

УДК 629.7.036:533.697.23

Численное моделирование внутренних течений с трехмерным стреловидным взаимодействием скачков уплотнения*

И.И. Мажуль, Ю.П. Гунько

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

E-mail: mazhul@itam.nsc.ru

В статье представлены результаты численного исследования сверхзвуковых течений, возникающих в каналах квадратного поперечного сечения. Рассмотрены конфигурации, состоящие из сужающегося входного участка, образованного четырьмя клиньями сжатия, расположенными под прямым углом друг к другу, и последующего канала постоянного поперечного сечения. Исходные скачки уплотнения, образующиеся на носовых клиньях сжатия, попарно пересекаются между собой в двугранных углах конфигурации вдоль стреловидных линий, и далее вниз по потоку образуется сложная система отраженных и последующих взаимодействующих скачков уплотнения общего трехмерного положения. Данные получены в сверхзвуковом диапазоне чисел Маха набегающего потока $M = 2-4$ и при углах клиньев сжатия 3° и 8° в условиях течения как с регулярным, так и с нерегулярным взаимодействием исходных скачков уплотнения в двугранных углах конфигурации.

Ключевые слова: сверхзвуковые течения, канал с квадратным поперечным сечением, клинья сжатия, трехмерное взаимодействие скачков уплотнения.

Введение

Исследование сверхзвуковых течений с трехмерными взаимодействиями скачков уплотнения между собой и отражениями результирующих скачков от стенок представляет как теоретический, так и практический интерес. Такие течения имеют место, например, при обтекании элементов летательных аппаратов, в различного рода угловых конфигурациях, образуемых стыками элементов летательного аппарата — крыла и фюзеляжа, оперения и фюзеляжа, в каналах плоских воздухозаборников и т.п. Большое внимание к указанному типу течений также уделялось при разработке трехмерных воздухозаборников, включающих различные комбинации пересекающихся стреловидных и нестреловидных клиньев сжатия, в частности, известны конфигурации со стреловидными клиньями сжатия, установленными на пластине [1]. В работе [2] при $M = 6$ численно исследовалось обтекание системы двух смежных клиньев со стреловидными ($\chi = 55^\circ$) передними кромками, расположенными на поверхности предварительного сжатия

* Работа выполнена в рамках государственного задания (№ госрегистрации 121030500158-0).

таким образом, что поверхности клиньев отклоняли сжимаемые ими потоки навстречу друг другу. Было показано, что в таком случае взаимодействие скачков уплотнения, возникающих на передних кромках клиньев, имеет нерегулярный характер с образованием центрального мостообразного скачка уплотнения.

Известно значительное количество экспериментальных и теоретических исследований течений с трехмерными взаимодействиями и отражениями от стенок скачков уплотнения для упрощенных конфигураций. Например, в некоторых работах рассматривались аэродинамические несущие конфигурации, конструируемые с использованием комбинаций течений за плоскими скачками уплотнения, так называемые волнолеты (в частности, V-образные крылья). Было проведено множество исследований режимов их обтекания при трехмерном взаимодействии скачков уплотнения, возникающих на их стреловидных передних кромках [3–5]. Известны также построения трехмерных воздухозаборников на основе течений в стреловидных V-образных конфигурациях [6–8]. Во всех этих случаях может наблюдаться как регулярное, так и нерегулярное (маховское) взаимодействие пересекающихся между собой двух плоских скачков уплотнения.

Обзор теоретических и экспериментальных исследований в конфигурациях с V-образной областью сверхзвукового течения, образуемой двумя поперечно пересекающимися клиньями сжатия, приводился в работе [9]. В такой области течения возникают плоские скачки уплотнения, симметричные относительно биссекторной плоскости V-образного угла. В данном обзоре был рассмотрен спектр возможных режимов течения и определены границы режимов с нерегулярным пересечением скачков уплотнения в зависимости от числа Маха набегающего потока, угла V-образности и угла стреловидности передних кромок угловой конфигурации. В работе [10] пространственное течение, возникающее при обтекании двух пересекающихся под произвольным углом плоскостей, использовалось для построения входного участка воздухозаборника. На основе аналитических соотношений для косоугольного скачка уплотнения рассматривалась возможная структура потока в таком устройстве при числе Маха $M = 2,5$. Было отмечено, что большой резерв для улучшения характеристик входных устройств открывается при использовании течений с пространственным торможением потока.

В настоящем исследовании, в отличие от вышеуказанных работ, где рассматривались течения в открытых двугранных углах, образованных двумя пересекающимися клиньями сжатия, численно изучаются особенности течения в конфигурации с внутренним каналом, начальный участок которого образован четырьмя клиньями сжатия, парно пересекающимися друг с другом. В этом случае в двугранных углах конфигурации имеет место трехмерное взаимодействие скачков уплотнения, возникающих на передних кромках клиньев сжатия. Скачки пересекаются вдоль стреловидных линий, исходящих из вершин входного сечения и проходящих через одну и ту же точку на продольной оси конфигурации. Такое течение применимо, например, для лобовых воздухозаборников сверхзвуковых летательных аппаратов, поэтому результаты исследования могут быть интересны при проектировании тракта их силовой установки. Однако свойства такого рода течений практически не изучены. Параметры рассматриваемого прямоугольного канала варьировались так, чтобы реализовывалось как регулярное, так и нерегулярное взаимодействие скачков уплотнения в двугранных углах. Заметим, что течение в этом канале имеет некоторую аналогию с истечением недорасширенной струи из прямоугольного сопла [11], где также наблюдались трехмерные пересечения четырех скачков уплотнения.

1. Геометрия и условия расчета

Конфигурация, использованная для исследования взаимодействия скачков уплотнения, показана на рис. 1. Она представляет собой внутренний канал квадратного поперечного сечения, который содержит входной сужающийся участок и далее — участок постоянного поперечного сечения.

Входной участок образован четырьмя пересекающимися попарно клиньями сжатия с углами $\delta_{\text{кл}}$ каждый. Конфигурация симметрична относительно центральной вертикальной (xOy) и горизонтальной (xOz) плоскостей, а также относительно диагональных плоскостей. В случае сверхзвукового течения на каждом из клиньев сжатия генерируется скачок уплотнения, и вследствие отмеченной выше симметрии конфигурации все они должны теоретически пересекаться в одной и той же точке на продольной оси Ox .

