. Мажуль

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: mazhul@itam.nsc.ru

Представлены результаты численного исследования структуры течения в прямоугольном канале модельного воздухозаборника при взаимодействии генерируемого обечайкой скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на внутренних гранях канала. Рассматривается конфигурация, состоящая из сужающегося входного участка и горловины постоянного поперечного сечения. Выполнено численное моделирование трехмерного течения при числе Маха набегающего потока $M = 4$ на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности $k-\omega$ SST. В результате расчетов получены предельные линии тока и распределения статического давления на поверхностях канала, распределения полного давления и поля чисел Маха в его поперечных сечениях. Анализируется структура течения и указывается возможность существования продольных вихревых структур в угловой области горла канала воздухозаборника.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, воздухозаборник, прямоугольный канал, продольные вихревые структуры.

Введение

Научные исследования по обоснованию возможности создания летательных аппаратов для полета при гиперзвуковых скоростях являются одной из актуальных задач современной аэрогазодинамики. Успешное создание такого типа аппаратов напрямую связано с разработкой прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД). Важной частью ПВРД является воздухозаборник, где происходит торможение вязкого сверхзвукового потока. Этот процесс связан со взаимодействием скачков уплотнения с пограничным слоем, образованием отрывных зон, формированием псевдоскачка в канале воздухозаборника (диффузоре). Изучение структуры течения на входе, в горле и диффузоре воздухозаборника при сверхзвуковых скоростях потока имеет большое значение и является одной из востребованных практических задач, поскольку от характера торможения сверхзвукового потока зависит эффективная работа воздухозаборника и силовой установки в целом.

Течение в воздухозаборнике зависит как от параметров исходного потока (числа Маха, наличия развитого пограничного слоя, системы скачков00 уплотнения и т.п.), так и от формы поперечного сечения канала. Существует большое количество экспериментальных и расчетных исследований течений в диффузорах воздухозаборников как

* Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610137-0).

осесимметричного, так квадратного или прямоугольного поперечного сечения (см., например, публикации [1–12], включая обзорные работы [3, 4, 9, 10]). В то же время уже на начальном участке канала воздухозаборника вследствие взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем, образующимся на поверхности клина сжатия и стенках канала, имеет место сложная структура течения. Исследований, связанных с изучением трехмерной структуры течения в начальном участке канала воздухозаборника, существует заметно меньше. Так, например, в работе [13] представлены результаты сажемасляной визуализации течения на входе воздухозаборника с одноступенчатым клином сжатия $\delta = 20^\circ$ и каналом квадратного сечения при числе Маха набегающего потока $M = 4$. Показано, что в начале зоны отрыва на клине сжатия вблизи боковых стенок возникают возвратные вихревые течения, а в начале зоны присоединения — периодические по ширине течения структуры в виде линий стекания и растекания, что, по-видимому, является следствием образования системы вихревых жгутов с продольными осями вращения. В работах [14, 15] изучались взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на входе воздухозаборника с прямоугольным каналом при $M = 2,9$, было показано, что области обратного течения располагались сначала вблизи углов канала, затем, по мере увеличения интенсивности скачка уплотнения, они распространялись в поперечном направлении, пока не сливались в центре канала. Возможность формирования в прямоугольном канале продольных вихревых структур, индуцированных элементами входного устройства в виде решетки пилонов и пространственных уступов, рассматривалась в исследованиях [16, 17] при числах Маха $M = 2,5–4$. Известно, что в таких течениях с вихревыми структурами возникают локальные зоны повышенных тепловых нагрузок, что усложняет тепловую защиту конструкции летательных аппаратов.

Заметим, что экспериментальные методы не дают возможности детального выявления особенностей структуры течения. Как правило, экспериментально доступны лишь измерения статического давления на стенках канала, полного давления в потоке, сажемасляная визуализация поверхностных линий тока и теневая визуализация скачков уплотнения в плоских течениях. В силу этого численное моделирование с ростом вычислительных ресурсов и повышением точности используемых методов расчета приобретает все более важную роль. Так, в работе [18] на основе уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности $k-\omega$ SST было проведено трехмерное численное моделирование взаимодействия скачка уплотнения, генерируемого клином с углом $\delta = 7^\circ$, с турбулентным пограничным слоем на пластине при $M = 2$, ограниченной сбоку и сверху стенками аэродинамической трубы, т.е. практически рассматривался прямоугольный канал 200×200 мм. Здесь же было показано наличие в отрывной зоне вблизи боковых стенок канала возвратных вихревых течений, однако продольных вихрей за зоной отрыва не наблюдалось.

Течение в прямоугольных каналах связано как с взаимодействием пограничных слоев, развивающихся на смежных поверхностях (в углах канала), так и с пространственным взаимодействием скачков уплотнения с этими пограничными слоями, поэтому некоторые особенности течения в прямоугольных каналах могут быть аналогичны течениям в двугранных углах. В ИТПМ СО РАН проводились обширные экспериментальные исследования взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем в различного рода двугранных конфигурациях, включая конфигурации типа полуканала, т.е. канала без верхней стенки. Результаты этих исследований можно найти в монографиях [19, 20].

