

УДК 533.601.155; 532.526.5

## Численное моделирование обтекания системы из двух стреловидных клиньев сжатия при $M = 4$ и $6$

Ю.П. Гунько, И.И. Мажуль

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

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

Обсуждаются результаты численного моделирования обтекания конфигурации из двух клиньев со стреловидными передними кромками, расположенных на поверхности предварительного сжатия таким образом, что скошенные поверхности клиньев отклоняют сжимаемые ими потоки навстречу друг другу. Показано, что реализуется течение с нерегулярным взаимодействием в плоскости симметрии скачков уплотнения, формируемых стреловидными клиньями. Эти скачки также индуцируют трехмерные отрывы турбулентного пограничного слоя на клине предварительного сжатия. Потоки в отрывных зонах направлены к плоскости симметрии конфигурации и взаимодействуют между собой с образованием центральной «вспученной» зоны отрывного течения и характерным S-образным профилем скорости. Данные получены при числах Маха набегающего потока  $M = 4$  и  $6$  на основе уравнений Навье–Стокса и  $k-\omega$  SST модели турбулентности с использованием пакета программ FLUENT. Рассмотрено также невязкое обтекание на основе уравнений Эйлера.

**Ключевые слова:** численные исследования, сверхзвуковые скорости, стреловидные клинья сжатия, скачки уплотнения, трехмерный отрыв пограничного слоя, взаимодействие отрывных течений.

### Введение

Явления взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем отличаются значительной сложностью, особенно в случае трехмерных течений. Имеется множество работ, в которых исследуются отрывные течения, сопровождающиеся двумерным или трехмерным взаимодействием скачков уплотнения и пограничного слоя на различных телах. Это, например, падение скачка уплотнения на пластину, обтекание ступенек, стреловидных и нестреловидных клиньев сжатия, установленных на пластине, причем их передняя кромка может быть расположена либо в плоскости пластины, либо в плоскости, перпендикулярной к ней, и т. п. Обзор многочисленных экспериментальных и численных исследований такого рода течений в различных условиях обтекания представлен в работе [1] и, в частности, для двумерного [2] и трехмерного [3] взаимодействий скачков уплотнения с пограничным слоем.

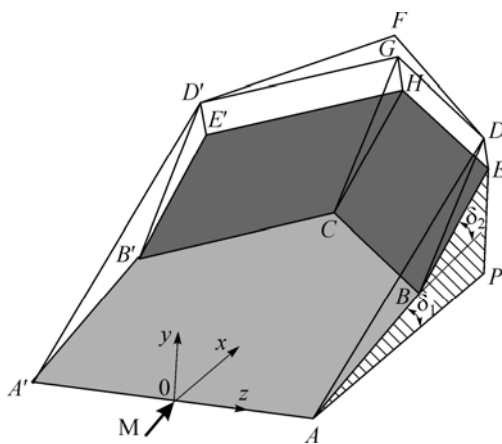
Взаимодействие скачков уплотнения с пограничным слоем представляет также большой интерес и в практических приложениях. Такого рода явления имеют место при обтекании различных элементов летательных аппаратов, особенно в местах их сопряжения.

В настоящей работе исследуется обтекание системы из двух смежных клиньев со стреловидными передними кромками, расположенными на поверхности предварительного сжатия таким образом, что скошенные поверхности клиньев отклоняют сжимаемые ими потоки навстречу друг другу. Рассматриваемая конфигурация может представлять интерес, например, для воздухозаборников с поликлиновой поверхностью сжатия. Так, в работе [4] экспериментально показано, что поликлиновая поверхность обеспечивает лучшие возможности запуска. Кроме того, применение воздухозаборников, поверхности сжатия которых состоят из комбинаций стреловидных клиньев, может рассматриваться как один из возможных способов уменьшения эффективной площади рассеяния силовой установки, определяющей ее малозаметность. Однако поликлиновая поверхность приводит к трехмерному сжатию потока и сложной структуре течения, которая остается практически не исследованной.