Размеры рассматриваемой конфигурации приняты исходя из требований испытаний моделей в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН. Конфигурация в сечении входа имеет высоту $H_0 = 0,1$ м, ширину — $B = H_0 = 0,1$ м, относительную высоту в сечении выхода — $\bar{H}_{\text{вых}} = H_{\text{вых}}/H_0 = 0,7$, относительную длину участка постоянного поперечного сечения — $\bar{L}_{\text{п}} = (L_0 - L)/H_{\text{вых}} = 2$, независимо от угла $\delta_{\text{кл}}$. Относительная площадь выходного сечения составляет $A_{\text{вых}}/A_{\text{вх}} = 0,49$, где $A_{\text{вх}}$ — площадь поперечного сечения входа. Остальные размеры конфигурации определялись в зависимости от угла наклона клиньев сжатия, который варьировался в диапазоне $\delta_{\text{кл}} = 3 - 8^\circ$. Заметим, что согласно выводам работы [9], должны реализовываться следующие максимальные углы клиньев $(\delta_{\text{кл}})_{\text{рег}}$, при которых трехмерные взаимодействия скачков от этих клиньев в рассматриваемых двугранных углах могут быть еще регулярными: при $M = 4$ — $(\delta_{\text{кл}})_{\text{рег}} = 4,31^\circ$, при $M = 3$ — $(\delta_{\text{кл}})_{\text{рег}} = 4,85^\circ$ и при $M = 2$ — $(\delta_{\text{кл}})_{\text{рег}} = 4,36^\circ$. Таким образом, для рассматриваемой конфигурации в исследуемом диапазоне чисел Маха и углов $\delta_{\text{кл}}$ могут быть реализованы режимы как регулярного, так и нерегулярного (маховского) поперечного взаимодействия скачков уплотнения в двугранных углах.

Численные расчеты проводились с использованием пакета программ ANSYS Fluent на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности $k-\omega$ SST [12]. На входной границе расчетной области задавались параметры невозмущенного набегающего потока, на выходной границе (в сечении выхода) — статическое давление и температура торможения невозмущенного набегающего потока. Входная граница расчетной области в случае запуска канала располагалась в сечении входа канала ($M = 2,5 - 4$), в случае незапуска ($M = 2$) она включала также некоторую область набегающего потока. На стенках канала ставились условия прилипания, их поверхность предполагалась адиабатической.

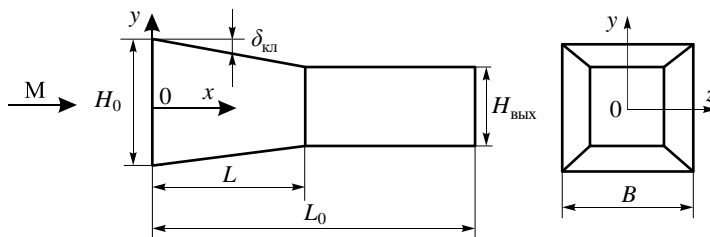


Рис. 1. Конфигурация канала с квадратным поперечным сечением.

Задача решалась методом установления, достижение стационарного режима течения в процессе численного решения задачи контролировалось по равенству расходов воздуха во входном и выходном сечениях канала, различие этих расходов в представленных данных не превышало 0,013 %.

При расчетах использовалось граничное условие симметрии течения относительно вертикальной (xOy) и горизонтальной (xOz) плоскостей симметрии конфигурации, т.е. рассматривалась 1/4 часть конфигурации. В расчетной области строились структурированные сетки со сгущением к поверхности конфигурации. В обоих случаях для исходных сеток (с более чем $8 \cdot 10^6$ ячейками) достигались значения параметра $y^+ < 1$, что существенно при взаимодействии скачков уплотнения с пограничным слоем. Например, для конфигурации с $\delta_{\text{кл}} = 3^\circ$ при $M = 4$ в вертикальной плоскости симметрии в точке перед падением скачка уплотнения на поверхность ($x = 0,25$ м) в пограничном слое располагалось ~ 70 ячеек расчетной сетки.

Пример исследования сходимости по сетке приводится на рис. 2, где представлено распределение относительного давления $\bar{p} = p/p_n$ (здесь p_n — статическое давление в набегающем потоке) вдоль линии по длине поверхности в вертикальной плоскости симметрии для конфигурации с углом клина $\delta_{\text{кл}} = 3^\circ$ при $M = 4$. Рассматривались структурированные расчетные сетки с $8,1 \cdot 10^6$, $9,6 \cdot 10^6$ и $14 \cdot 10^6$ узлами. Увеличение количества узлов сетки достигалось за счет ее адаптации у стенок конфигурации. Видно, что распределение давления достаточно хорошо согласуется для всех рассмотренных расчетных сеток. Предварительные расчеты и анализ предельных линий тока на поверхности показал, что в случае конфигурации с $\delta_{\text{кл}} = 3^\circ$ взаимодействие скачков уплотнения с пограничным слоем на поверхности не приводит к образованию отрывных зон. Это также видно по характеру распределения относительного давления, представленного на рис. 2. Поэтому в данном случае была использована равномерная расчетная сетка без сгущения к поверхности, что позволило увеличить разрешение структуры потока в области симметрии конфигурации.

Расчетные данные получены при следующих значениях полного давления P_0 , температуры торможения T_0 и единичного числа Рейнольдса Re_1 : при $M = 4$ — $P_0 = 10,3 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 290$ К, $Re_1 = 48 \cdot 10^6$ 1/м; при $M = 3$ — $P_0 = 4,2 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 290$ К, $Re_1 = 32 \cdot 10^6$ 1/м;

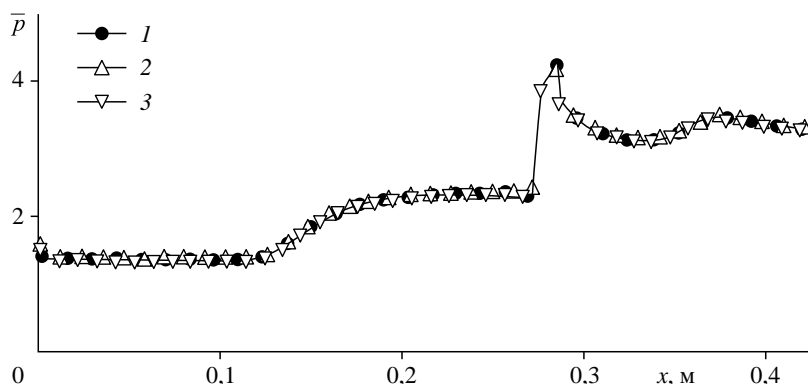


Рис. 2. Определение сходимости по сетке.