Настоящая работа посвящена исследованию структуры течения в закрытом прямоугольном канале модельного воздухозаборника, в котором генерируемый обечайкой скачок уплотнения взаимодействует с турбулентным пограничным слоем на внутренних гранях канала. Полагается, что воздухозаборник находится на поверхности летательного аппарата, на которой развивается пограничный слой, попадающий в воздухозаборник. Рассматриваемая конфигурация состоит из сужающегося входного участка и горловины постоянного поперечного сечения. Перед входом во внутренний канал расположена

удлиненная плоская поверхность, имитирующая поверхность летательного аппарата, на которой развивается пограничный слой и на которую падает скачок уплотнения, генерируемый обечайкой. Численное моделирование трехмерного течения выполнялось при $M = 4$ на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности $k-\omega$ SST [21]. Примеры расчетов отрывных течений с использованием различных моделей турбулентности, включая $k-\omega$ SST, можно найти в работе [20].

Условия расчета. Конфигурация воздухозаборника

Рассматриваемая модельная конфигурация представляет собой начальный участок плоского воздухозаборника, который содержит входной сужающийся участок и горловой участок постоянного поперечного сечения (рис. 1). Сужение начального участка обеспечивается клином с углом раскрытия δ_k , который и генерирует скачок уплотнения, взаимодействующий с пограничным слоем на стенках канала. Геометрические размеры воздухозаборника и условия расчета выбирались, исходя из требований испытаний моделей в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН при числе Маха $M = 4$. Угол клина по предварительным расчетам был принят $\delta_k = 10^\circ$ с тем, чтобы интенсивность возникающего скачка уплотнения была достаточной для отрыва пограничного слоя на нижней стенке канала. Ширина воздухозаборника B является постоянной и равна 0,15 м, отношение ширины к высоте составляет $B/H_0 = 3,75$ во входном сечении воздухозаборника и $B/H_r = 6,38$ — в горловом сечении, длина горлового участка $L_r/H_r = 2,8$ калибра, относительная площадь горла $A_r/A_0 = H_r/H_0 = 0,59$. Сам воздухозаборник размещается на плоской пластине длиной $L_0 = 0,29$ м, что позволяет моделировать нарастание пограничного слоя перед входом воздухозаборника. На виде в плане пластина имеет боковые кромки, скошенные по углу распространения слабых возмущений (волн Маха) для уменьшения эффектов бокового растекания потока. Ее ширина по передней кромке в начальном сечении составляет 0,3 м и уменьшается до 0,15 м в сечении входа воздухозаборника.

Численные расчеты проводились методом установления на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса с использованием модели турбулентности $k-\omega$ SST [21]. Для экономии вычислительных ресурсов поставленная задача решалась в два этапа. На первом этапе проводились расчеты носовой пластины и определялись параметры потока на входе воздухозаборника, которые использовались на втором этапе при расчете воздухозаборника. При построении регулярной расчетной сетки в канале воздухозаборника вдоль его стенок была выделена отдельная область шириной 5 мм, соответствующая примерно толщине пограничного слоя в сечении входа. В этой области расчетная сетка имела 85 узлов со сгущением к поверхности, что позволило обеспечить значения параметра $y^+ < 1$ на стенке и, соответственно, более надежный расчет взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем. Реализованная сетка во всей расчетной области от входного до выходного сечений воздухозаборника имела ~ 23000000 узлов. Заметим, что при расчетах использовались условия симметрии течения, т.е. рассматривалась половина канала воздухозаборника.

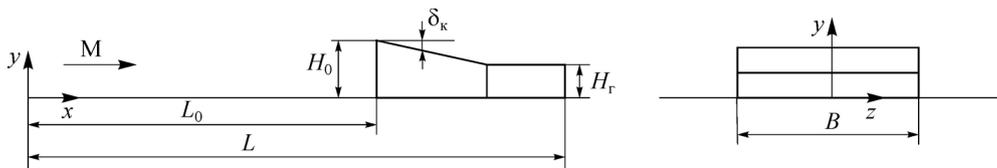


Рис. 1. Схема модельной конфигурации и система координат.

На входной границе расчетной области, которая совпадает с входным сечением воздухозаборника, задавались параметры потока, полученные при расчете носовой пластины. Начальные параметры внутри расчетной области соответствовали параметрам потока на входе, в выходном сечении канала — статическому давлению и температуре торможения набегающего потока. На стенках канала ставились условия прилипания, поверхность стенок предполагалась адиабатической. Установление стационарного режима течения в процессе численного решения задачи контролировалось по равенству расходов воздуха во входном и выходном сечениях канала воздухозаборника. Расчетные данные получены при числе Маха набегающего потока $M=4$, давлении торможения $P_0=10,3$ бар, температуре торможения $T_0=290$ К, единичном числе Рейнольдса $Re_1=48 \cdot 10^6$ 1/м.

Течение на входе воздухозаборника

Параметры потока на входе в воздухозаборник, необходимые для дальнейшего расчета внутреннего канала, получены при численном расчете трехмерного обтекания носовой пластины. Нарастание пограничного слоя на пластине и наличие на ней боковых кромок приводит к боковому растеканию потока. В сечении входа ($x=0,29$ м) эффекты этого растекания наиболее сильно сказываются в угловой точке сечения — $\bar{y}=0, \bar{z}=1$, примыкающей к пластине (здесь $\bar{z}=2z/B, \bar{y}=y/H_0$). На рис. 2 представлены профили относительной вертикальной $\bar{V}_y = V_y/V_H$ и поперечной $\bar{V}_z = V_z/V_H$ составляющих скорости при $\bar{z}=1$ (в области боковой грани сечения входа), выраженные в процентах скорости набегающего потока V_H . Видно, что значения \bar{V}_y и \bar{V}_z не превышают одного процента величины V_H .