### 1. Построение конфигурации

Исследуемая в настоящей работе конфигурация показана на рис. 1. Стреловидные клинья располагаются на плоской поверхности предварительного сжатия  $A'B'CB$ , наклоненной к направлению невозмущенного набегающего потока под углом  $\delta_1 = 5^\circ$ . Эти клинья имеют стреловидность передних кромок  $\chi = 55^\circ$  и угол наклона  $\delta_2 = 15,3^\circ$  в направлении набегающего потока, что соответствует углу наклона  $10^\circ$  относительно поверхности предварительного сжатия в плоскости, перпендикулярной к их передней кромке. Ширина конфигурации равна  $b = 1,6$  м. Стреловидные клинья начинаются на расстоянии  $x = 2,2$  м (точки  $B$  и  $B'$ ), их передние кромки пересекаются в плоскости симметрии при  $x = 3,35$  м (точка  $C$ ).

Остальные размеры конфигурации определялись из построения на ее основе гипотетического трехмерного воздухозаборника, рассчитанного на число Маха  $M = 6$ . Предполагалось, что обтекание конфигурации является невязким, а поверхность предварительного сжатия и стреловидные клинья формируют плоские скачки уплотнения. Точки  $D$  и  $D'$  определяются пересечением скачка от поверхности предварительного сжатия и скачков от стреловидных клиньев и расположены в плоскостях боковых кромок, параллельных направлению невозмущенного набегающего потока. Передние кромки обечайки  $GD$  и  $GD'$  гипотетического воздухозаборника начинаются в этих точках, они пересекаются в плоскости симметрии в точке  $G$  и параллельны передним кромкам  $CB$  и  $CB'$  стреловидных клиньев. Через эту точку проходит также линия пересечения  $CG$  в плоскости симметрии скачков  $CGDB$  и  $CGD'B'$ , формируемых стреловидными клиньями. Скачок от клина предварительного сжатия в плоскости симметрии проходит через точку  $F$ , расположенную над точкой  $G$ . Предполагалось также, что плоскости, проходящие через передние кромки обечайки перпендикулярно поверхностям стреловидных клиньев, образуют два сечения входа ( $HGDE$  и  $HGD'E'$ ) во внутренний канал воздухозаборника высотой  $h = HG = 0,25$  м. Линии  $HE$  и  $HE'$  пересечения плоскостей входа с поверхностями стреловидных клиньев принимались за концевые кромки рассматриваемой конфигурации и ограничивали расчетную область течения вниз по потоку. Общая длина конфигурации равнялась 4,7 м.



Передние кромки обечайки перпендикулярно поверхностям стреловидных клиньев, образуют два сечения входа ( $HGDE$  и  $HGD'E'$ ) во внутренний канал воздухозаборника высотой  $h = HG = 0,25$  м. Линии  $HE$  и  $HE'$  пересечения плоскостей входа с поверхностями стреловидных клиньев принимались за концевые кромки рассматриваемой конфигурации и ограничивали расчетную область течения вниз по потоку. Общая длина конфигурации равнялась 4,7 м.

Рис. 1. Общий вид исследуемой конфигурации.

## 2. Оценки характеристик течения около исследуемой конфигурации

Некоторые оценки ожидаемого характера течения около рассматриваемой конфигурации могут быть получены в предположении, что скачки уплотнения, формирующиеся при ее обтекании, являются плоскими (как это принималось при построении). Так, при оценке возможности возникновения отрыва пограничного слоя, обусловленного скачками уплотнения от стреловидных клиньев сжатия, полагалось, что по нормали к передней кромке клина справедливы условия двумерного отрыва [5]. Согласно [6], критический перепад давления для двумерного отрыва турбулентного пограничного слоя, индуцируемого скачком в угле сжатия, при  $M > 2$  можно оценить простым соотношением  $\bar{p}_{кр} = 1 + 0,365 M$ , где давление отнесено к давлению потока перед скачком. Для рассматриваемых условий в этом соотношении необходимо использовать компоненту  $M_n$  числа Маха местного потока по нормали к передней кромке стреловидного клина. При  $M = 6$  имеем  $M_n = 4,35$ ,  $\bar{p}_{кр} \sim 2,59$ , а относительное давление за скачком уплотнения, создаваемым стреловидным клином, равно  $\bar{p} = 3,35$ . Для  $M = 4$  соответственно  $M_n = 2,98$ ,  $\bar{p}_{кр} \sim 2,09$  и  $\bar{p} = 2,55$ . Таким образом, согласно определениям [1], в обоих случаях должен возникать развитый маломасштабный отрыв.