Количество узлов сетки: 1 — $8,1 \cdot 10^6$, 2 — $9,6 \cdot 10^6$, 3 — $14 \cdot 10^6$.

при $M = 2,5$ — $P_0 = 2,25 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 290$ К, $Re_1 = 22 \cdot 10^6$ 1/м; при $M = 2$ — $P_0 = 2 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 290$ К, $Re_1 = 25 \cdot 10^6$ 1/м.

2. Конфигурация с регулярным взаимодействием скачков уплотнения

Рассмотрим результаты численных расчетов внутреннего течения в конфигурации при угле клиньев сжатия $\delta_{кл} = 3^\circ$, для которой ожидалось регулярное взаимодействие скачков уплотнения в начальных двугранных углах конфигурации. На рис. 3 представлена структура течения в исследуемом канале при числе Маха набегающего потока $M = 4$ в виде распределения линий постоянных чисел Маха (изомах) в вертикальной плоскости симметрии xOy , а также в трех характерных поперечных сечениях $x = \text{const}$ (рис. 3*b–3c*). Здесь же указаны значения чисел Маха в трех характерных областях течения.

Рассмотрим сначала структуру течения в носовой части канала. Здесь в вертикальной плоскости симметрии (рис. 3*a*) видны скачки уплотнения *I* и *2* от горизонтальных клиньев сжатия. Поверхности этих скачков имеют треугольную форму, ограниченную передними кромками клиньев сжатия и боковыми стреловидными линиями их попарного пересечения в двугранных углах. Эти линии исходят из вершин двугранных углов и простираются до общей точки *C* пересечения всех четырех начальных скачков уплотнения на оси конфигурации ($x = 0,166$ м). Вдоль них происходит трехмерное регулярное взаимодействие смежных скачков уплотнения (например, скачков *I* и *I'*, рис. 3*b*) с образованием отраженных скачков (*3* и *3'*, рис. 3*b*). Контактные поверхности, образуемые при этом взаимодействии, совпадают с биссекторными плоскостями двугранных углов, которые на рис. 3*b* обозначены как *B1*, *B2*. Отраженные скачки уплотнения падают на поверхности смежных клиньев двугранных углов и являются скользящими по отношению к ним.

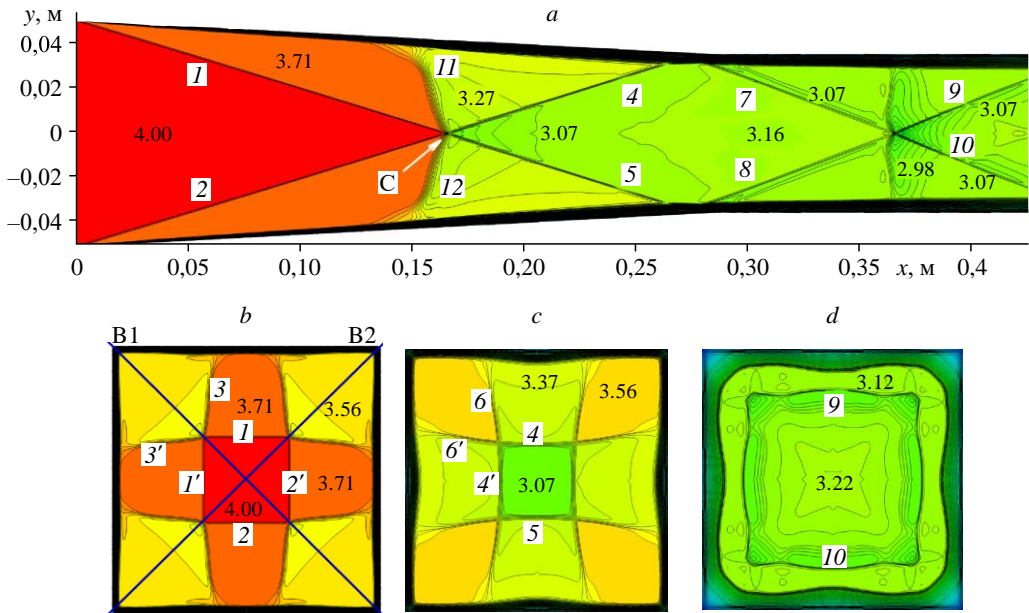


Рис. 3. Структура течения в конфигурации при $\delta_{кл} = 3^\circ$, $M = 4$.

a — плоскость симметрии, *b* — $x = 0,12$ м, *c* — $x = 0,2$ м, *d* — $x = 0,426$ м.

Далее рассмотрим развитие волновой структуры ниже по потоку от точки С. Здесь возникают скачки уплотнения 4 и 5, являющиеся отраженными от горизонтальной плоскости симметрии по отношению к скачкам 1 и 2. Поверхности этих скачков также имеют треугольную форму, которая ограничена боковыми стреловидными линиями их попарного пересечения и линиями падения скачков на верхнюю и нижнюю стенки канала ($x \sim 0,28$ м). Вдоль стреловидных линий пересечения также происходит трехмерное регулярное взаимодействие смежных скачков (например, 4 и 4' на рис. 3с) с образованием вторичных отраженных скачков (6 и 6', рис. 3с).

Скачки уплотнения 4 и 5 падают соответственно на верхнюю и нижнюю стенки в области изломов продольного контура канала $x = 0,286$ м и отражаются от них в виде скачков 7 и 8. Последние взаимодействуют между собой, отражаясь от горизонтальной плоскости симметрии с образованием вторичных отраженных скачков уплотнения 9 и 10.