Максимальные величины поперечной составляющей скорости \bar{V}_z наблюдаются вблизи поверхности пластины — $\bar{y} \sim 0$, а вертикальной составляющей \bar{V}_y — вблизи верхней границы сечения входа $\bar{y}=1$. Наличие вертикальной составляющей скорости обусловлено вытесняющим эффектом пограничного слоя, и ее положительные значения имеют место практически по всему размаху сечения входа. Однако следует отметить, что в области передней кромки при $\bar{z}=1$ в пограничном слое наблюдаются отрицательные значения \bar{V}_y , что связано с боковым растеканием потока. На рис. 2 также приведены

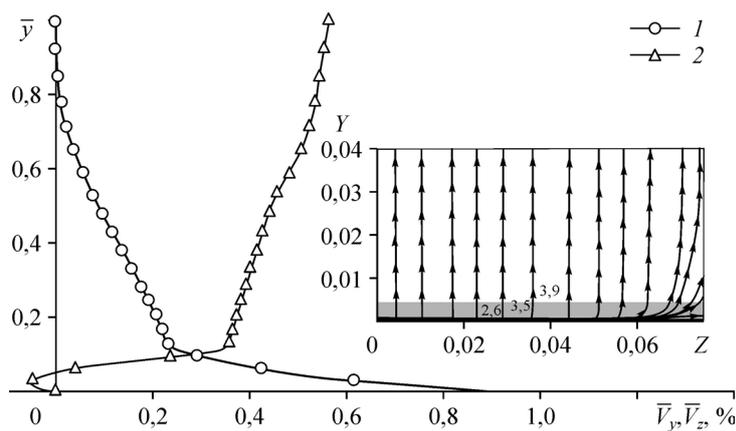


Рис. 2. Профили скорости в сечении входа воздухозаборника в области боковой грани.
 $\bar{z}=1$; 1 — \bar{V}_z , 2 — \bar{V}_y .

изолинии чисел Маха и линии тока поперечного течения в сечении входа воздухозаборника. По линиям тока можно судить об области влияния бокового растекания, в частности, вследствие $V_y < 0$ наблюдается их отклонение вниз в пограничном слое вблизи передней кромки пластины.

Анализ профилей скорости показывает, что толщина пограничного слоя в сечении входа $\delta_{п.с.} \approx 5$ мм остается практически неизменной по размаху и занимает около 12 % высоты входа. В целом вследствие пространственного характера течения на носовой пластине течение на входе воздухозаборника является неравномерным. Наибольшая неравномерность имеет место у верхней границы сечения входа из-за наличия составляющей V_y и в области угла $\bar{y} \sim 0, \bar{z} \sim 1$ вследствие наличия составляющих скорости V_y, V_z . Оценки по составляющим скорости показывают, что при $\bar{y} = 1$ (область расположения обечайки воздухозаборника) угол отклонения потока в вертикальной плоскости составляет $\sim 0,3^\circ$. В области боковой грани сечения входа отклонения в горизонтальной плоскости (боковые скосы) составляют $\sim 0,8^\circ$ вблизи поверхности и $\sim 0,14^\circ$ на границе пограничного слоя, и они убывают до нуля при $\bar{y} = 1$.

Структура течения в воздухозаборнике

Структура течения во внутреннем прямоугольном канале рассматриваемого воздухозаборника определяется взаимодействием скачка уплотнения, индуцируемого клином сжатия воздухозаборника, с пограничным слоем на гранях канала. Картина течения в плоскости симметрии $\bar{z} = 0$ и продольном сечении $\bar{z} = 0,96$ вблизи боковой стенки представлена на рис. 3 в виде распределения линий равных значений числа Маха (изомах) и линий тока продольного течения. Падающий на нижнюю поверхность скачок уплотнения 1 от клина сжатия вызывает отрыв пограничного слоя, развитого предварительно на носовой пластине. В структуре течения в плоскости симметрии наблюдаются также отрывной скачок 2, отраженный скачок 3, веер волн расширения 5 в угловой точке начала горлового участка и «висячий» скачок уплотнения 4 за зоной отрыва. Линии тока продольного течения показывают, что поток за зоной отрыва после «висячего» скачка уплотнения в целом, вне пограничного слоя, направлен вверх. Продольное сечение $\bar{z} = 0,96$ находится вблизи боковой поверхности канала, и здесь сказывается взаимодействие скачков уплотнения, скользящих относительно боковой поверхности, с пограничным слоем на ней, зона отрыва по распределению изомах не просматривается.

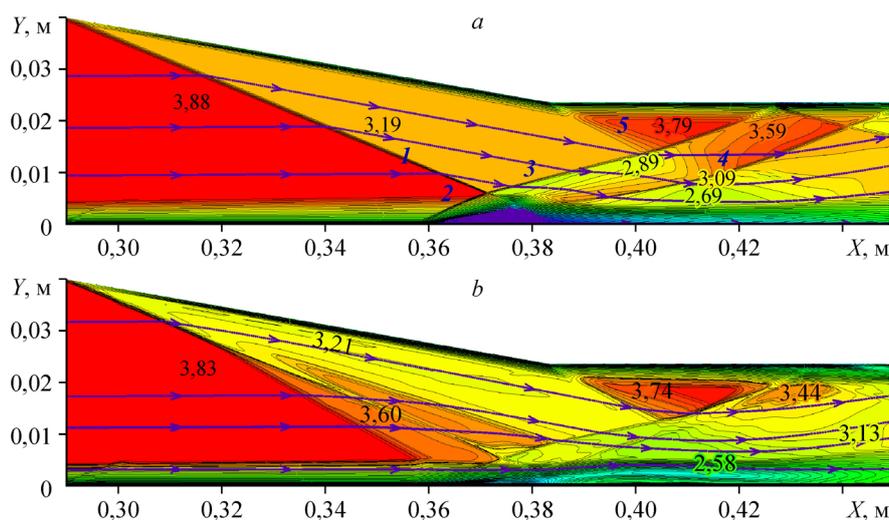


Рис. 3. Структура течения в плоскости симметрии $\bar{z} = 0$ (a) и в сечении $\bar{z} = 0,96$ (b).

