

УДК 533.601.155: 532.526.5

## Сверхзвуковое обтекание клиньев сжатия различной стреловидности, установленных на поверхности предварительного сжатия

Ю.П. Гунько, И.И. Мажуль

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

E-mail: mazhul@itam.nsc.ru, gounko@itam.nsc.ru

Представлены результаты численного моделирования обтекания конфигураций, состоящих из двух смежных клиньев со стреловидными передними кромками, расположенных на поверхности предварительного сжатия. Рассмотрено обтекание клиньев сжатия с различной стреловидностью передних кромок: нулевой ( $\chi = 0$ ), прямой ( $\chi > 0$ ) и обратной ( $\chi < 0$ ). Стреловидные клинья отклоняют сжимаемые ими потоки либо в стороны, противоположные от плоскости симметрии конфигурации ( $\chi > 0$ ), либо навстречу друг другу ( $\chi < 0$ ). Расчеты выполнены на основе осредненных уравнений Навье–Стокса и SST  $k-\omega$  модели турбулентности при числе Маха набегающего потока  $M = 6$ . Анализируется различие структуры обтекания, которая включает, в частности, квазиконические трехмерные отрывы турбулентного пограничного слоя на клине предварительного сжатия, индуцируемые скачками уплотнения, формируемыми стреловидными клиньями. Представлены характеристики бокового растекания потока на клиньях сжатия различной стреловидности.

**Ключевые слова:** стреловидные клинья сжатия, сверхзвуковые скорости, скачки уплотнения, трехмерный отрыв пограничного слоя, боковое растекание потока.

### Введение

В проектах гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) большое распространение получили так называемые «плоские» воздухозаборники внешнего сжатия, характеристики которых к настоящему времени достаточно исследованы. Успешным итогом разработок ГЛА с плоским воздухозаборником на данном этапе можно считать создание в США беспилотного малоразмерного экспериментального летательного аппарата X-43A в рамках программы «Нурег-X», задачей которой являлась демонстрация достижений в области разработки прямоточных воздушно-реактивных двигателей и связанных с ними технологий непосредственно в реальном полете. В полетах X-43A в 2004 г. были достигнуты числа Маха  $\approx 7$  и  $\approx 10$ .

Одним из факторов, приводящих к ухудшению расходных характеристик плоских воздухозаборников на нерасчетных режимах, является их конечная ширина. При этом возникает сложное пространственное течение, которое сопровождается поперечным перетеканием потока на клиньях сжатия воздухозаборника. Для уменьшения этих потерь, как правило, используются боковые щеки различной конфигурации, ограничивающие боковое растекание потока. Эффекты трехмерности течения исследовались как отдельно на клиньях сжатия конечной ширины (см., например, [1–4]), так и на плоских воздухозаборниках в целом [5–8].

Важным моментом при обтекании клиньев сжатия является взаимодействие скачков уплотнения с пограничным слоем, сопровождающееся отрывом потока. Явления взаимодействия отличаются значительной сложностью, особенно в случае трехмерных течений. Взаимодействие скачков уплотнения с пограничным слоем представляет большой интерес и в практических приложениях. Например, такого рода явления имеют место при обтекании различных элементов летательных аппаратов, особенно в местах их сопряжения. Имеется множество работ, в которых исследуются отрывные течения, связанные с двумерным или трехмерным взаимодействием скачков уплотнения и пограничного слоя на различных телах. Обзор как экспериментальных, так и численных исследований таких течений представлен в работе [9]. Заметим, что имеющиеся работы посвящены, как правило, исследованиям одиночных клиньев сжатия, обтекание системы смежных клиньев является практически не изученным.

Настоящая работа является продолжением ранее начатых исследований [10, 11]. Она посвящена изучению обтекания системы двух смежных клиньев со стреловидными передними кромками, расположенными на поверхности предварительного сжатия. Проведенное исследование позволяет выявить основные особенности течений на клиньях сжатия, имеющих противоположные стреловидности передних кромок и отклоняющие сжимаемый поток в разных направлениях.

### 1. Исследуемые конфигурации и условия расчета

Общий вид рассматриваемых конфигураций показан на рис. 1. Клинья сжатия расположены на плоской поверхности  $AB'CB$ , наклоненной к направлению невозмущенного набегающего потока под углом  $\theta_1 = 5^\circ$ . Сами клинья имеют стреловидность передних кромок:  $\chi = 0$  (рис. 1a),  $\chi = 55^\circ$  (рис. 1b) и  $\chi = -55^\circ$  (рис. 1c). Во всех случаях угол наклона относительно поверхности предварительного сжатия в плоскости, перпендикулярной их передней кромке, равен  $10^\circ$ . Угол наклона  $\theta_2$  стреловидных клиньев в плоскости  $xOy$  относительно оси  $x$  равен  $15^\circ$  при  $\chi = 0$  и  $20,3^\circ$  при  $\chi \neq 0$ . Ширина клина предварительного сжатия и рассматриваемых конфигураций составляет  $b = 1,6$  м. Передняя кромка ( $BB'$ ) нестреловидного клина расположена на расстоянии  $x = 2$  м от передней кромки конфигурации. Передние точки стреловидных клиньев, точка  $C$  в плоскости симметрии для клиньев с  $\chi = 55^\circ$  и боковые точки  $B$  и  $B'$  для клиньев с  $\chi = -55^\circ$  расположены на расстоянии  $x = 2,21$  м от передней кромки конфигурации. Соответственно боковые точки  $B$  и  $B'$  для клиньев с  $\chi = 55^\circ$  и точка  $C$  в плоскости симметрии для клиньев с  $\chi = -55^\circ$  удалены от передней кромки конфигурации на расстояние  $x = 3,35$  м.

Остальные необходимые размеры рассматриваемых конфигураций определялись из построения на их основе гипотетического трехмерного воздухозаборника, рассчитанного на число Маха набегающего потока  $M = 6$ . Предполагалось, что течение невязкое, а поверхность предварительного сжатия  $A'B'CB$  и сами клинья  $CBEH$  и  $CB'E'H$  формируют плоские скачки уплотнения. Скачки от стреловидных клиньев, исходящие от их передних кромок  $BC$  и  $B'C$ , пересекаются со скачком, исходящим от передней кромки  $AA'$  поверхности предварительного сжатия, вдоль линий  $DG-D'G$  ( $\chi = 0$ ),  $FG-F'G$  ( $\chi = 55^\circ$ ) и  $DF-D'F$  ( $\chi = -55^\circ$ ). Точки  $D$  и  $D'$  расположены в плоскостях, параллельных плоскости симметрии и проходящих вдоль боковых кромок конфигурации. Передние кромки обечайки гипотетического воздухозаборника образуются линиями пересечения плоскости, параллельной поверхности предварительного сжатия и проходящей через точки  $D$  и  $D'$ , с плоскостями скачков от стреловидных клиньев. Получаемые таким образом передние кромки обечайки  $GD$  и  $GD'$  параллельны передним кромкам  $BC$  и  $B'C$  стреловидных клиньев и пересекаются в плоскости симметрии в точке  $G$ .