В структуре течения в плоскости симметрии следует отметить также области повышения давления со сгущениями линий Маха, условно обозначаемыми везде далее как «размытые» скачки 11 и 12. Появление, например, скачка 11 является следствием падения первичного отраженного скачка 3 на вертикальную плоскость симметрии и его отражения от нее. Наблюдается λ -образное расслоение скачков 11 и 12 соответственно у верхней и нижней стенок канала. Как уже упоминалось, эти скачки являются скользящими по отношению к указанным стенкам, а их λ -образное расслоение можно объяснить взаимодействием с пограничным слоем.

Заметим, что ввиду квадратного поперечного сечения конфигурации картина течения, представленная в вертикальной плоскости симметрии, будет справедливой и для горизонтальной плоскости симметрии.

Течение в каждом из двугранных углов канала носовой части, например, до пересечения скачков уплотнения 1 и 2 на продольной оси при $x \sim 0,166$ м, аналогично обтеканию V-образной конфигурации из двух изолированных клиньев сжатия, симметричной относительно биссекторной плоскости угла. Как и ожидалось в соответствии с аналитическими оценками [9] при выборе величины угла $\delta_{\text{кл}} = 3^\circ$, здесь имеет место регулярное взаимодействие скачков уплотнения. Так, в поперечном сечении $x = 0,12$ м (рис. 3б) наблюдается трехмерное регулярное взаимодействие смежных скачков (например, 1 и 1') с образованием отраженных скачков (3 и 3'). Аналогичная картина наблюдается и при $x = 0,2$ м (рис. 3с) после пересечения скачков уплотнения 1 и 2, где также происходит трехмерное регулярное взаимодействие смежных скачков уплотнения (например, 4 и 4') с образованием отраженных скачков (6 и 6').

Следует отметить, что и картина течения, представленная на рис. 3, и анализ поверхностного напряжения трения не указывают на наличие отрывных зон при взаимодействии скачков уплотнения с пограничным слоем на поверхности.

На рис. 4 приведено распределение относительного давления \bar{p} вдоль некоторых продольных линий в вертикальной плоскости симметрии $yoх$. На оси симметрии конфигурации наблюдаются пики давления в областях $x \sim 0,166$ м и $x \sim 0,37$ м, соответствующих местам падения на горизонтальную плоскость симметрии скачков уплотнения 1, 2 от клиньев сжатия и скачков 7, 8, отраженных от поверхности. Давление на оси симметрии за местом падения скачков 1, 2 существенно выше оценки, составляющей $\bar{p} \sim 1,8$ для случая отражения скачков в плоском течении. В распределении давления вдоль линии $y = 0,03$ м следует отметить рост давления при $x \sim 0,175$ м, который имеет место при пересечении области повышения давления 11, показанной на рис. 3а. На верхней

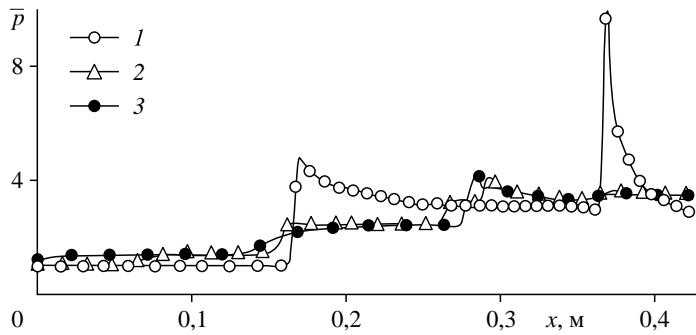


Рис. 4. Распределение относительного давления в вертикальной плоскости симметрии.

1 — ось симметрии, 2 — $y = 0,03$ м, 3 — верхняя поверхность.

стенке канала наблюдается плавное повышение давления в области $x \sim 0,13 - 0,2$ м, обусловленное воздействием скачка 11 на пограничный слой.

Изменение структуры скачков уплотнения в различных сечениях по длине канала показано на рис. 5. Видно, что с увеличением продольной координаты в двугранных углах конфигурации происходит регулярное взаимодействие сначала сходящихся к оси скачков (рис. 5a и 5b), а затем скачков, отраженных от горизонтальной и вертикальной плоскостей симметрии конфигурации (рис. 5d). Отметим, что данные рис. 5c близки по продольной координате к отмеченной выше точке С и моменту падения отраженных скачков уплотнения на вертикальную плоскость и образованию зоны «размытых» скачков 11 и 12.

О положении отраженных скачков уплотнения в поперечных сечениях (см., например, отраженный скачок 3 на рис. 3b) конфигурации можно также судить по распределению относительного давления — по размаху тела в горизонтальном сечении, расположенном на высоте $y = 0,02$ м (рис. 6). Здесь видно сужение области пониженного давления при увеличении значения координаты от $x = 0,12$ м до $x = 0,15$ м, т.е. имеет место перемещение противоположных отраженных скачков уплотнения навстречу друг другу. Пик давления и существенное сужение области повышенного давления наблюдаются при $x = 0,162$ м, что примерно соответствует точке С пересечения скачков 1 и 2 (см. рис. 3a). С дальнейшим увеличением продольной координаты происходит расширение области повышенного давления, т.е. имеет место «расхождение» противоположных отраженных скачков уплотнения.

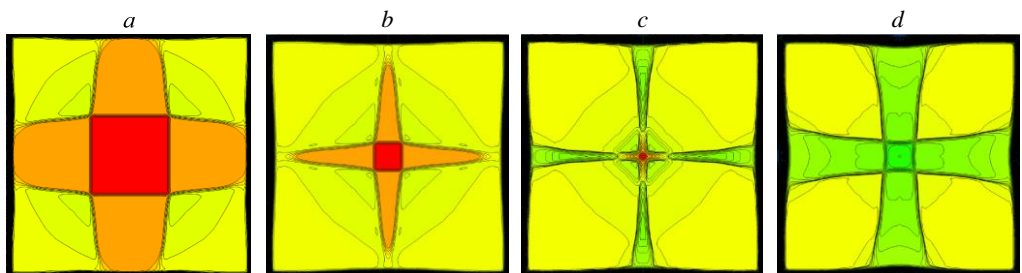


Рис. 5. Изменение структуры скачков уплотнения в различных сечениях канала.
 $x = 0,12$ (a), $0,15$ (b), $0,162$ (c), $0,18$ (d) м.