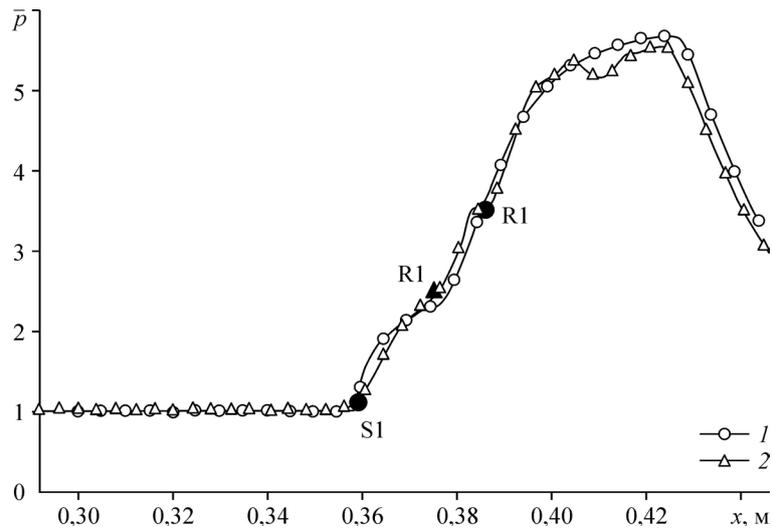


Рис. 4. Распределение относительного давления по длине конфигурации.
 1 — $\bar{z}=0$, 2 — $\bar{z}=0,96$.

Распределение относительного давления $\bar{p} = p/p_n$ вдоль нижней поверхности в плоскости симметрии и в сечении $\bar{z} = 0,96$ приводится на рис. 4 (p_n — давление в набегающем потоке). Здесь же показано соответствующее положение линий стекания S1 и растекания R1 (черными символами) зоны отрыва пограничного слоя, определяемых далее. Максимум давления имеет место за линией растекания после «висячего» скачка уплотнения, а его падение обусловлено волнами разрешения от точки излома продольного контура.

О структуре течения непосредственно на стенках канала можно судить по распределению изолиний поверхностных напряжений трения, которые интерпретируются как поверхностные линии тока и, соответственно, дают возможность судить о направлении течения. Такого рода распределения на нижней и боковой поверхностях канала представлены на рис. 5. Здесь же показано распределение давления на поверхности в целом,

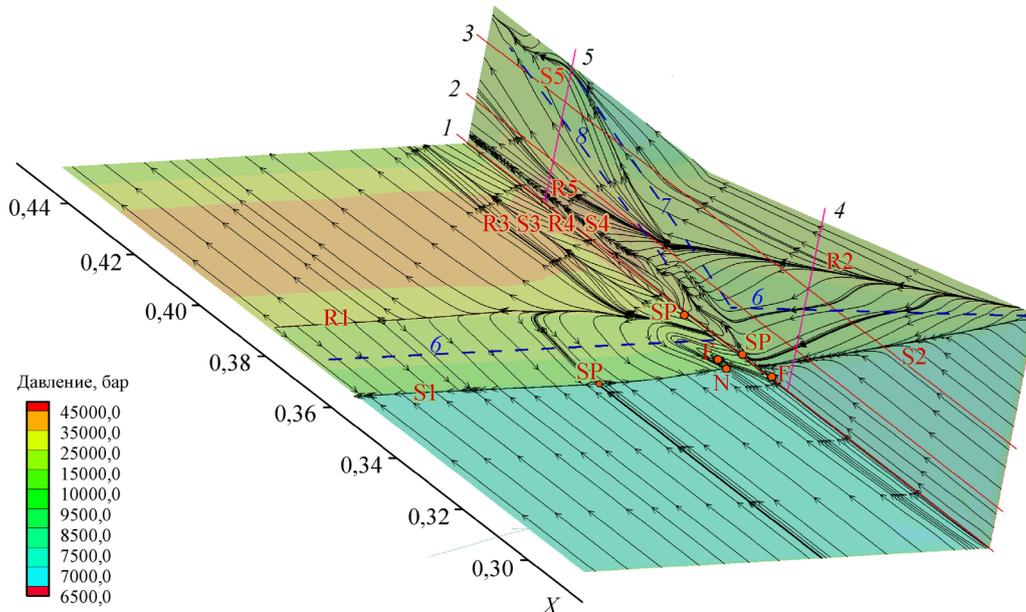


Рис. 5. Предельные линии тока на нижней и боковой поверхностях.

положение особых точек на поверхностных линиях тока и линий 1–5, вдоль которых рассмотрено более подробно распределение давления.