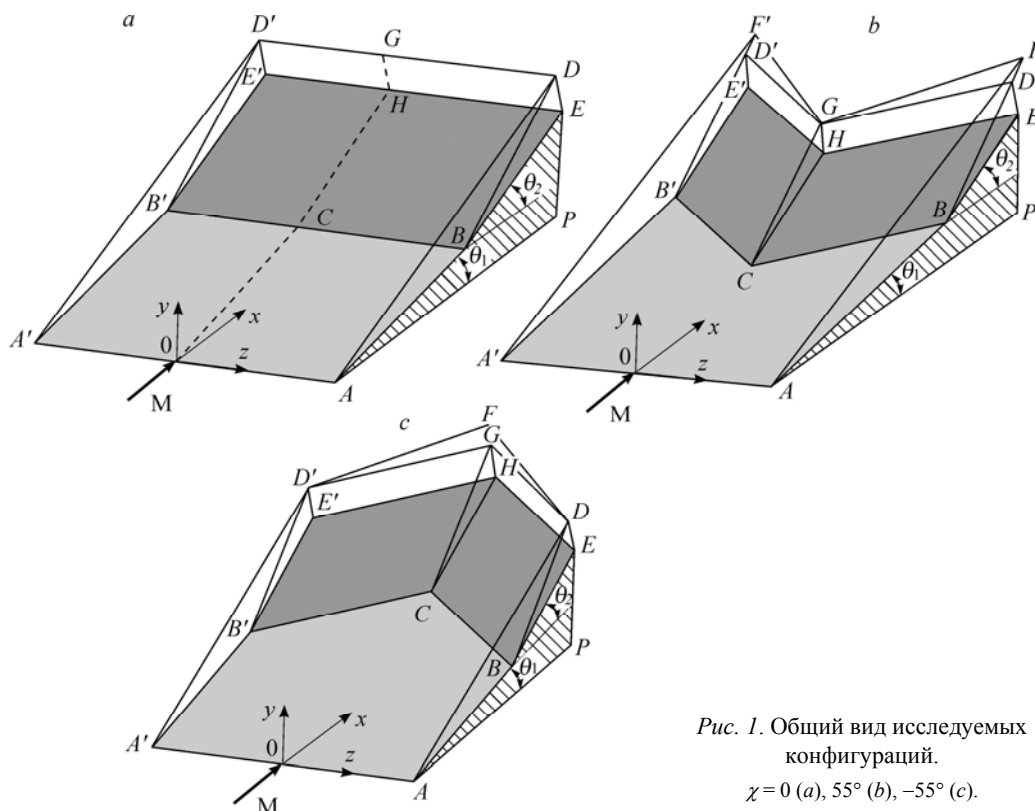


Рис. 1. Общий вид исследуемых конфигураций.  
 $\chi = 0$  (a),  $55^\circ$  (b),  $-55^\circ$  (c).

Сечения входа во внутренний канал гипотетического воздухозаборника образуются плоскостями, проходящими через передние кромки обечайки перпендикулярно поверхностям стреловидных клиньев, — это сечения  $HGDE$  и  $HGD'E'$ . Линии  $HE$  и  $HE'$  этих сечений на поверхностях стреловидных клиньев принимались за концевые кромки рассматриваемой конфигурации. Боковые поверхности конфигурации ограничены вертикальными плоскостями, параллельными направлению невозмущенного набегающего потока.

Были получены оценки параметров потока на поверхностях рассматриваемых конфигураций для невязкого течения с плоскими скачками уплотнения, и давление за этими скачками сопоставлялось с критическим давлением для поперечного или косою отрыва турбулентного пограничного слоя в предположении, что по нормали к передней кромке клина справедливы условия двумерного отрыва [12]. Согласно оценкам, при  $\chi = 0$  должно иметь место безотрывное течение, при  $\chi \neq 0$  — с образованием отрывных зон вдоль передних кромок клиньев сжатия.

Из построения конфигураций при принятых предположениях следует, что так называемый расчетный режим (когда все плоские скачки пересекаются на передней кромке обечайки) имеет место только при  $\chi = 0$ . Для случаев  $\chi \neq 0$  через переднюю кромку обечайки проходит только скачок уплотнения от клиньев сжатия, скачки от поверхности предварительного сжатия проходят выше нее. В этом случае имеется лишь одна общая точка пересечения скачков и передней кромки: при  $\chi = 55^\circ$  — это точка  $G$ , при  $\chi = -55^\circ$  — точка  $D$ .

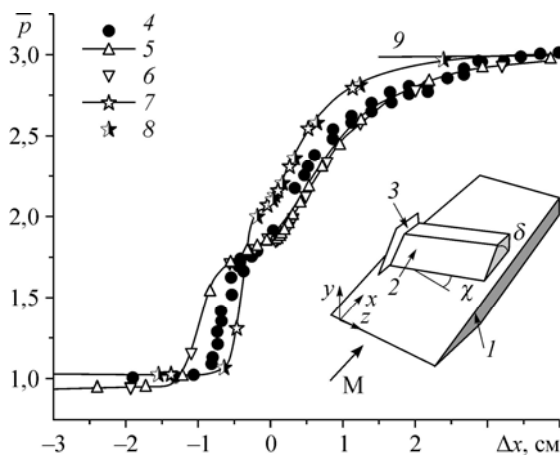
Численные расчеты в настоящем исследовании проводились с использованием пакета программ FLUENT. Для верификации расчетного алгоритма применительно к задаче обтекания стреловидных клиньев сжатия предварительно были выполнены

тестовые расчеты обтекания одиночного стреловидного клина сжатия, установленного на плоской пластине, экспериментальные исследования которого представлены в работе [13]. Рассматривался стреловидный клин сжатия шириной  $b = 0,15$  м с углом стреловидности передней кромки  $\chi = 30^\circ$  и углом  $\delta = 16^\circ$  в продольной плоскости, установленный на пластине (рис. 2) и обтекаемый потоком с числами Маха  $M = 2,95$  и Рейнольдса  $Re_1 = 63 \times 10^6$  1/м. Естественный переход пограничного слоя на пластине происходил примерно на расстоянии 0,02 м от ее передней кромки. В тестовых расчетах течение полагалось полностью турбулентным и использовались две модели турбулентности — Спаларта–Аллмареса и SST  $k-\omega$ .

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по распределению давления в окрестности отрывной зоны пограничного слоя приведено на рис. 2. Относительное давление  $\bar{p} = p/p_\infty$ , где  $p_\infty$  — давление в набегающем потоке, представлено в зависимости от расстояния  $\Delta x$ , отсчитываемого в продольном направлении от передней кромки клина. Нанесены также оценки уровня относительного давления  $\bar{p} = 2,99$  на клине сжатия, полученные по точным соотношениям для косога скачка уплотнения по нормали к передней кромке клина. Можно отметить, что обе используемые модели турбулентности не совсем точно отображают влияние отрывной зоны вверх по потоку, однако модель SST  $k-\omega$  дает более надежное распределение давления в отрывной зоне в целом. Как видно, расчетные и экспериментальные данные в конце клина сжатия практически совпадают с полученными оценками. Обе модели турбулентности, аналогично экспериментальным данным, показывают, что начиная с некоторого положения по размаху, наблюдается цилиндрический характер отрывной зоны, характерный для малых углов стреловидности передних кромок клина [13, 14].

Численное исследование обтекания смежных клиньев сжатия различной стреловидности проведено при помощи пакета программ FLUENT с решением осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и использованием SST  $k-\omega$  модели турбулентности. Рассчитывалась полная конфигурация с двумя стреловидными клиньями, симметрично расположенными на единой поверхности предварительного сжатия. Отметим, что симметрия течения относительно вертикальной плоскости  $xOy$  была получена в численных расчетах, и в дальнейшем параметры течения будут представлены в ряде случаев только для одной (правой) половины конфигурации.

Вниз по потоку расчетная область течения ограничена сечениями  $HGDE$  и  $HGD'E'$  и по высоте продолжена на величину  $0,4 \times HG$ . Кроме того, для надлежащей оценки эффектов бокового растекания ширина расчетной области принята больше ширины конфигурации в 1,4 раза. В качестве граничных условий на входе задавались параметры набегающего потока, на выходных границах расчетной области — начальные статическое давление и температура торможения, на стенках — условия прилипания. Использовалась гексаэдрическая расчетная сетка со сгущением к телу, что позволило обеспечить значение параметра  $y^+ < 1$  и количество



численности, на стенках — условия прилипания. Использовалась гексаэдрическая расчетная сетка со сгущением к телу, что позволило обеспечить значение параметра  $y^+ < 1$  и количество

Рис. 2. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных.