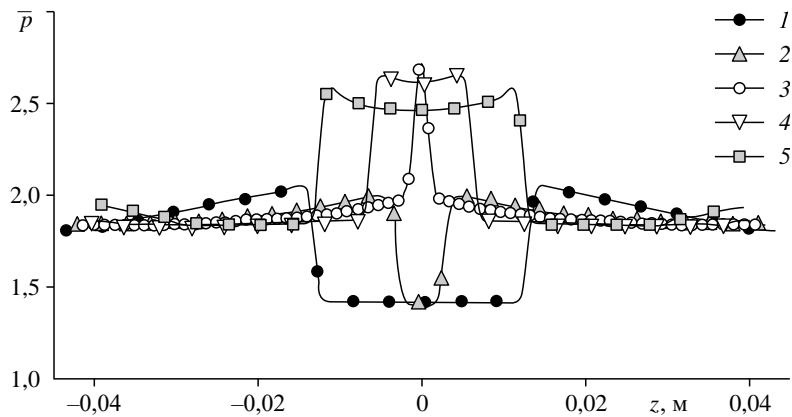


Рис. 6. Распределение относительного давления по размаху тела в продольных сечениях канала при $y = 0,02$ м.
 $x = 0,12$ (1), $0,15$ (2), $0,162$ (3), $0,18$ (4), $0,2$ (5) м.

3. Конфигурация с нерегулярным взаимодействием скачков уплотнения

Рассмотрим далее течение в конфигурации с углами клиньев сжатия $\delta_{\text{кл}} = 8^\circ$, для которой при числе Маха $M = 4$ можно было ожидать нерегулярное взаимодействие скачков уплотнения от клиньев сжатия в начальных двугранных углах конфигурации. Структура течения при $M = 4$ в плоскости симметрии показана на рис. 7а в виде распределения

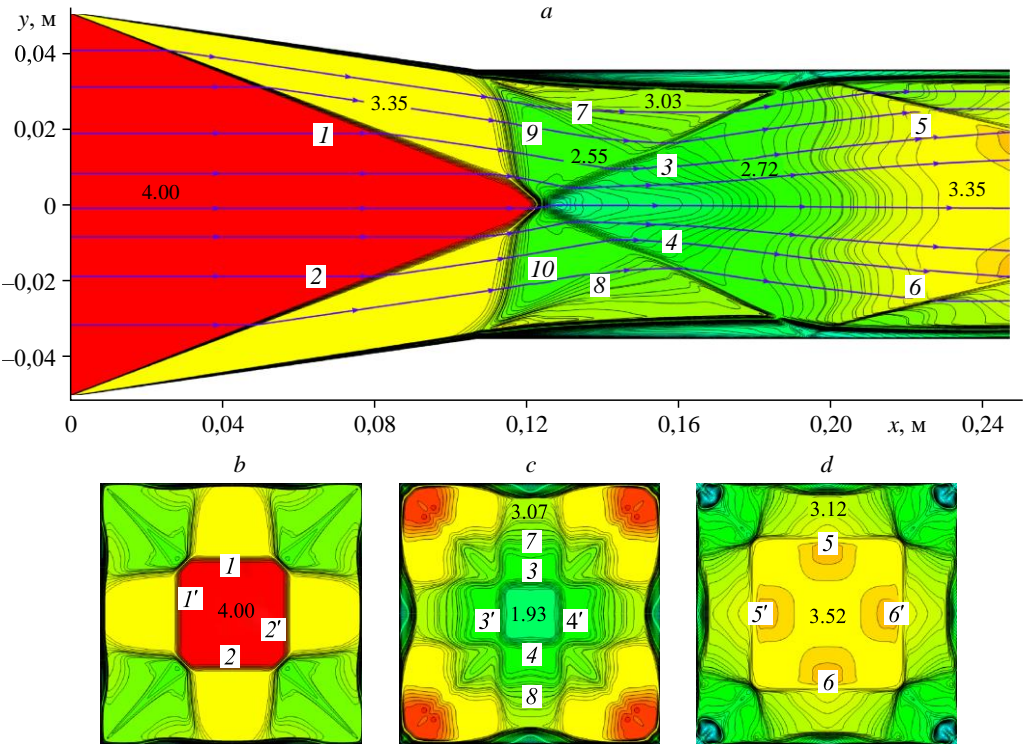


Рис. 7. Структура течения при $\delta_{\text{кл}} = 8^\circ$, $M = 4$.
 a — плоскость симметрии, b — $x = 0,09$ м, c — $x = 0,14$ м, d — $x = 0,246$ м.

изомах и линий тока, построенных по составляющим скорости V_x и V_y . Здесь наблюдаются начальные скачки уплотнения 1 и 2 от клиньев сжатия и как результат их взаимодействия — скачки 3 и 4. Последние отражаются от поверхности канала, как скачки 5 и 6. Следует отметить наличие в этой структуре «размытых» скачков уплотнения 9 и 10 и волн расширения 7 и 8, исходящих от линий угловых изломов продольного контура канала.

Структура течения в поперечных сечениях конфигурации показана на рис. 7b–7d при значениях продольной координаты $x = 0,09, 0,14$ и $0,246$ м соответственно. Можно видеть, что скачки уплотнения от клиньев сжатия в двугранных углах конфигурации взаимодействуют попарно нерегулярно, с образованием некоторого аналога диска Маха в поперечных сечениях. Такой характер взаимодействия имеет место во всех областях течения по длине канала: до пересечения скачков 1 и 2 на оси симметрии ($x \sim 0,13$ м), в области до падения скачков 3 и 4 на стенки канала ($x \sim 0,19$ м) и в области после их отражения от стенки. Эти скачки отражаются регулярно от вертикальной плоскости симметрии и взаимодействуют с начальными скачками 1 и 2 от клиньев сжатия (в интервале $x = 0,12 - 0,13$ м). В результате, как и в случае конфигурации с $\delta_{\text{кл}} = 3^\circ$, наблюдается образование «размытых» скачков уплотнения 9 и 10. Скачки, первоначально отраженные нерегулярно от диагональных плоскостей симметрии, затем падают на боковые стенки в области излома продольного контура $x \sim 0,105$ м и взаимодействуют с пограничным слоем.