На нижней поверхности имеет место линия стекания S1 с седловой точкой SP, которая вблизи боковой поверхности имеет также узловую точку N и фокус F. Линия стекания S1 и особенно линия растекания R1 вблизи угла канала имеют пространственную форму. В то же время, в области, удаленной от угла канала, можно, по-видимому, воспользоваться аналогией с двумерным течением и о наличии отрыва судить также по значениям составляющей напряжения трения $\tau_x < 0$ на поверхности. Такие данные представлены на рис. 6 для различных продольных сечений $z = \text{const}$, и они указывают, что на большей части отрывной зоны имеется возвратно-вихревое течение с $V_x < 0$ у поверхности. Однако ближе к углу канала, между фокусом F и вертикальной поверхностью, значения $\tau_x > 0$, и судить о наличии отрыва потока по данному критерию нельзя. Как показывают предельные линии тока и анализ профилей скорости, в этой области составляющие скорости $V_x > 0$ и $V_z < 0$, т.е. поток в целом направлен от ребра. Это обусловлено перетеканием потока с боковой поверхности, а встречное движение частиц газа в рециркуляционной области приводит к формированию угловых вихрей F [18]. За областью отрыва на нижней поверхности наблюдаются также продольные линии стекания S3 и растекания R3 (см. рис. 5), что указывает на возможность образования вихревого течения вдоль ребра канала.

Течение на боковой поверхности канала формируется под воздействием скачка уплотнения от клина сжатия, отраженного и «висячего» скачков уплотнения, все они являются скользящими по отношению к боковой грани. На рис. 5 пунктирными линиями 6–8 нанесено примерное положение «следа» этих скачков, которые определены по численным данным структуры течения в плоскости симметрии (рис. 3а). Здесь же обозначены линии стекания и растекания, а также нанесены горизонтальные линии с координатами $\bar{y} = y/H_T = 0$ (1), 0,31 (2), 0,73 (3) и вертикальные линии при $x = 0,35$ м (4), 0,425 (5) м.

Течение на боковой грани в области S2–R2 характеризуется существенным направлением потока к нижней поверхности. В частности, поток за скачком уплотнения от клина сжатия в целом имеет составляющую скорости $\bar{V}_y = -0,17$. В отличие от нижней поверхности, наличие отрыва потока по критерию $\tau_x < 0$ на поверхности не может быть определено. Однако если воспользоваться аналогией с двумерным течением и рассмотреть сечение θ – θ , перпендикулярное линии стекания S2, то, проектируя на эту плоскость полученные численно составляющие скорости и поверхностного напряжения трения, имеем отрицательные касательные напряжения трения $\tau_\theta < 0$ и скорости $V_\theta < 0$ вблизи

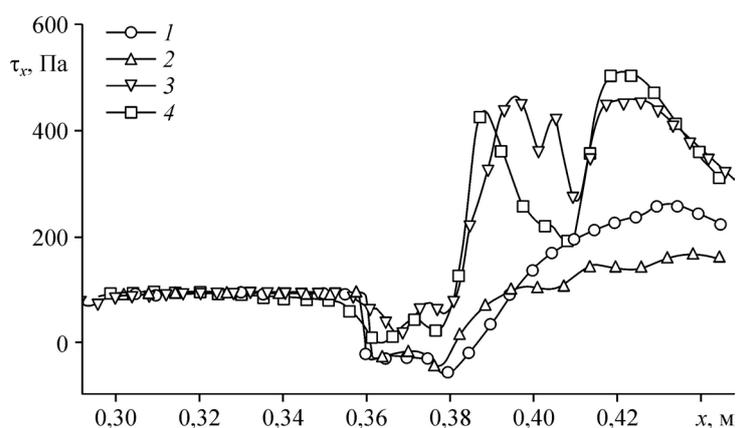


Рис. 6. Поверхностные напряжения трения.
 $\bar{z} = 0$ (1), 0,88 (2), 0,96 (3), 0,99 (4).

поверхности. На рис. 7 демонстрируется течение в плоскости $\theta-\theta$ в виде распределения изомах, где числа Маха получены пересчетом скорости на эту плоскость. В этом случае зона отрыва 5 от взаимодействия скачка уплотнения 1 с пограничным слоем на боковой грани хорошо идентифицируется, а ее начало и конец совпадают с линией стекания S2 и линией растекания R2. Высота зоны отрыва в рассматриваемой плоскости составляет ~ 6 мм. Как и на нижней поверхности канала, на боковой грани в области угла наблюдается также ряд продольно направленных линий стекания и растекания, что указывает на возможность образования продольных вихревых структур.

О структуре течения в горизонтальных сечениях канала можно судить по данным рис. 8а при $y = 0,55$, где представлены распределение изомах и уровни чисел Маха. Здесь можно видеть скачок уплотнения 1 от клина сжатия воздухозаборника, отраженный скачок 2 и всячий скачок уплотнения 3. Между скачками 2 и 3 имеется область ускорения потока, обусловленная волной расширения от точки излома продольного контура. В этой области, вблизи плоскости симметрии происходит разворот потока от угла $\sim -10^\circ$ перед отраженным скачком до угла $\sim +8^\circ$ за всячим скачком уплотнения. Взаимодействие скачка уплотнения 1 с пограничным слоем на боковой грани сопровождается образованием отрывной области S2–R2. Границы этой области на рис. 8а нанесены по линиям стекания S2 и растекания R2, представленным на рис. 5. Вблизи боковой грани отраженный 2 и всячий 3 скачки уплотнения находятся под воздействием потока отрывной области S2–R2, что приводит к их существенному искривлению у стенки. Вследствие взаимодействия отраженного скачка уплотнения 2 с пограничным слоем на боковой грани имеет место линия стекания S5. Заметим, что здесь и везде далее положение линий стекания и растекания приводится по данным рис. 5.

Пример распределения относительного давления на боковой поверхности воздухозаборника в различных горизонтальных сечениях канала $\bar{y} = \text{const}$ вдоль продольных линий (см. рис. 5, линии 1–3) демонстрируется на рис. 8б, где также показано положение линий стекания и растекания. Можно видеть, что точки максимума давления практически совпадают с положением линий растекания, а минимума давления — с положением линий стекания.