1 — пластина, 2 — клин, 3 — боковая шайба, 4 — эксперимент, 5 — SST  $k-\omega$  (число итерации  $n = 64500$ ), 6 — SST  $k-\omega$  ( $n = 40500$ ), 7 — модель Спаларта–Аллмареса ( $n = 36000$ ), 8 — модель Спаларта–Аллмареса ( $n = 46000$ ), 9 — точное решение для клина.

ячеек поперек пограничного слоя в диапазоне 50–80. Общее число узлов расчетной сетки составляло порядка  $4,2 \times 10^6$ . Расчеты проведены для параметров набегающего потока, соответствующих  $M = 6$  и скоростному напору  $q = 5,1 \cdot 10^4$  Па, что обеспечивает значение  $Re_1 = 3,9 \times 10^6$  1/м.

## 2. Общая картина течения

Структура обтекания рассматриваемых конфигураций с парными стреловидными клиньями сжатия иллюстрируется на рис. 3 для  $\chi = 55^\circ$  и рис. 4 для  $\chi = -55^\circ$ . В частности, на рис. 3а и 4а показаны картины предельных поверхностных линий тока, построенных по полю векторов поверхностного напряжения трения, а на рис. 3б–д и 4б–с — картины течения, полученные по распределению изолиний плотности (изохор) для ряда поперечных сечений  $x = \text{const}$ , положение которых отмечено на рисунках.

Течение на поверхностях предварительного сжатия 4 имеет одинаковый характер для всех обсуждаемых конфигураций. Оно характеризуется растеканием потока в стороны вблизи боковых кромок и его перетеканием на боковые поверхности 5, что приводит к образованию здесь продольных вихревых зон 8 (рис. 3б). В зоне возмущений от боковых кромок наблюдается также искривление скачка уплотнения 7, формируемого поверхностью предварительного сжатия.

Скачки уплотнения 10, формируемые стреловидными клиньями сжатия, приводят к трехмерному отрыву пограничного слоя на поверхности предварительного сжатия. Это видно на рис. 3а и 4а по наличию линий стекания 2 (линий отрыва) и растекания 3 (линий присоединения). Эти линии являются стреловидными и отрывы можно назвать «косыми» в отличие от поперечного отрыва, характерного для двумерных течений. Отрывные зоны пограничного слоя в обоих случаях имеют конический характер, который наблюдается при больших углах стреловидности клиньев сжатия [13, 14].

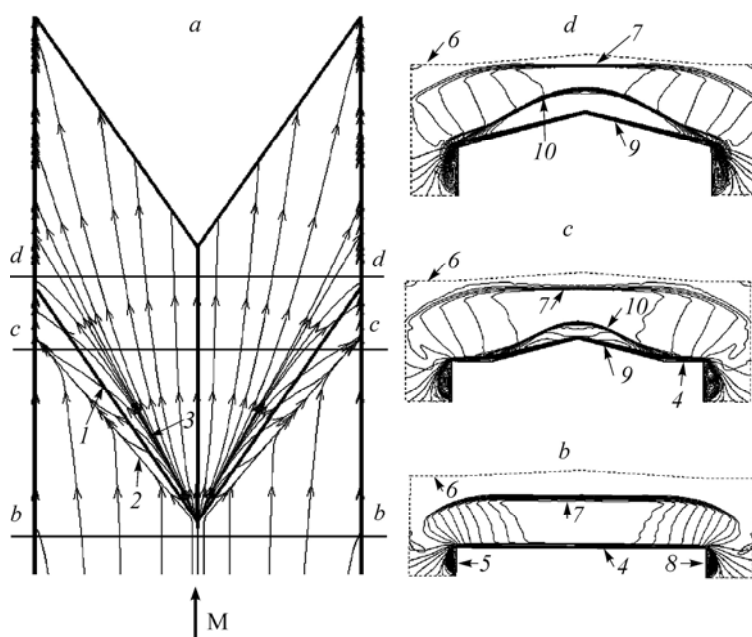


Рис. 3. Картина течения около конфигурации с прямой стреловидностью передних кромок клиньев сжатия.

а — вид в плане, б–д — поперечные сечения при  $x = 2, 1, 3$  и  $3,42$  м; 1 — передние кромки клиньев, 2 — линия стекания, 3 — линия растекания, 4 — поверхность предварительного сжатия, 5 — боковые поверхности, 6 — граница расчетной области, 7 — скачок уплотнения от поверхности предварительного сжатия, 8 — вихревые области на боковых поверхностях, 9 — клинья сжатия, 10 — скачки уплотнения от клиньев сжатия.

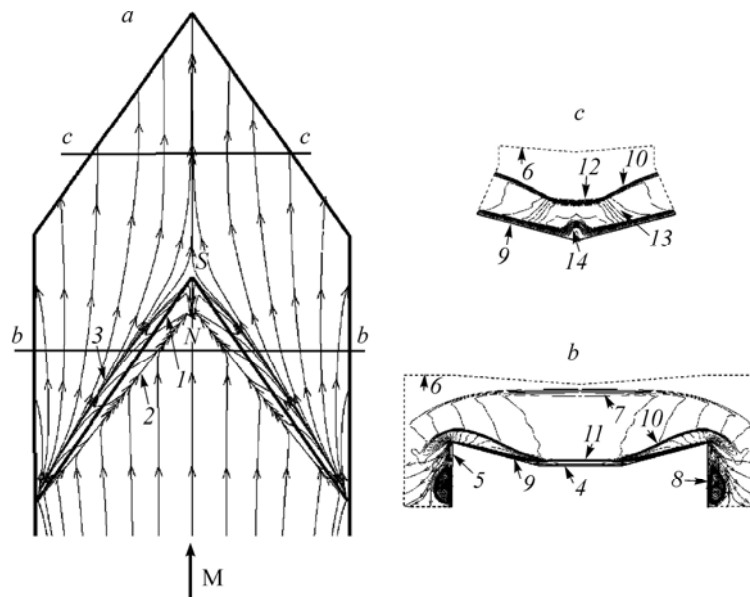


Рис. 4. Картина течения около конфигурации с обратной стреловидностью передних кромок клиньев сжатия.

*a* — вид в плане, *b-c* — поперечные сечения при  $x = 3$  и  $4$  м; *1-10* — аналогично рис. 2, *11* — пограничный слой на поверхности предварительного сжатия, *12* — результирующий мостообразный скачок, *13* — отраженные скачки, *14* — вспученный вязкий слой, развивающийся вдоль ребра пересечения клиньев.

Течения в отрывных зонах для случая  $\chi = 55^\circ$  направлены от плоскости симметрии к боковым кромкам конфигурации, при  $\chi = -55^\circ$ , наоборот, — к плоскости симметрии. Для конфигурации с  $\chi = -55^\circ$  происходит слияние потоков в отрывных зонах и взаимодействие их между собой. Линии стекания *2* пересекаются в плоскости симметрии (рис. 4*a*) при  $x \sim 3,17$  м и здесь наблюдается узловая точка *N* схождения линий тока. Линии растекания *3* также сходятся к плоскости симметрии при  $x \sim 3,34$  м, где образуется седловая точка *S*. Обе эти точки расположены до пересечения передних кромок клиньев сжатия при  $x = 3,35$  м, т.е. на поверхности предварительного сжатия.