На рис. 8 приведены профили чисел Маха и относительного давления по высоте канала (в области $y > 0$) в вертикальной плоскости симметрии xOy при различных положениях поперечных сечений по длине $x = \text{const}$. Можно отметить резкие изменения

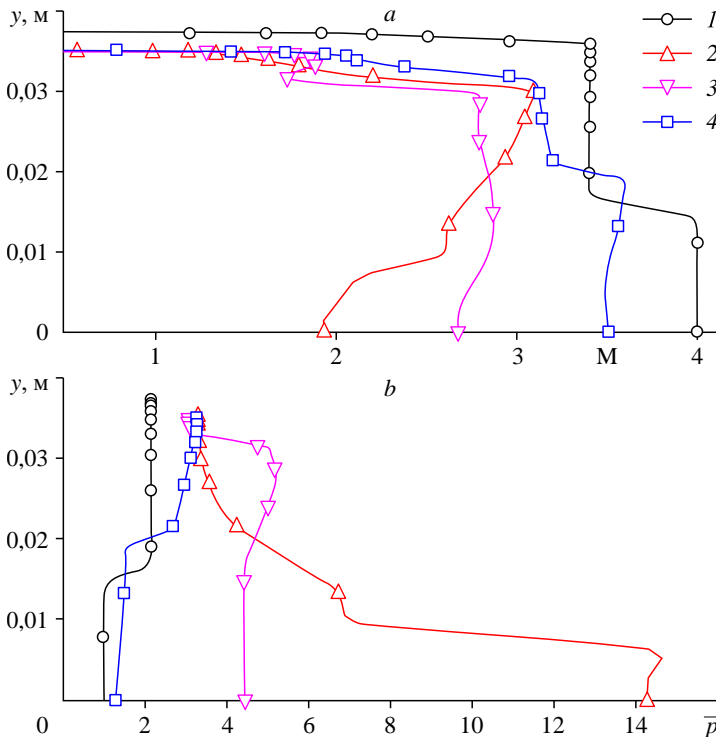


Рис. 8. Профили чисел Маха (a) и относительного давления (b) в поперечных сечениях.

$x = 0,09$ (1), $0,14$ (2), $0,19$ (3), $0,246$ (4) м.

чисел Маха и давления при пересечении скачка уплотнения 1 в сечении $x = 0,09$ м и при пересечении отраженного скачка уплотнения 3 в сечении $x = 0,14$ м. Далее с увеличением вертикальной координаты y наблюдается рост значений числа Маха и уменьшение \bar{p} вследствие ускорения потока в волнах расширения 7, исходящих из точки излома продольного контура конфигурации. Обращают на себя внимание торможение потока и существенный рост давления в области непосредственно вблизи оси симметрии ($y = 0 - 0,08$ м, кривая 2) после взаимодействия скачков уплотнения 1 и 2. При этом величина давления на оси симметрии сразу после этого взаимодействия существенно выше оценок для случая плоского течения, составляющих $\bar{p} \sim 4,1$.

Анализ структуры течения можно дополнить рассмотрением распределения параметров по поверхности. Такого рода картина течения на поверхностях двух смежных граней канала представлена на рис. 9 в виде распределения относительного давления, где также указаны его значения в некоторых характерных областях. Хотя расчетные данные получены для 1/4 конфигурации (т.е. для одного двугранного угла), вследствие симметрии конфигурации картина течения одинакова на всех четырех гранях. Представленные данные позволяют уточнить картину течения непосредственно в конфигурации с двугранными углами.

Прежде всего, отметим следы В отраженных скачков уплотнения, являющихся результатом взаимодействия пересекающихся скачков, образованных клиньями сжатия (см. рис. 7). Линия А — это линия излома продольного контура, где возникают волны расширения и происходит ускорение потока. Следы веера волн расширения С видны также и в углах канала. След скачка уплотнения 3 при падении его на поверхность виден в виде линии D. При взаимодействии этого скачка уплотнения с пограничным слоем

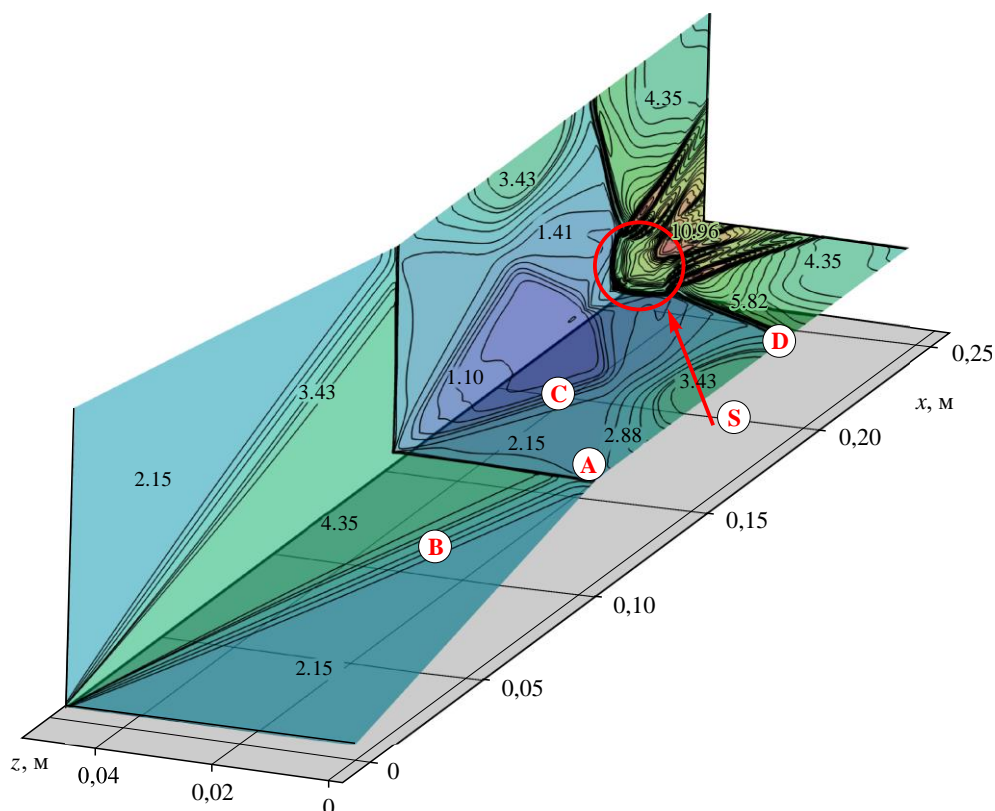


Рис. 9. Картина течения на поверхности канала с $\delta_{кл} = 8^\circ$ при $M = 4$.