Можно также рассмотреть трехмерное взаимодействие скачков уплотнения  $CGDB$  и  $CGD'B'$  от стреловидных клиньев в предположении невязкого течения. Течение ниже по потоку от точки  $C$  пересечения передних кромок стреловидных клиньев сжатия эквивалентно течению в угловых конфигурациях, рассмотренных в работе [7]. В ней определены возможные типы трехмерного, регулярного или нерегулярного взаимодействия плоских скачков уплотнения, отражающихся от плоскости симметрии в зависимости от углов  $V$ -образности и стреловидности клиньев, образующих двугранный угол. В исследуемом случае поверхности стреловидных клиньев сжатия и скачки, формируемые ими, пересекаются в плоскости симметрии под тупым углом  $> 90^\circ$ . Поток перед этими скачками соответствует потоку, формируемому поверхностью предварительного сжатия, при этом компонента скорости этого потока, нормальная к линии пересечения скачков, — сверхзвуковая, и для  $M = 6$  она равна  $M_{1n} = 1,96$ . В то же время, компонента скорости потока за каждым из скачков от стреловидных клиньев сжатия, нормальная к линии пересечения скачков, оказывается дозвуковой ( $M_{2n} = 0,98$ ). То есть, 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 работе [7] показало, что в данном случае должен иметь место тип нерегулярного взаимодействия, называемый Неймановским.

## 3. Условия численных расчетов

Численные расчеты проведены с помощью пакета программ FLUENT с решением осредненных уравнений Навье–Стокса и использованием  $k-\omega$  SST модели турбулентности. Получены также некоторые данные для невязкого обтекания с использованием уравнений Эйлера. Рассчитывалась полная конфигурация, состоящая из двух стреловидных клиньев, симметрично расположенных на единой поверхности предварительного сжатия. Для надлежащей оценки эффектов бокового растекания расчетная область была принята больше ширины конфигурации примерно в 1,4 раза. 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.

Использовалась гексаэдрическая расчетная сетка со сгущением к телу, что позволило обеспечить значение параметра  $y^+ < 1$  и количество ячеек поперек пограничного

слоя  $\sim 50\text{--}80$ . Общее число узлов расчетной сетки  $\sim 4,2 \cdot 10^6$ . Расчеты проведены при скоростном напоре набегающего потока  $q = 5200 \text{ кг/м}^2$ , что для чисел Маха  $M = 4$  и  $6$  определяет значения числа Рейнольдса  $Re_1 = 6,1 \cdot 10^6 \text{ 1/м}$  и  $3,9 \cdot 10^6 \text{ 1/м}$  соответственно.

#### 4. Верификация численного алгоритма

Рассмотрены два примера верификации используемого расчетного алгоритма применительно к исследуемой задаче обтекания стреловидных клиньев сжатия.

Так, выполнены тестовые расчеты обтекания одиночного стреловидного клина сжатия, установленного на плоской пластине (рис. 2, *a*), экспериментальные исследования которого проведены в работе [8]. Стреловидный клин сжатия шириной  $b = 0,15 \text{ м}$  имел угол стреловидности передней кромки  $\chi = 30^\circ$  и угол  $\delta = 16^\circ$  в продольной плоскости, начало его передней кромки располагалось на расстоянии  $x = 0,278 \text{ м}$ . Вдоль выдвинутой вперед боковой кромки стреловидного клина была установлена пластина (шайба), ограничивающая боковое растекание.