В месте слияния и взаимодействия косых зон отрыва пограничного слоя около плоскости симметрии при  $\chi = -55^\circ$  формируется характерная центральная область отрывного течения. Структура течения в плоскости симметрии показана на рис. 5 в виде линий тока и изолиний плотности. Видно, что область отрыва с обратным течением *5* между узловой *N* и седловой *S* точками разомкнута. Линии тока обратного течения, исходящие из узловой точки *N*, разворачиваются в направлении внешнего основного потока, так что образуется отделенный от основного потока слой вязкого течения, который развивается далее вдоль ребра пересечения стреловидных клиньев сжатия. В нем

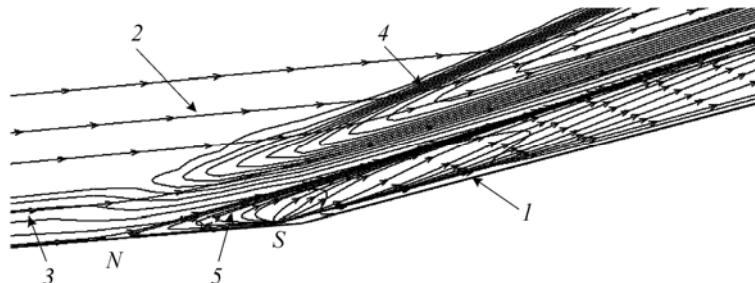


Рис. 5. Течение в области пересечения передних кромок клиньев сжатия в плоскости симметрии. *1* — ребро пересечения поверхностей клиньев сжатия, *2* — линии тока, *3* — пограничный слой, *4* — скачок уплотнения, *5* — область обратного течения.

нет линии тока с точкой присоединения вплоть до концевой кромки конфигурации рассматриваемой длины. Можно видеть, что происходит оттеснение пограничного слоя, развитого на клине внешнего сжатия, от поверхности. Как показано в работах [10, 11], профили скорости в этом слое имеют характерную *S*-образную форму с точкой перегиба.

О характере развития течения по длине можно судить также по картинам поперечного течения, представленным в виде распределений линий равных плотностей (изохор) на рис. 3*b-d* и 4*b-c* для ряда сечений  $x = \text{const}$ .

Рассмотрим вначале данные для конфигурации с  $\chi = 55^\circ$ . Картина течения в поперечном сечении, пересекающем как поверхность предварительного сжатия, так и стреловидные клинья, представлена на рис. 3*c*. Здесь наблюдается скачок уплотнения 7, формирующийся над поверхностью предварительного сжатия 4. Возникают также скачки уплотнения 10 от стреловидных клиньев сжатия 9. Эти скачки, во-первых, взаимодействуют между собой вблизи плоскости симметрии с образованием конического скачка, имеющего вершину в точке пересечения клиньев сжатия при  $x = 2,2$  м. Во-вторых, они взаимодействуют с пограничным слоем на поверхности предварительного сжатия вблизи передних кромок стреловидных клиньев с образованием отрывных зон. По распределению изохор видно характерную для отрыва  $\lambda$ -образную структуру формирующихся здесь локальных скачков уплотнения. С перемещением вниз по потоку отрывные области с  $\lambda$ -образными скачками достигают боковых кромок, как это видно на рис. 3*d*.

Картина поперечного течения в области расположения стреловидных клиньев сжатия для  $\chi = -55^\circ$  показана на рис. 4*b*. Как и при  $\chi = 55^\circ$ , имеет место скачок уплотнения 7, формирующийся над поверхностью предварительного сжатия 4, и развитый пограничный слой 11 на ее поверхности. Кроме того, возникают скачки уплотнения 10 от стреловидных клиньев сжатия 9. Эти скачки вблизи передних кромок клиньев взаимодействуют с пограничным слоем 11 на поверхности предварительного сжатия 4 с образованием отрывных зон. С перемещением вниз по потоку в области вблизи точки пересечения передних кромок стреловидных клиньев сжатия в плоскости симметрии, имеет место практическое слияние зон взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем на правой и левой половинах конфигурации.

Структура течения ниже по потоку от точки пересечения передних кромок стреловидных клиньев сжатия при  $\chi = -55^\circ$  в значительной степени определяется двумя факторами. Во-первых, имеет место пересечение в плоскости симметрии скачков уплотнения 10 (рис. 4*c*), где должно происходить их отражение и трехмерное взаимодействие. Как показано в работе [10], отражение и взаимодействие этих скачков в данном случае должно быть нерегулярным, с образованием в поперечном сечении результирующего центрального мостообразного и боковых отраженных скачков уплотнения. Аналитическое рассмотрение структуры этого взаимодействия согласно [15] показало, что в данном случае условия взаимодействия скачков по нормали к линии их пересечения в плоскости симметрии соответствуют типу нерегулярного взаимодействия, называемого Неймановским. Эта система скачков и реализуется в численном расчете, на рис. 4*c* отмечены соответственно центральный скачок уплотнения 12 и отраженные «размазанные» скачки 13. Во-вторых, как уже отмечалось, в результате взаимодействия косых зон отрыва пограничного слоя, около плоскости симметрии формируется характерная центральная область отрывного течения 14 с существенным возрастанием толщины вязкого слоя. Толщина этого своеобразного «вспученного» вязкого слоя вблизи плоскости симметрии существенно больше по сравнению с толщиной пограничного слоя на поверхностях стреловидных клиньев по размаху поперечного сечения.

### 3. Распределение давления

Распределение давления на поверхностях конфигурации с прямой стреловидностью передних кромок клиньев сжатия при  $\chi = 55^\circ$  показано на рис. 6 в виде линий равных

давлений (изобар) (рис. 6а, уровни давления отмечены в паскалях) и распределения относительного давления  $\bar{p} = p/p_\infty$  на поверхности для ряда поперечных сечений  $x = \text{const}$  (рис. 6б), где  $p_\infty$  — давление в набегающем потоке, а поперечная координата  $\bar{z} = 2z/b$  нормирована на полуширину конфигурации.

На поверхности предварительного сжатия видны возмущения, распространяющиеся вдоль боковых кромок конфигурации (рис. 6а), что связано с концевым эффектом. Область влияния боковых кромок ограничена линиями Маха под углом  $\sim 11^\circ$  к ним. Вследствие бокового растекания потока в возмущенных областях давление уменьшается по направлению к кромкам (кривая 1). Вблизи плоскости симметрии получены численные значения давления  $\bar{p} = 2,1$ , что близко к величине  $\bar{p} = 2,01$ , определенной по двумерным соотношениям для косога скачка уплотнения, создаваемого поверхностью предварительного сжатия (линия 5).

Описанная картина течения и уровни давления на поверхности предварительного сжатия получены для всех рассмотренных конфигураций, независимо от стреловидности клиньев сжатия.

Распределение давления в поперечных сечениях на стреловидных клиньях сжатия с  $\chi = 55^\circ$  имеет следующие особенности. Во-первых, давление в плоскости симметрии  $\bar{z} = 0$ , независимо от продольной координаты  $x$ , практически одинаково, и оно существенно ниже уровня  $\bar{p} = 6,73$ , полученного для невязкого обтекания с плоскими скачками уплотнения, генерируемыми стреловидными клиньями (линия 6). Это связано

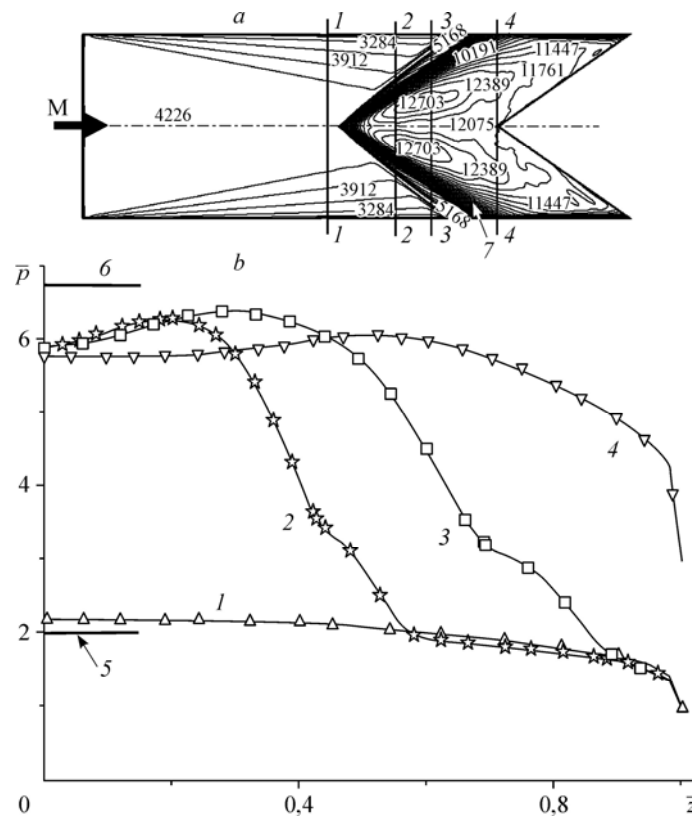


Рис. 6. Распределение давления по поверхности конфигурации с прямой стреловидностью передних кромок клиньев сжатия.