на поверхности в угле канала имеет место отрыв пограничного слоя. В результате в двугранном угле канала образуется замкнутая пространственная отрывная область. Область отрыва обозначена как S , и по данным расчетов здесь имеют место отрицательные значения поверхностного напряжения трения τ_x .

Возможное изменение структуры течения в плоскости симметрии конфигурации с $\delta_{\text{кл}} = 8^\circ$ при уменьшении числа Маха набегающего потока представлено на рис. 10,

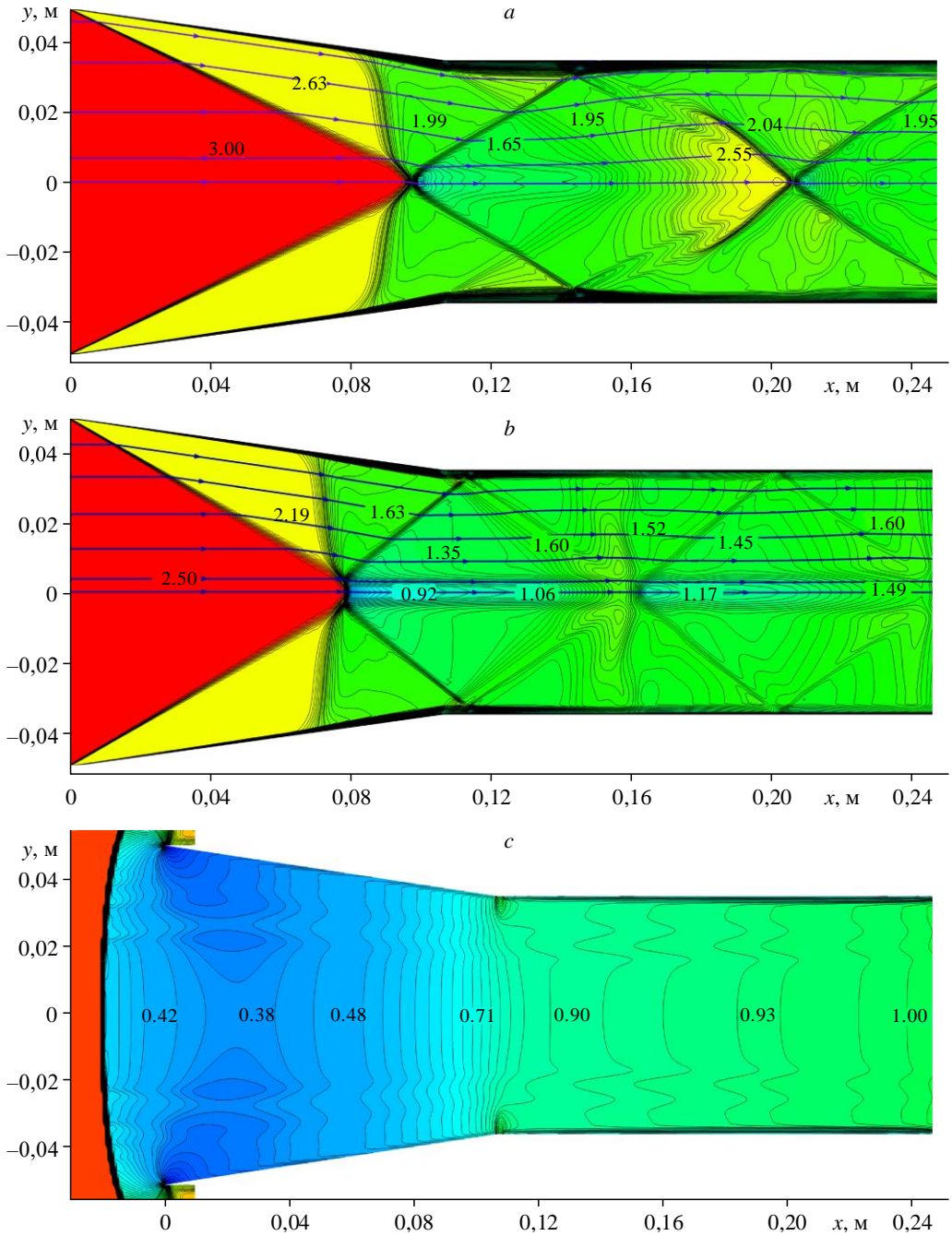


Рис. 10. Изменение структуры течения в плоскости симметрии конфигурации в зависимости от числа Маха.

a — $M = 3$, b — $M = 2.5$, c — $M = 2$.