Условия задачи соответствовали параметрам невозмущенного набегающего потока с числом Маха  $M = 2,95$  и числом Рейнольдса  $Re_1 = 63 \cdot 10^6 \text{ 1/м}$ . Пластина обтекалась, в основном, потоком с турбулентным пограничным слоем, естественный переход к нему происходил примерно на расстоянии  $0,02 \text{ м}$  от ее передней кромки. Измеренная толщина пограничного слоя на пластине перед клином при  $x = 0,246 \text{ м}$  составила  $\delta = 0,35 \text{ см}$ .

На рис. 2, *b* приводятся экспериментальные и расчетные профили скорости в пограничном слое на пластине перед клином сжатия при  $x = 0,246 \text{ м}$ . Здесь  $\bar{y} = y/\delta$ ,  $\bar{V} = V/V_\infty$ ,  $V$  — скорость,  $V_\infty$  — скорость невозмущенного набегающего потока,  $\delta$  — толщина пограничного слоя. Полученное расчетное значение толщины пограничного слоя в данном сечении составило  $\delta \sim 0,36 \text{ см}$ . Можно отметить достаточно хорошую сходимость расчетных и экспериментальных данных как по толщине пограничного слоя, так и по профилю скорости.

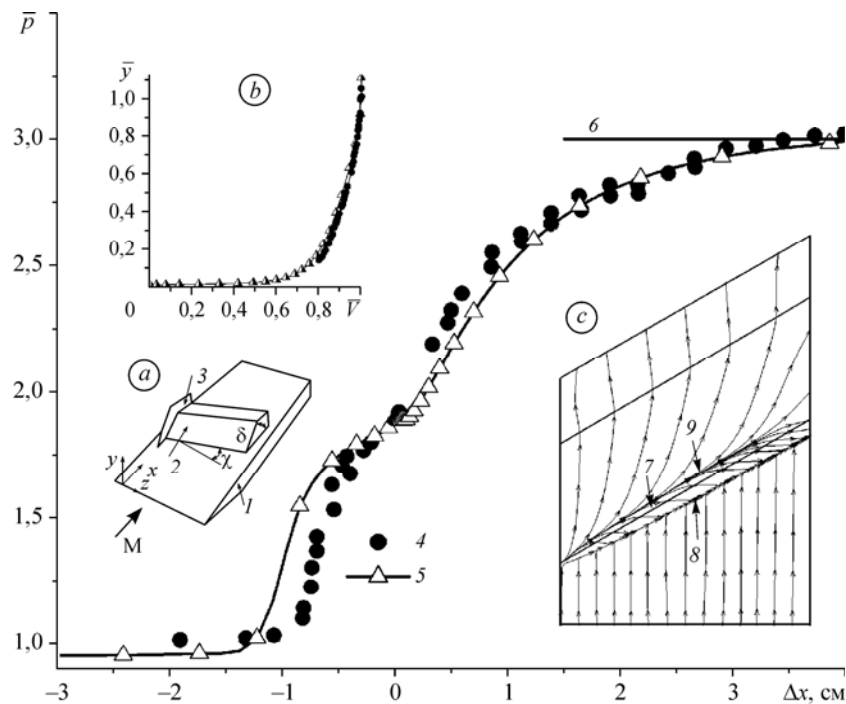


Рис. 2. Пример верификации расчетного метода: стреловидный клин.

1 — пластина, 2 — стреловидный клин сжатия, 3 — боковая пластина (шайба), 4 — экспериментальные данные, 5 — численный расчет, 6 — двумерные оценки давления на клине, 7 — передняя кромка клина сжатия, 8 — линия стекания, 9 — линия растекания.