1–4 — поперечные сечения при  $x = 2,1, 2,7, 3, 3,58$  м, 5, 6 — расчетные оценки давления на поверхности предварительного сжатия и стреловидном клине соответственно, 7 — передние кромки стреловидных клиньев сжатия.



с пространственным взаимодействием скачков уплотнения от клиньев сжатия в плоскости симметрии, и, как уже отмечалось, образованием здесь конического скачка. Угол наклона этого скачка относительно продольной оси  $x$  составляет  $\sim 21,8^\circ$ , то есть меньше угла  $24^\circ$  наклона линии  $CG$ , соответствующей пересечению скачков  $CBFG$  и  $CB'F'G$ , плоских по построению. Во-вторых, кривые распределения давления по размаху в области отрыва пограничного слоя имеют характерный вид с точкой перегиба (рис. 6b, кривые 2, 3) и отчетливым максимумом. Вне области отрыва вблизи боковых кромок уровень давления в сечениях 2, 3 определяется течением на поверхности предварительного сжатия. С увеличением продольной координаты за зоной отрыва пограничного слоя наблюдается выравнивание распределения давления по размаху (кривая 4).

Рассмотрим далее особенности распределения давления для конфигурации с обратной стреловидностью передних кромок клиньев сжатия при  $\chi = -55^\circ$ . В поперечных сечениях, где стреловидные кромки клиньев еще не пересекаются (рис. 7b, кривые 2 и 3), наблюдается рост давления от величины  $\bar{p} \approx 2,1$ , соответствующей давлению на поверхности предварительного сжатия вблизи плоскости симметрии, до значения  $\bar{p} \approx 5,8-6,2$  за отрывной зоной на стреловидных клиньях сжатия. Вследствие пространственного характера течения это давление ниже значения  $\bar{p} = 6,73$ , определяемого для невязкого обтекания с плоскими скачками уплотнения, генерируемыми стреловидными клиньями (линия 8). Кривые распределения давления в области отрыва пограничного слоя имеют

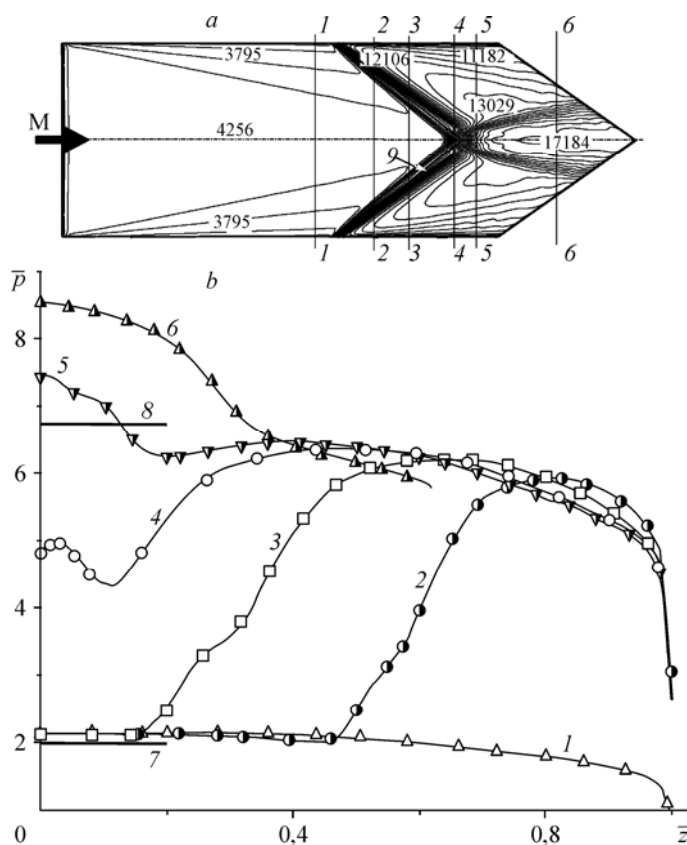


Рис. 7. Распределение давления по поверхности конфигурации с обратной стреловидностью передних кромок клиньев сжатия.

1–6 — поперечные сечения при  $x = 2, 2,7, 3, 3,25, 3,4, 4$  м, 7, 8 — расчетные оценки давления на поверхности предварительного сжатия и стреловидном клине соответственно, 9 — передние кромки стреловидных клиньев сжатия.

характерный вид с точкой перегиба. Как видно из распределения изобар (рис. 7а), на стреловидных клиньях сжатия вдоль боковых кромок также проявляется концевой эффект, происходит боковое перетекание потока и в поперечных сечениях давление уменьшается при приближении к ним.

Кривая 4 на рис. 7 соответствует распределению давления по размаху в поперечном сечении при  $x = 3,25$  м, расположенном несколько впереди от пересечения передних кромок стреловидных клиньев сжатия ( $x = 3,35$  м). Давление, равное  $\bar{p} \approx 5$  вблизи плоскости симметрии, сначала уменьшается в направлении боковой кромки до  $\bar{p} \approx 4,3$  при  $\bar{z} \sim 0,12$ , а затем увеличивается до давления за отрывной зоной на стреловидных клиньях сжатия.

Из распределения изобар по поверхности конфигурации (рис. 7а) видно наличие возмущений, распространяющихся в стороны от плоскости симметрии, начиная с пересечения передних кромок стреловидных клиньев сжатия. Эти возмущения обусловлены «размазанными» скачками 13 (см. рис. 4с), которые возникают при нерегулярном взаимодействии скачков уплотнения от стреловидных клиньев при их пересечении. Поэтому имеет место повышенный уровень давления вблизи плоскости симметрии в области между этими возмущениями. Так, давление здесь  $\bar{p} \approx 8,5$ , что заметно превышает указанную ранее величину  $\bar{p} = 6,73$  (линия б). Вне ее давление соответствует давлению за отрывной зоной на стреловидных клиньях сжатия.

#### 4. Течение во входном сечении гипотетического воздухозаборника

Рассмотрим течение во входном сечении *HGDE* предполагаемых гипотетических воздухозаборников с разными углами стреловидности передних кромок клиньев сжатия. О структуре потока можно судить по распределению изолиний поперечных составляющих скорости  $V_z$ , представленных на рис. 8–10. Во всех случаях в сечении входа наблюдается скачок уплотнения 3 от клиньев сжатия. Как уже отмечалось, для варианта с  $\chi = 0$  по построению для невязкого плоского потока все скачки должны пересекаться на кромке обечайки. Однако вследствие бокового растекания потока часть искривленного скачка уплотнения попадает в сечение входа в области боковых кромок. При  $\chi = 55^\circ$ , наоборот, искривление скачка уплотнения наблюдается в области плоскости симметрии. Обусловлено это пространственным пересечением скачков уплотнения от клиньев сжатия и образованием конического скачка с меньшим углом наклона. При  $\chi = -55^\circ$  уменьшение углов наклона скачка уплотнения связано с боковым растеканием потока.

Для анализа поперечного течения рассмотрим также профили относительной поперечной составляющей скорости  $\bar{V}_z = V_z/V_\infty$  вдоль задней кромки клина сжатия в сечении входа (рис. 8–10). Здесь вертикальная координата нормирована на высоту входа воздухозаборника:  $\bar{y} = y/h_e$ , величина  $h_e$  равна длине отрезка *HG*, отрицательные значения  $\bar{V}_z$  соответствуют направлению течения к плоскости симметрии.