Как уже отмечалось, наличие продольных линий стекания и растекания на нижней и боковой поверхностях канала указывает на возможное существование продольных вихревых структур в угловой области конфигурации. Визуализация трехмерных вихревых течений по результатам численных расчетов полей скалярных или векторных величин является сложной задачей. Для изображения результатов расчетов наиболее широко

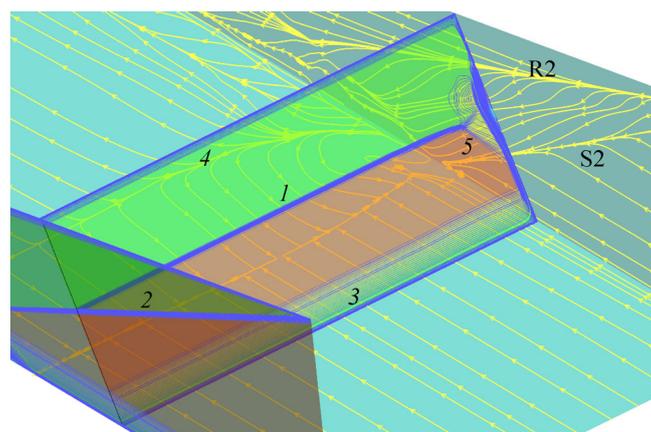


Рис. 7. Течение в плоскости, перпендикулярной линии стекания S2. 1, 2 — скачок уплотнения от клина сжатия, 3, 4 — пограничный слой на нижней и верхней гранях соответственно, 5 — область отрыва на боковой грани.

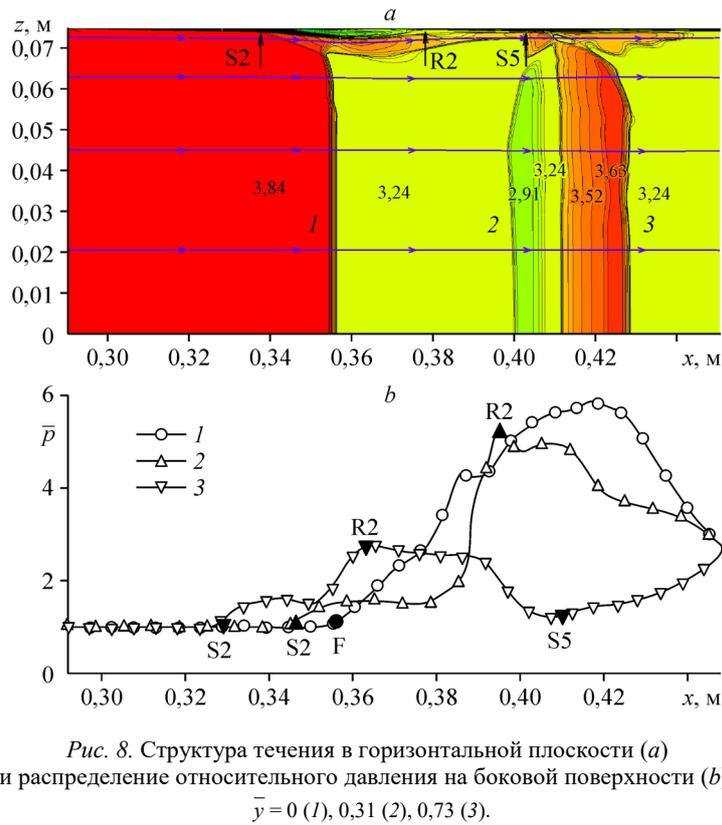


Рис. 8. Структура течения в горизонтальной плоскости (a) и распределение относительного давления на боковой поверхности (b).
 $\bar{y} = 0$ (1), 0,31 (2), 0,73 (3).

используется построение линий уровня (изолиний), полей векторов скорости, линий тока. Существуют различные подходы к визуализации вихревых течений, использующие то или иное определение вихря и критерии его идентификации (см., например, [22, 23]). В частности, вихрь определяется как область течения, в которой линии тока являются замкнутыми или спиралевидными. В качестве одного из подходов для определения центра вихря возможно использование минимума полного давления.

На рис. 9 представлено поле течения в двух характерных сечениях канала воздухозаборника: перед областью отрыва потока на нижней поверхности ($x = 0,35$ м) и в горловой части воздухозаборника ($x = 0,425$ м), где наблюдаются продольные линии стекания и растекания поверхностных линий тока. Здесь показаны линии тока поперечного течения, построенные по составляющим скорости V_z и V_y , которые дают представление о направлении течения и закрутке потока. Заметим, что анализ стекания или растекания линий тока поперечного течения следует проводить совместно с данными рис. 3a, где о направлении течения можно судить по линиям тока в плоскости симметрии. На рис. 9 представлено также распределение изолиний коэффициента потерь полного давления $\sigma = P_0/P_{0н}$ (где $P_{0н}$ — полное давление в набегающем потоке) с указанием уровней в характерных областях.