Расчетная картина поверхностного течения — предельных линий тока в области передней кромки стреловидного клина сжатия и на его поверхности, построенных по полю векторов поверхностного напряжения трения, — показана на рис. 2, с. Наблюдаются линии стекания  $\delta$  и растекания  $\theta$ , которые можно интерпретировать как линии отрыва и присоединения пограничного слоя. Обе эти линии, начиная с некоторого положения по размаху, практически параллельны передней кромке клина  $7$ . Аналогичная картина течения в целом была получена в работе [8] экспериментально методом керосиново-графитовой пленки. Таким образом, как в эксперименте, так и в расчете, наблюдается цилиндрический характер отрывной зоны.

Экспериментальное и расчетное распределения давления сопоставляются на рис. 2, где представлено изменение относительного давления  $\bar{p} = p/p_\infty$ ,  $p_\infty$  — давление в набегающем потоке, в зависимости от расстояния  $\Delta x$ , отсчитываемого в продольном направлении от передней кромки клина. Здесь же нанесена оценка уровня относительного давления  $\bar{p} = 2,99$  на клине сжатия, определенная по точным соотношениям, полученным из решения трехмерной задачи для плоского скачка уплотнения, возникающего на стреловидном клине сжатия [9]. В целом можно отметить, что характер численного и экспериментального распределений давления достаточно хорошо согласуется, хотя расчеты показывают несколько большее влияние отрывной зоны вверх по потоку и, соответственно, больший уровень давления на начальном участке отрывной зоны.

Другим рассмотренным примером является течение в двухгранном угле, образованном двумя клиньями с углом отклонения потока  $9,5^\circ$ , нестреловидные передние кромки которых пересекаются под углом V-образности  $90^\circ$ . Экспериментальные данные, представленные в работе [10], получены при числе Маха  $M = 3$  и различных значениях числа Рейнольдса  $Re_1 = (3,2-39,9) \cdot 10^6$  1/м. Клинья имели ширину  $0,152$  м, длину  $0,127$  м, измерения давления по размаху проводилось в сечениях  $x = 0,0445$  и  $0,0875$  м на нижнем клине.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по распределению давления по размаху в конических координатах  $z/x$  приведено на рис. 3, а. Здесь  $\bar{p}_w = (p - p_w)/p_w$ ,  $p_w$  — давление на плоском клине. В работе [10] отмечается, что распределения давления при различных числах Рейнольдса имеют подобный характер и фактически

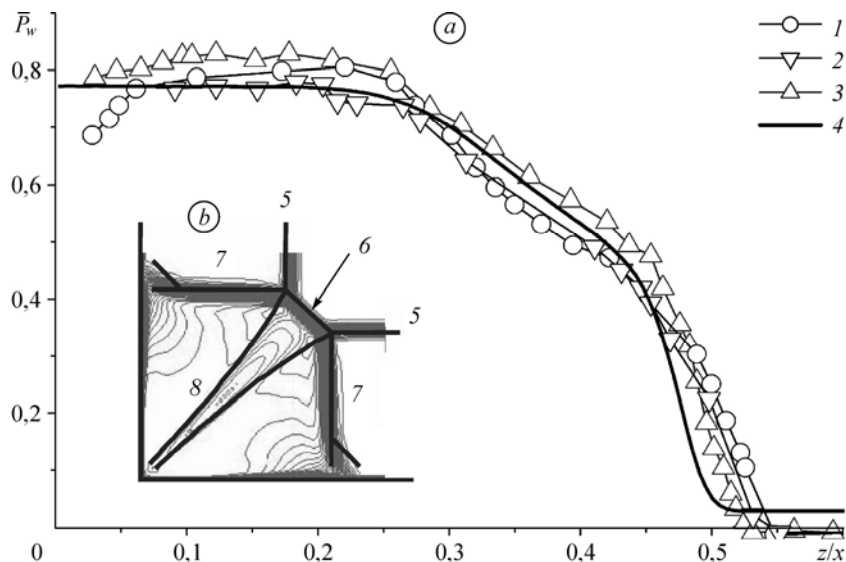


Рис. 3. Пример верификации расчетного метода: пересекающиеся клинья.