При  $\chi = 0$  поперечная составляющая скорости  $\bar{V}_z > 0$  уже при небольших значениях координаты  $\bar{z} > 0$  (рис. 8), т.е. течение всюду направлено от плоскости симметрии, как и следовало ожидать. С увеличением поперечной координаты скорость бокового растекания на клине сжатия возрастает, и это обусловлено эффектом конечной ширины конфигурации. При этом профиль скорости  $\bar{V}_z$  имеет максимум в пограничном слое, заметно превышающий значения вне его. Этот максимум увеличивается с приближением к боковой поверхности сечения входа и при  $\bar{z} = 0,975$  может достигать  $\sim 17\%$  от скорости набегающего потока. Таким образом, в пограничном слое имеет место более интенсивное поперечное течение по сравнению с вышележащим потоком.

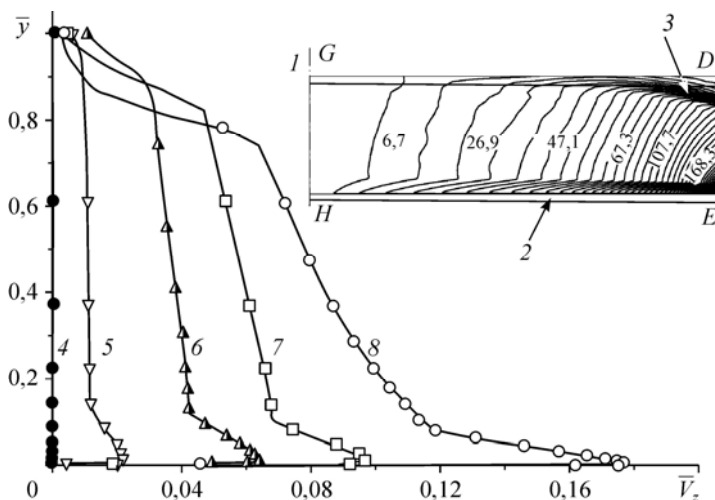


Рис. 8. Профили поперечной составляющей скорости вдоль задней кромки клина сжатия с  $\chi = 0$ . 1 — плоскость симметрии, 2 — поверхность тела, 3 — скачок уплотнения, 4–8 —  $\bar{z} = 0, 0,375, 0,75, 0,875, 0,975$ .

В случае прямой стреловидности передних кромок клиньев сжатия при  $\chi = 55^\circ$  профили поперечной составляющей скорости имеют аналогичный характер, и течение в целом также направлено от плоскости симметрии (рис. 9). Однако по сравнению с  $\chi = 0$  значения  $\bar{V}_z$  заметно выше, в том числе и вне пограничного слоя. Это связано с двумя взаимодополняющими факторами. Во-первых, по построению вектор скорости на клиньях сжатия должен быть изначально направлен от плоскости симметрии. Оценка поперечной составляющей скорости для невязкого потока за плоским скачком уплотнения, генерируемым стреловидным клином, дает величину  $\bar{V}_z = 0,083$ . По направлению к плоскости симметрии поперечная составляющая скорости уменьшается по сравнению с указанной

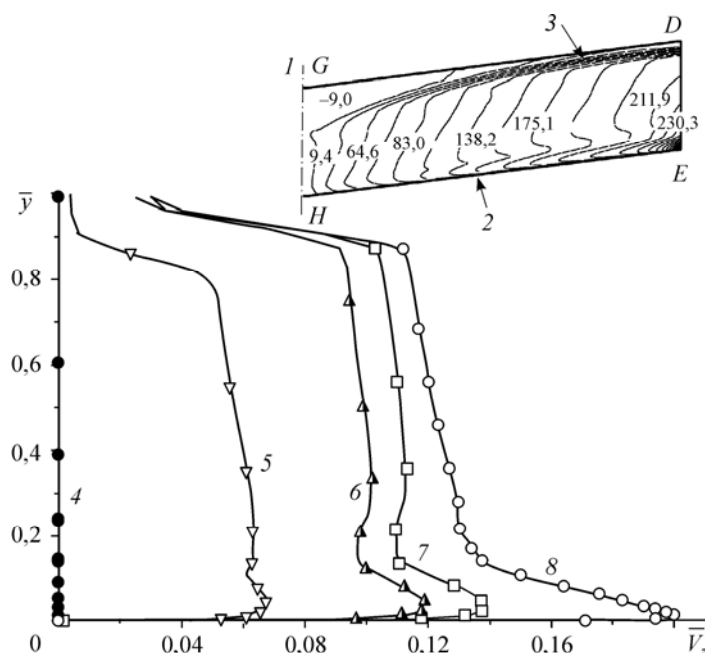


Рис. 9. Профили поперечной составляющей скорости вдоль задней кромки клина сжатия с  $\chi = 55^\circ$ . 1 — плоскость симметрии, 2 — поверхность тела, 3 — скачок уплотнения, 4–8 —  $\bar{z} = 0, 0,375, 0,75, 0,875, 0,975$ .

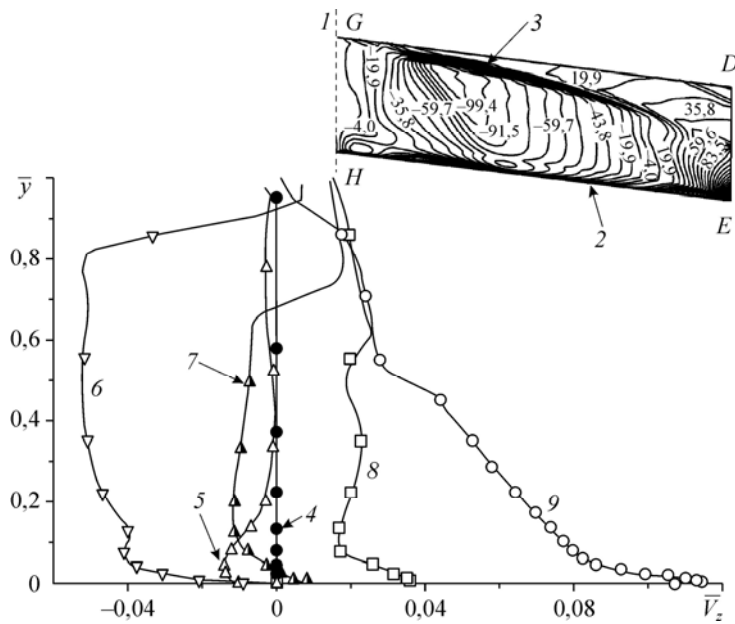


Рис. 10. Профили поперечной составляющей скорости вдоль задней кромки клина сжатия с  $\chi = -55^\circ$ . 1 — плоскость симметрии, 2 — поверхность тела, 3 — скачок уплотнения, 4–9 —  $z = 0, 0,025, 0,375, 0,75, 0,875, 0,975$ .

величиной вследствие трехмерности течения так, что  $\bar{V}_z \rightarrow 0$ . К боковой кромке проявляется эффект влияния конечной ширины конфигурации, который усиливается с увеличением  $\bar{z}$ . Поэтому при  $\bar{z} > 0,5$  величина  $\bar{V}_z > 0,083$ .