Данные рис. 9a соответствуют течению с отрывом потока только на боковой поверхности. Линия 1 соответствует скачку уплотнения от клина сжатия, перед которым, вследствие вытесняющего действия пограничного слоя, скорость потока имеет некоторое значение $V_y > 0$, а за ним течение отклонено на клине сжатия и здесь $V_y < 0$. Область отрыва пограничного слоя на боковой поверхности ограничена линиями стекания S2 и растекания R2, и в ней присутствуют низкие значения коэффициента потерь полного давления. Следует отметить, что над областью отрыва имеют место значения $\sigma \sim 0,98$, практически близкие к значениям до скачка уплотнения. Как показал анализ течения

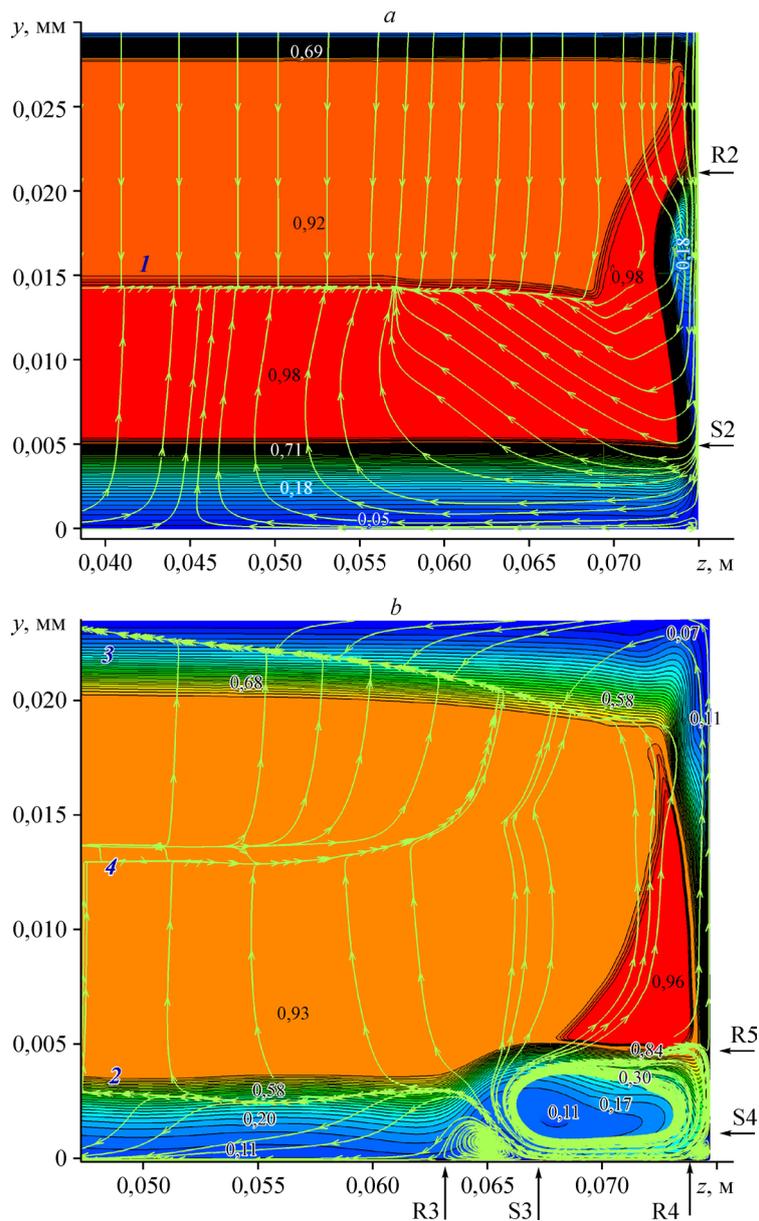


Рис. 9. Поле течения в поперечных сечениях.
 $x = 0,35$ (a), $0,425$ (b) м.

в горизонтальной плоскости рис. 8а, это связано прохождением потока через отрывной скачок и систему волн сжатия, в результате чего над отрывной зоной образуется область течения с меньшими потерями полного давления. Эта область распространяется вниз по течению и ее «след» виден также на рис. 9b.

Поперечное сечение $x = 0,425$ м, представленное на рис. 9b, соответствует уже «сформированному» течению в угле канала. Характерные линии стекания и растекания поперечных линий тока хорошо соотносятся с изменением направления течения, о котором можно судить также по линиям тока на рис. 3а. Так, линия 2 соответствует смене знака составляющей скорости V_y в пограничном слое, при этом изначально поток за областью отрыва направлен к нижней поверхности канала. Линия 4 соответствует положению висячего скачка уплотнения (см. 4, рис. 3а), поток непосредственно перед ним

в рассматриваемом сечении имеет значения $V_y < 0$. Однако при некотором удалении от скачка вверх вследствие влияния волн расширения от точки излома продольного контура канала происходит смена знака V_y и поток направляется к верхней поверхности канала. Линия 3 — след отраженного от области отрыва скачка уплотнения (см. 3 на рис. 3а), течение перед которым направлено от верхней поверхности. Линии тока поперечного течения указывают на наличие трех вихревых шнуров в угле канала, что хорошо соотносится с линиями стекания и растекания на нижней и боковой поверхностях канала, показанных на рис. 5. Положение этих линий в поперечном сечении также приведено на рис. 9б. Для центрального вихря наглядно видно положение минимума полного давления, т.е. можно судить о центре этого вихря. Таким образом, представленные данные подтверждают наличие продольных вихревых структур в угле прямоугольного канала, о которых ранее свидетельствовало распределение поверхностных линий тока.

Заключение

На основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности $k-\omega$ SST выполнено численное моделирование трехмерного течения на начальном участке модельного воздухозаборника с прямоугольным каналом. Рассмотрена конфигурация, состоящая из сужающегося входного участка, где генерируется скачок уплотнения, и горловины постоянного поперечного сечения. Исходные параметры геометрии воздухозаборника выбирались так, чтобы при рассматриваемом числе Маха набегающего потока ($M = 4$) обеспечивался отрыв пограничного слоя на нижней поверхности.