$Re = 10,5 \cdot 10^6$  (1),  $3,2 \cdot 10^6$  (2),  $39,9 \cdot 10^6$  (3) 1/м, 4 — численный расчет, 5 — скачки уплотнения от клиньев, 6 — результирующий центральный скачок, 7 — внутренние отраженные скачки уплотнения, 8 — слои тангенциального смещения.

одинаковы (в пределах погрешности измерения). Полученные численные данные вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

В работе [10] путем измерений полного давления в поле потока было также определено положение скачков уплотнения и представлена схема течения в поперечном сечении. Эта схема на рис. 3, *b* (изображена сплошными линиями) сопоставляется с распределением изохор, полученным численно. Видно, что как в расчетах, так и в экспериментах реализуется нерегулярное взаимодействие скачков уплотнения, создаваемых клиньями. Наблюдается совпадение по положению скачков от клиньев (5), результирующего центрального мостообразного (6) и внутренних отраженных (7) скачков уплотнения, а также по положению слоев смещения (8), соответствующих тангенциальным разрывам.

### 5. Общая картина течения

Структура обтекания рассматриваемой конфигурации стреловидных клиньев сжатия при числе Маха  $M = 6$  иллюстрируется на рис. 4. Так, на рис. 4, *a* показана картина предельных поверхностных линий тока, построенных по полю векторов поверхностного напряжения трения, а на рис. 4, *b-e* — картины течения, полученные по распределению изолиний плотности (изохор) в поперечных сечениях  $x = 3$  и  $4$  м, положение которых также отмечено на рис. 4, *a*. При этом данные рис. 4, *c, e* относятся к расчетам невязкого течения.

Как следует из представленных данных, течение на поверхности предварительного сжатия  $A'B'CB$  характеризуется боковым растеканием потока вблизи боковых кромок и его перетеканием на боковые поверхности, что приводит к образованию здесь вихревых зон  $\delta$ , распространяющихся далее по всей длине конфигурации. Эти вихревые зоны характерны также и для невязкого течения. Скачки уплотнения  $11$ , формируемые стреловидными клиньями сжатия, приводят к трехмерному косому отрыву пограничного слоя на поверхности предварительного сжатия, что видно по наличию линий стекания 2 (линий отрыва) и растекания 3 (линий присоединения).

В отличие от рассмотренной выше тестовой задачи обтекания клина с углом стреловидности  $\chi = 30^\circ$ , когда отрывные зоны пограничного слоя имели цилиндрический характер, при обтекании клиньев с углом стреловидности  $\chi = 55^\circ$  отрывные зоны пограничного слоя имеют конический характер, который наблюдается при больших углах стреловидности клиньев сжатия [8, 11]. Течения в отрывных зонах в рассматриваемом случае направлены к плоскости симметрии конфигурации, где имеет место их слияние и взаимодействие между собой.

Пересечение линий стекания 2 в плоскости симметрии (см. рис. 4, *a*) имеет место при  $x \sim 3,17$  м, и здесь наблюдается узловая точка  $N$  схождения линий тока. Линии растекания 3 также сходятся к плоскости симметрии, где образуется седловая точка  $S$  при  $x \sim 3,34$  м. Обе эти точки расположены на поверхности предварительного сжатия до пересечения передних кромок клиньев сжатия в точке  $C$  (см. рис. 1) при  $x = 3,35$  м.

В рассчитанном вязком течении потоки на стреловидных клиньях сжатия, сразу за отрывными зонами, индуцированными скачками, направлены практически вдоль стреловидных передних кромок этих клиньев, а затем их направление выравнивается до направления, близкого к параллельному плоскости симметрии (рис. 4, *a*). Заметим, что в приближении невязкого обтекания эти потоки направлены к плоскости симметрии под углом  $\sim 6^\circ$ .

О характере развития течения по длине можно судить также по картинам поперечного течения, представленным в виде распределений линий равных плотностей (изохор) на рис. 4, *b-e* для сечений  $x = 3$  и  $4$  м.