Поперечное течение в случае обратной стреловидности ( $\chi = -55^\circ$ ) носит более сложный характер (рис. 10), поскольку отмеченные выше факторы действуют в противоположные стороны. Заметим, что для вязкого потока за плоским скачком уплотнения, генерируемым стреловидным клином, поперечная составляющая скорости в данном случае должна быть отрицательной, то есть  $\bar{V}_z = -0,083$ . По результатам численных расчетов в слое при  $\bar{y} > 0,3$  максимальная отрицательная величина  $\bar{V}_z \approx -0,05$  наблюдается при  $\bar{z} = 0,75$  (кривая 6). При приближении к плоскости симметрии величина поперечной составляющей скорости в этом слое  $|\bar{V}_z| \rightarrow 0$ . Однако, например, при  $\bar{z} = 0,375$  (кривая 5) и при  $\bar{y} > 0,3$  величина  $|\bar{V}_z|$  близка к нулевой, т.е. здесь наблюдается область течения, практически параллельного плоскости симметрии, а при  $\bar{y} < 0,3$ , в отличие от вышележащих слоев, поперечная скорость достигает величины  $\bar{V}_z \approx -0,015$ , то есть течение по-прежнему направлено к плоскости симметрии. С увеличением поперечной координаты  $\bar{z} > 0,75$ , то есть при приближении к боковой поверхности сечения входа, поперечная составляющая скорости меняет знак (кривые 8, 9). Это также можно наблюдать по распределению изолиний  $V_z$ . Течение здесь направлено от плоскости симметрии, т.е. определяющим фактором является эффект бокового растекания вследствие конечной ширины конфигурации. Отметим, что, как и в предыдущих случаях, значения  $\bar{V}_z$  в пограничном слое больше, чем в вышележащих слоях. Однако здесь максимум  $\bar{V}_z$  меньше и при  $\bar{z} = 0,975$  достигает  $\sim 11\%$  от скорости набегающего потока.

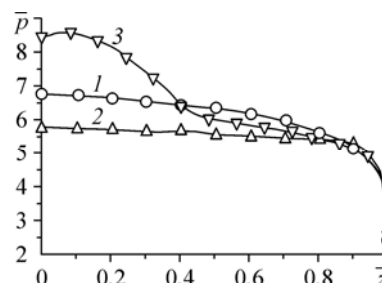
По полученным численным данным оценены среднемассовые значения параметров потока во входном сечении рассматриваемых конфигурации, которые представлены в таблице. Здесь  $M$  — число Маха,  $p_{ст}$  — относительное статическое давление,  $\sigma = P_{0m}/P_{0\infty}$  — коэффициент восстановления полного давления,  $P_{0m}$  — среднемассовое

Таблица

Среднемассовые параметры в сечении входа

Стреловидность передних кромок	M	$\bar{p}_{ст}$	$\sigma$	$\varphi$
$\chi = 0$	4,23	5,94	0,789	0,908
$\chi = 55^\circ$	4,42	5,03	0,832	0,772
$\chi = -55^\circ$	4,26	6,04	0,79	0,873

Рис. 11. Распределения давления на поверхности в сечении входа (вдоль задней кромки клина сжатия).

 $\chi = 0$  (1),  $55^\circ$  (2),  $-55^\circ$  (3).

значение полного давления,  $P_{0\infty}$  — полное давление в набегающем потоке,  $\varphi = m_{вх}/m_{\infty}$  — коэффициент расхода,  $m_{вх}$  — секундный расход воздуха через сечение входа,  $m_{\infty}$  — расход через лобовую площадь воздухозаборника, определяемый по параметрам набегающего потока. Видно, что более высокая степень повышения давления  $\bar{p}_{ст}$  имеет место в случае обратной стреловидности ( $\chi = -55^\circ$ ), при этом величины  $\sigma$  и  $\varphi$  близки к значениям при  $\chi = 0$ . При  $\chi = 55^\circ$  наблюдаются наиболее низкие значения  $\bar{p}_{ст}$  и коэффициента расхода  $\varphi$ , что связано, как было показано ранее, с большим поперечным течением на клиньях сжатия.

Распределение относительного статического давления по размаху сечения входа для конфигурации с разной стреловидностью передних кромок сопоставляется на рис. 11. Наиболее неравномерный характер распределения имеет место при  $\chi = -55^\circ$  и обусловлен нерегулярным взаимодействием скачков уплотнения в области симметрии.

Данные по толщинам пограничного слоя в сечении входа представлены на рис. 12, где  $\bar{\delta} = \delta/h_e$  — относительная толщина пограничного слоя,  $\bar{\delta}^* = \delta^*/h_e$  — относительная толщина вытеснения. Уменьшение толщины пограничного слоя по размаху при  $\chi = 0$  связано с боковым растеканием потока, а ее рост при  $\chi = 55^\circ$  — с увеличением длины продольного контура, обтекаемого потоком. Как уже отмечалось, взаимодействие отрывных зон в области плоскости симметрии при  $\chi = -55^\circ$  приводит к существенному

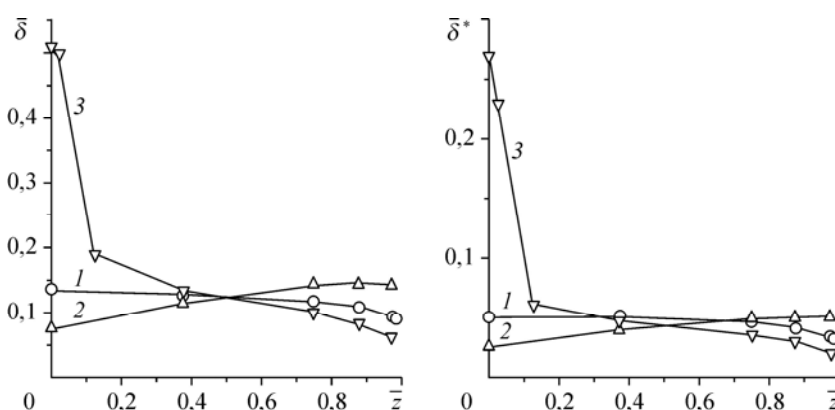


Рис. 12. Параметры пограничного слоя на поверхности в сечении входа вдоль задней кромки клина сжатия.

 $\chi = 0$  (1),  $55^\circ$  (2),  $-55^\circ$  (3).

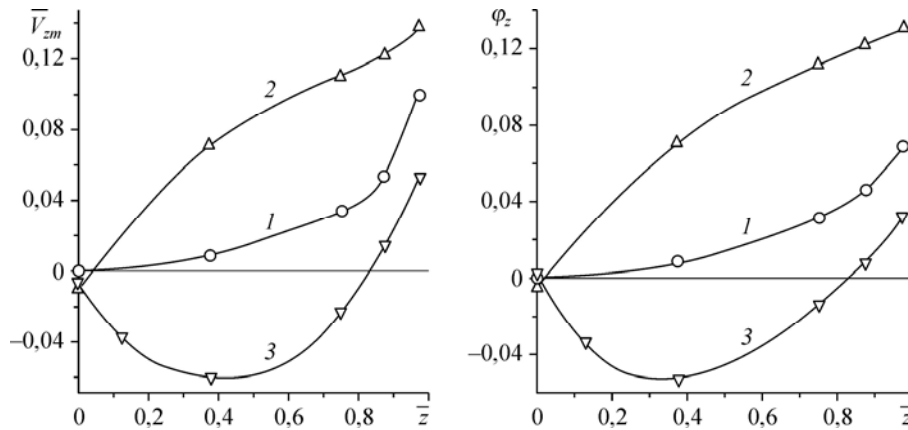


Рис. 13. Интегральные характеристики поперечного течения на клиньях сжатия.  
 $\chi = 0$  (a),  $55^\circ$  (b),  $-55^\circ$  (c).

увеличению толщины пограничного слоя, который может занимать до 50 % высоты сечения входа. Анализ относительных толщин вытеснения показывает, что потери расхода за счет пограничного слоя могут составить 4-5 % для конфигурации с  $\chi = 0$  и  $55^\circ$  и 5-6 % при  $\chi = -55^\circ$ .

### 5. Интегральные характеристики бокового растекания потока

На всех рассмотренных конфигурациях в области боковых кромок наблюдается претекание потока на боковые поверхности с образованием вблизи последних вихревых зон. Имея в виду, что они могут рассматриваться как потенциальная основа для построения трехмерных воздухозаборников, оценим возможные уровни бокового растекания потока и связанные с этим потери расхода воздуха в сечении входа.