По результатам расчетов представлены распределения предельных линий тока, статического давления на нижней и боковой гранях канала, полного давления и поля чисел Маха в поперечных сечениях канала. Показано, что в результате взаимодействия отрывных течений на нижней и боковой поверхностях канала формируется сложная структура течения с продольными линиями стекания и растекания поверхностных линий тока в горловой области воздухозаборника, что указывает на возможность существования здесь продольных вихревых структур. Наличие таких продольных вихревых структур демонстрируется в поперечных сечениях канала по распределению линий тока поперечного течения и распределению полного давления.

Список литературы

1. Пензин В.И. Экспериментальное исследование отрыва сверхзвукового турбулентного пограничного слоя в цилиндрической трубе // Учен. зап. ЦАГИ. 1974. Т. 5, № 4. С. 106–112.
2. Пензин В.И. Псевдоскачок и отрывное течение в прямоугольных каналах // Учен. зап. ЦАГИ. 1988. Т. XIX, № 1. С. 105–112.
3. Гуськов О.В., Копченков В.И., Липатов И.И., Острась В.Н., Старухин В.П. Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах. М.: Физматлит. 2008. 164 с.
4. Пензин В.И. Экспериментальное исследование отрывных течений в каналах. М.: Центральный аэрогидродинамический ин-т, 2009. 280 с.
5. Гутов Б.И., Звегинцев В.И., Мельников А.Ю. Влияние противодавления на течение в диффузоре сверхзвукового воздухозаборника // Вестн. ПНИПУ. Аэрокосмическая техника. 2017. № 49. С. 18–28.
6. Гунько Ю.П., Мажуль И.И. Турбулизация потока в псевдоскачке, формирующемся в осесимметричном канале с лобовым воздухозаборником // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 3. С. 361–372.
7. Мажуль И.И., Гунько Ю.П. Численное моделирование течения с псевдоскачком в осесимметричном расширяющемся канале с лобовым воздухозаборником // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 1. С. 33–48.
8. Мажуль И.И., Гунько Ю.П. Сопоставление течений с псевдоскачком в расширяющихся диффузорах осесимметричного и плоского воздухозаборников внутреннего сжатия // Вестн. ПНИПУ. Аэрокосмическая техника. 2019. № 56. С. 17–28.
9. Matsuo K., Miyazato Y., Kim H.-D. Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows // Progress in Aerospace Sci. 1999. Vol. 35. P. 33–100.
10. Gnani F., Zare-Behtash H., Kontis K. Pseudo-shock waves and their interactions in high-speed intakes // Progress in Aerospace Sci. 2016. Vol. 82. P. 36–56.

11. Sun L.Q., Sugiyama H., Mizobata K., Fukuda K. Numerical and experimental investigations on the Mach 2 pseudo-shock wave in a square duct // J. Visualization. 2003. Vol. 6, No. 4. P. 363–370.
12. Wang C.P., Tian X.-A., Cheng K.-M. Numerical analysis of pseudo-shock flow diffusion phenomenon in variable cross-section ducts // J. Aerospace Engng. 2008. Vol. 222, No. 8. P. 1109–1121.
13. Гурьев В.Г., Корчинская М.Ю., Чевагин А.Ф. Структура течения и максимальные статические давления на входе и в горле плоских воздухозаборников при больших сверхзвуковых скоростях // Учен. зап. ЦАГИ. 1985. Т. XVI, № 1. С. 46–53.
14. Реда Д.К., Мэрфи Дж.Д. Взаимодействие скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем в прямоугольных каналах // Ракетная техника и космонавтика. 1973. Т. 11, № 2. С. 15–17.
15. Реда Д.К., Мэрфи Дж.Д. Влияние пограничного слоя на боковой стенке на взаимодействие ударной волны с турбулентным пограничным слоем // Ракетная техника и космонавтика. 1973. Т. 11, № 10. С. 9–11.
16. Гогин Л.В., Желтоводов А.А., Курмашёв Р.Х., Локотко А.В., Харитонов А.М. Влияние условий на входе в прямоугольный канал на структуру внутреннего сверхзвукового течения. Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 1990. Препринт № 13. 40 с.
17. Локотко А.В., Харитонов А.М. О возможном образовании вихревого течения в сверхзвуковом входном устройстве пространственного сжатия // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2006. № 4. С. 182–194.
18. Ершов С.В., Поливанов П.А., Сидоренко А.А., Деревянко А.И. Численное решение задачи о взаимодействии скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем // Проблемы машиностроения. 2010. Т. 13, № 2. С. 16–23.
19. Корнилов В.И. Пространственные пристенные турбулентные течения в угловых конфигурациях. Новосибирск: Изд. СО РАН, 2013. 430 с.
20. Zheltovodov A.A., Knight D.D. Ideal-gas shock wave-turbulent boundary-layer interactions in supersonic flow and their modeling: three-dimensional Interactions // In Shock Wave-Boundary-Layer Interactions / Ed. by H. Babinsky, J. Harvey. 2011. P. 202–258.
21. Fluent 6.3. User's Guide. Fluent Inc., Lebanon, USA. 2006.
22. Визуализация данных физического и математического моделирования в газовой динамике / Под ред. В.Н. Емельянова, К.Н. Волкова. М.: Физматлит, 2018. 356 с.
23. Волков К.Н. Методы визуализации вихревых течений в вычислительной газовой динамике и их применение при решении прикладных задач // Научн.-техн. вест. информ. технологий, механики и оптики. 2014. № 3 (91). С. 1–10.

*Статья поступила в редакцию 9 октября 2019 г.,
после доработки — 11 ноября 2019 г.,
принята к публикации 10 февраля 2020 г.*