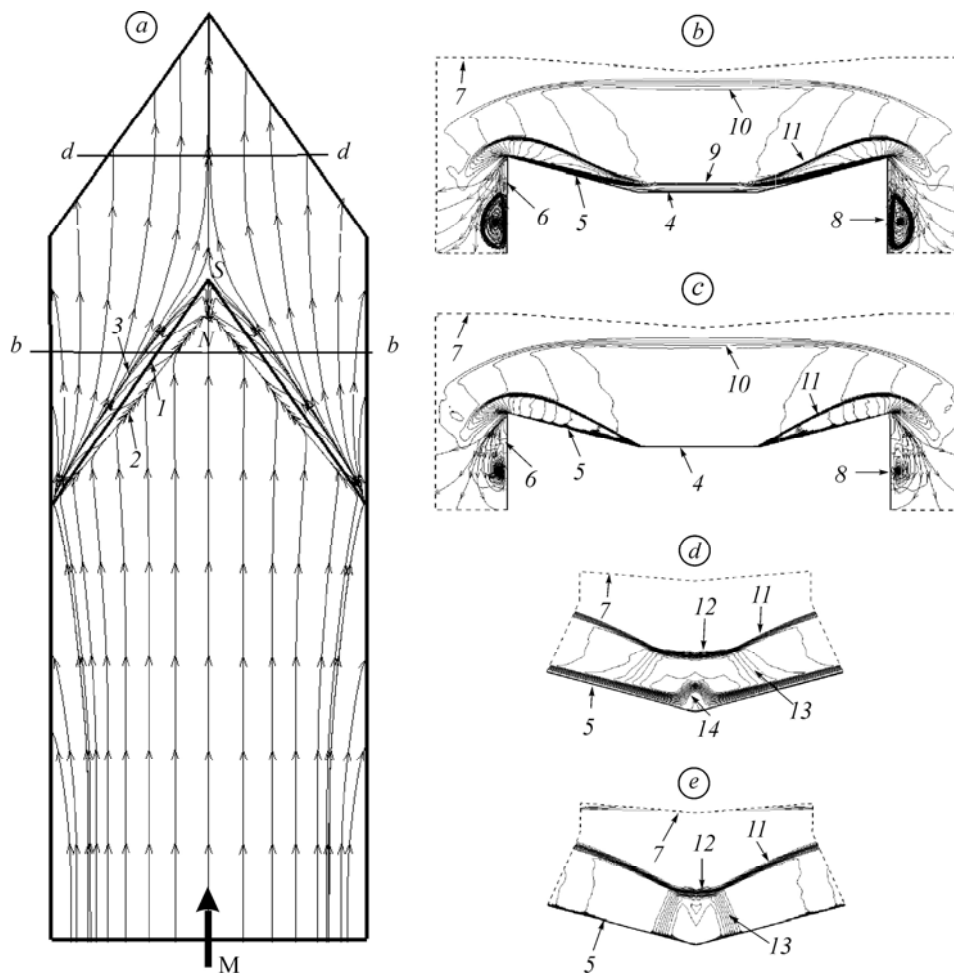


Рис. 4. Картина течения около рассматриваемой конфигурации при  $M = 6$ .

$a$  — вид в плане,  $b, c$  — поперечное сечение при  $x = 3$  м,  $d, e$  — то же при  $x = 4$  м,  $c, e$  — невязкое течение,  $b, d$  — вязкое течение.

1 — передние кромки стреловидных клиньев, 2 — линия стекания изолиний поверхностных напряжений, 3 — линия растекания, 4 — поверхность предварительного сжатия, 5 — стреловидные клинья сжатия, 6 — боковые поверхности конфигурации, 7 — граница расчетной области, 8 — вихревые области на боковых поверхностях, 9 — пограничный слой на поверхности предварительного сжатия, 10 — скачок уплотнения, формируемый поверхностью предварительного сжатия, 11 — скачки уплотнения от стреловидных клиньев, 12 — результирующий мостообразный скачок уплотнения, 13 — отраженные скачки уплотнения, 14 — впусченный вязкий слой, развивающийся вдоль ребра пересечения стреловидных клиньев сжатия.