Для оценки интегральных характеристик поперечного течения возьмем некоторую продольно направленную треугольную поверхность, образованную точками на передней кромке  $BC$  клиньев сжатия, на кромке обечайки  $DG$  и на теле в сечении входа  $EH$ . Крайнее положение этой поверхности при  $\bar{z} = 1$  будет соответствовать условной боковой щеке воздухозаборника  $BDE$  (см. рис. 1), обычно используемой для уменьшения бокового растекания и потерь расхода воздуха, захватываемого в набегающем потоке. Для рассматриваемой треугольной поверхности могут быть получены такие интегральные характеристики, как среднемассовое значение поперечной составляющей скорости  $V_{zm}$  и массовый расход воздуха  $m_z$ , обусловленный поперечным течением.

Соответствующие данные для поперечной составляющей скорости  $\bar{V}_{zm} = V_{zm}/V_\infty$  и относительного расхода  $\varphi_z = m_z/m_e$  представлены на рис. 13 в зависимости от положения условной треугольной поверхности по размаху конфигурации. Здесь  $m_e$  — массовый расход воздуха, захватываемый в набегающем потоке и проходящий через сечение  $HGDE$  (половину общего сечения входа). Характер изменения среднемассовой скорости  $\bar{V}_{zm}$  по размаху соответствует описанному ранее изменению профилей поперечной составляющей скорости в сечении входа. А именно, в случае  $\chi = 0$  и  $\chi = 55^\circ$  значения  $\bar{V}_{zm}$  всюду положительны по размаху (кривые 1 и 2), т.е. течение направлено к боковым кромкам конфигураций. При этом величина среднемассовой поперечной скорости для  $\chi = 55^\circ$  существенно больше по сравнению с  $\chi = 0$ . В случае  $\chi = -55^\circ$  при значениях  $\bar{z} < 0,83$  поперечное течение через рассматриваемую поверхность в среднем направлено

к плоскости симметрии, а абсолютная величина поперечной составляющей скорости имеет максимум при  $\bar{z} \sim 0,4$  (кривая 3). В области боковой кромки при  $\bar{z} > 0,83$  величина  $\bar{V}_{zm} > 0$  и поперечное течение в целом направлено от плоскости симметрии, т.е. имеем боковое растекание потока.

Аналогичный характер имеют и зависимости относительного расхода воздуха  $\varphi_z$  (рис. 13). Наиболее высокие значения  $\varphi_z$  имеют место в случае прямой стреловидности передних кромок клиньев сжатия  $\chi = 55^\circ$ , наиболее низкие — в случае  $\chi = -55^\circ$ . При  $\bar{z} = 1$  величина  $\varphi_z$  соответствует потерям расхода воздуха, потенциально устраняемым боковой щекой воздухозаборника. Если же боковая щека не устанавливается, потери расхода могут составить около 7, 14 % и 3 % от общего расхода воздуха, захватываемого в набегающем потоке при  $\chi = 0$ ,  $\chi = 55^\circ$  и  $\chi = -55^\circ$  соответственно.

### Заключение

Проведено численное моделирование особенностей сверхзвукового обтекания конфигураций, состоящих из двух смежных клиньев со стреловидными передними кромками, расположенных на поверхности предварительного сжатия. Рассмотрено обтекание при  $M = 6$  клиньев сжатия различной стреловидности: нулевой ( $\chi = 0$ ), положительной ( $\chi > 0$ ) и отрицательной ( $\chi < 0$ ). Показано, что в результате пространственного взаимодействия скачков уплотнения вблизи плоскости симметрии конфигурации с  $\chi = 55^\circ$  образуется конический скачок уплотнения и наблюдается зона пониженного давления, при  $\chi = -55^\circ$  имеет место нерегулярное взаимодействие скачков, и наоборот, возникает зона повышенного давления. Вдоль стреловидных кромок клиньев сжатия формируется течение, которое характеризуется трехмерными косыми отрывами турбулентного пограничного слоя, индуцированными скачками уплотнения, создаваемыми клиньями. В частности, при  $\chi = -55^\circ$  эти отрывные потоки взаимодействуют в области плоскости симметрии, формируя своеобразный «вспученный» слой пристенного вязкого течения, развивающегося далее вдоль ребра пересечения стреловидных клиньев сжатия. Анализ бокового растекания показал, что в пограничном слое имеет место максимум поперечной составляющей скорости  $\bar{V}_z$  и более интенсивное поперечное течение по сравнению с вышележащим потоком. Потери расхода воздуха вследствие бокового растекания на клиньях сжатия могут составить около 7, 14 % и 3 % от общего расхода воздуха, захватываемого в набегающем потоке при  $\chi = 0$ ,  $55^\circ$ ,  $-55^\circ$  соответственно.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Босняков С.М., Минайлос А.Н., Ремеев Н.Х. Исследование пространственного обтекания двухступенчатых клиньев конечной ширины сверхзвуковым потоком газа // Уч. записки ЦАГИ. 1980. Т. 11, № 1. С. 96–101.
2. Босняков С.М., Ремеев Н.Х. Исследование пространственного обтекания клина конечной ширины сверхзвуковым потоком газа при наличии углов атаки и скольжения // Уч. записки ЦАГИ. 1981. Т. 12, № 6. С. 16–24.
3. Босняков С.М., Зленко Н.А. Расчет коэффициентов пространственности течения у поверхности клиньев конечной ширины // Тр. ЦАГИ. 1983. № 2187. С. 15–23.
4. Босняков С.М., Зленко Н.А. Приближенный расчет коэффициентов пространственности обтекания двухступенчатых клиньев сжатия конечной ширины сверхзвуковым потоком невязкого газа // Тр. ЦАГИ. 1985. № 2284. С. 3–10.
5. Босняков С.М., Ремеев Н.Х. Исследование пространственного обтекания плоского воздухозаборника с боковыми щеками сверхзвуковым потоком газа // Уч. записки ЦАГИ. 1980. № 5. С. 40–46.
6. Босняков С.М., Быкова С.А., Ремеев Н.Х. Исследование пространственного обтекания и аэродинамических характеристик плоских воздухозаборников с различной формой входа и размерами боковых щек // Уч. записки ЦАГИ. 1983. № 3. С. 107–113.

7. **Босняков С.М., Старухин В.П., Чевагин А.Ф.** Влияние крыла на характеристики подкрыльевого плоского воздухозаборника // Уч. записки ЦАГИ. 1994. № 1–2. С. 67–77.
8. **Ремеев Н.Х.** Аэродинамика воздухозаборников сверхзвуковых самолетов. Жуковский: ЦАГИ. 2002. 177 с.
9. **Babinsky H., Harvey J.K.** Shock wave-boundary-layer interactions. N.Y.: Cambridge Univ. Press, 2011. 461 p.
10. **Гулько Ю.П., Мажуль И.И.** Сверхзвуковое обтекание системы из двух стреловидных клиньев, установленных на поверхности предварительного сжатия // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 2. С. 137–149.
11. **Гулько Ю.П., Мажуль И.И.** Численное моделирование обтекания системы из двух стреловидных клиньев сжатия при  $M = 4$  и  $6$  // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 2. С. 181–196.
12. **Желтоводов А.А., Харитонов А.М.** Об аналогии двумерных и трехмерных отрывных течений // Аэрофизические исследования. Вып. 6. ИТПМ СО АН СССР, 1976. С. 130–132.
13. **Settles G.S., Perkins J.J., Bogdonoff S.M.** Investigation of three-dimensional shock/boundary-layer interactions at swept compression corners // AIAA J. 1980. Vol. 18, No. 7. P. 779–785.
14. **Settles G.S., Teng H.** Cylindrical and conical flow regimes of three-dimensional shock/boundary-layer interactions // AIAA J. 1984. Vol. 22, No. 2. P. 194–200.
15. **Гулько Ю.П., Кудрявцев А.Н., Рахимов Р.Д.** Сверхзвуковые невязкие течения с регулярным и нерегулярным взаимодействием скачков уплотнения в угловых конфигурациях // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 2. С. 152–169.

*Статья поступила в редакцию 26 сентября 2013 г.*