где также приведены значения числа Маха в характерных областях. Не останавливаясь на анализе структуры в целом, отметим лишь особенности обтекания носовой части. Так, при $M = 3$ структура течения в носовой части аналогична описанной ранее структуре для $M = 4$. При этом в поперечных сечениях рассматриваемой части также имеет место парное нерегулярное взаимодействие между собой скачков уплотнения от клиньев сжатия с образованием мостообразных скачков. При $M = 3$ и 2,5, помимо этого, в плоскости симметрии наблюдается нерегулярное взаимодействие скачков уплотнения с образованием диска Маха и дозвуковой области течения за ним, что наглядно демонстрирует рис. 10b. Отметим, что при рассмотрении плоского течения в канале с плоским скачком, образуемым начальным клином, обычно считается, что нерегулярное отражение скачка от оси симметрии соответствует известному критическому углу клина $\delta_{кр}$, для которого поток за отраженным скачком становится дозвуковым. При числах Маха $M = 2, 2,5$ и 3 этому соответствуют углы $\delta_{кр} \approx 13, 17,5$ и $19,5^\circ$. Поскольку в рассматриваемом случае $\delta_{кл} = 8^\circ < \delta_{кр}$, то взаимодействие скачков уплотнения 1 и 2, если бы оно соответствовало плоскому течению, должно быть регулярным и диск Маха не должен образовываться. В нашем трехмерном случае скачки уплотнения 1 и 2 взаимодействуют также с отраженными скачками типа 3 и 3' (см. рис. 3). Это взаимодействие происходит перед теоретически возможной точкой С, и оно является нерегулярным, что приводит к возникновению поперечного диска Маха.

Уменьшение числа Маха до $M = 2$ приводит к запираанию выходного сечения канала конфигурации и течению с головной волной на входе. После торможения потока за головной волной далее имеет место ускорение дозвукового потока в сужающемся канале, и в сечении выхода достигаются значения $M \sim 1$.

Заключение

Проведено численное моделирование сверхзвукового течения во внутреннем канале с квадратным поперечным сечением, в котором происходит трехмерное стреловидное взаимодействие между собой скачков уплотнения, возникающих на передних кромках конфигурации, и последующих отраженных и взаимодействующих между собой скачков. Конфигурация состоит из сужающегося входного участка с клиньями сжатия потока на каждой из четырех граней и дальнейшего участка постоянного поперечного сечения. Расчеты проведены в диапазоне чисел Маха $M = 2-4$ при углах клиньев сжатия $\delta_{кл} = 3$ и 8° .

Показано, что течение в каждом из двугранных углов канала носовой части конфигурации до пересечения скачков уплотнения на продольной оси аналогично обтеканию системы из двух клиньев сжатия, поперечно пересекающихся под углом 90° и расположенных симметрично относительно биссекторной плоскости между ними. При исследованных параметрах конфигурации получено как регулярное (при $\delta_{кл} = 3^\circ$), так и нерегулярное (при $\delta_{кл} = 8^\circ$) взаимодействие парных носовых скачков уплотнения с появлением результирующих отраженных скачков уплотнения общего трехмерного положения. Эти скачки можно трактовать как скачки, отраженные от биссекторных плоскостей двугранных углов.

Начальные плоские скачки уплотнения сходятся к оси симметрии, где пересекаются в одной и той же точке на продольной оси конфигурации. При этом относительное давление за пересечением четырех начальных скачков уплотнения на оси симметрии канала при $M = 4$ и $\delta_{кл} = 3^\circ$ существенно выше оценок давления, получаемых для отраженных скачков в плоском течении. В структуре течения показано наличие областей

повышения давления со сгущениями линий Маха, условно обозначенных как «размытые» скачки уплотнения. Их появление является следствием падения первичного отраженного скачка на вертикальную плоскость симметрии и его отражения.

При уменьшении числа Маха набегающего потока до $M = 3$ и $2,5$ взаимодействие начальных плоских скачков уплотнения вблизи продольной оси конфигурации является нерегулярным, что приводит к возникновению поперечного диска Маха и дозвуковой области течения за ним. Таким образом, в рассматриваемом трехмерном случае взаимодействия на оси четырех скачков уплотнения переход к образованию диска Маха при $M = 2,5$ и $\delta_{кл} = 8^\circ$ наблюдается существенно раньше по сравнению со взаимодействием скачков уплотнения в плоском течении, для которого критическое значение нерегулярного взаимодействия $\delta_{кр} \sim 17,5^\circ$.

Список литературы

1. Zheltovodov A.A., Knight D.D. Ideal-gas shock wave-turbulent boundary-layer interactions in supersonic flows and their modeling: three-dimensional interactions // Shock wave-boundary-layer interactions / Ed. H. Babinsky, J.K. Harvey. Cambridge University Press. 2011. 462 p.
2. Гулько Ю.П., Мажуль И.И. Сверхзвуковое обтекание системы из двух стреловидных клиньев, установленных на поверхности предварительного сжатия // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2013. № 2. С. 137–149.
3. Швец А.И. Аэродинамика сверхзвуковых форм. М.: Изд-во МГУ, 1987. 208 с.
4. Остапенко Н.А. Режимы сверхзвукового обтекания V-образных крыльев // Тр. Математического ин-та им. В.А. Стеклова. 1998. Т. 223. С. 238–247.
5. Venn J., Flower J. Shock patterns for simple caret wings // Aeronaut. J. 1970, Vol. 74, No. 712. P. 339–348.
6. Готов Б.И., Затолока В.В. Конвергентные течения и воздухозаборники, простейшие и с предельно компактным каналом // Прикл. механика и технич. физика. 1987. № 2. С. 57–62.
7. Гулько Ю.П., Александров Е.А. Расчетное газодинамическое моделирование сверхзвукового трехмерного воздухозаборника // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 1. С. 63–75.
8. Gounko Yu.P., Mazhul I.I., Kharitonov A.M. Aerodynamic design and experimental modeling of an innovative supersonic three-dimensional air-intake // Aeronautical J. 2013. Vol. 117, No. 1192. P. 559–584.
9. Гулько Ю.П., Кудрявцев А.Н., Рахимов Р.Д. Сверхзвуковые невязкие течения с регулярным и нерегулярным взаимодействием скачков уплотнения в угловых конфигурациях // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2004. № 2. С. 152–169.
10. Толмачев В.И. Проектирование гиперзвукового входного устройства на основе течения в угловом теле // Инженерный журнал: наука и инновации. 2018. Вып. 5. С. 1–10.
11. Menon N., Skews B.W. Shock wave configurations and flow structures in non-axisymmetric underexpanded sonic jets // Shock Waves. 2010. No. 20. P. 175–190.
12. Menter F.R. Zonal two-equation $k-\omega$ turbulence model for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1993. No. 1993–2906.

*Статья поступила в редакцию 11 апреля 2023 г.,
после доработки — 8 июля 2023 г.,
принята к публикации 16 июня 2023 г.*