На рис. 4,  $b, c$  показана картина поперечного течения в области расположения стреловидных клиньев сжатия при  $x = 3$  м соответственно для вязкого и невязкого течения. В обоих случаях наблюдается скачок уплотнения 10, формирующийся над поверхностью предварительного сжатия 4, и скачки уплотнения 11 от стреловидных клиньев сжатия 5. В вязком течении (рис. 4,  $b$ ) на поверхности предварительного сжатия 4 формируется развитый пограничный слой 9, с которым вблизи передних кромок клиньев взаимодействуют скачки 11.

Ниже по потоку от точки  $C$  пересечения передних кромок стреловидных клиньев сжатия картина течения в значительной степени определяется двумя факторами. Во-первых, здесь скачки уплотнения 11 должны пересекаться в плоскости симметрии и при этом должно происходить их трехмерное взаимодействие с отражением от плоскости

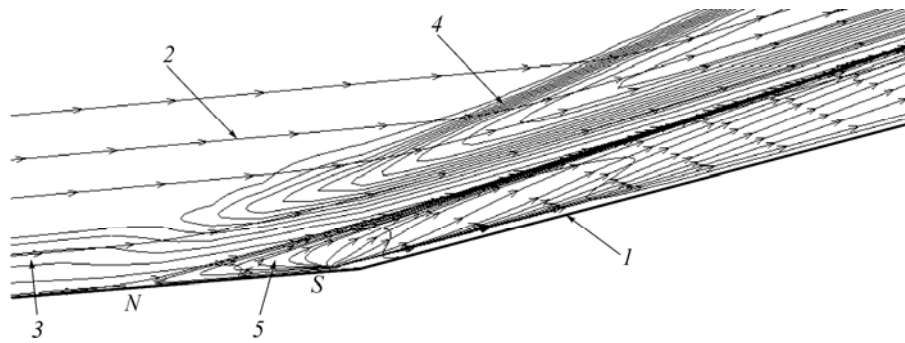


Рис. 5. Развитие течения по длине в плоскости симметрии.

1 — ребро пересечения поверхностей стреловидных клиньев сжатия, 2 — линии тока, 3 — пограничный слой, 4 — скачок уплотнения, 5 — область обратного течения;  $N, S$  — узловая и седловая точки соответственно.

симметрии. Как следует из проведенного анализа (см. раздел 2), взаимодействие этих скачков в данном случае должно быть нерегулярным с образованием в поперечном сечении результирующего центрального мостообразного и боковых отраженных скачков уплотнения. Эта система скачков и реализуется в численном расчете, как показано в поперечном сечении  $x = 4$  м (рис. 4, *d, e*), где отмечены соответственно мостообразный скачок 12 и размазанные отраженные скачки 13. Можно отметить несколько меньшие поперечные размеры мостообразного скачка 12, определяемые для невязкого течения. Во-вторых, в месте слияния отрывных зон около плоскости симметрии в результате их взаимодействия формируется характерная область отрывного течения, развивающегося далее вниз по потоку. Структура этого течения в плоскости симметрии при  $M = 6$  показана на рис. 5 в виде линий тока и изолиний плотности. Видно, что между узловой точкой  $N$  и седловой точкой  $S$  вблизи поверхности наблюдается обратное течение 5, в котором нет точки присоединения и, соответственно, здесь не формируется локальная замкнутая зона вторичного отрыва. Это течение разворачивается в направлении внешнего основного потока вблизи линии тока, исходящей из узловой точки  $N$ , и образует слой вязкого течения, развивающийся далее вдоль ребра пересечения стреловидных клиньев сжатия и оттесняющий от поверхности ранее развитый пограничный слой. В этом течении также нет линии тока с точкой присоединения вплоть до концевой кромки конфигурации рассматриваемой длины. Как можно видеть по рис. 4, *d*, толщина этого своеобразного «вспученного» вязкого слоя вблизи плоскости симметрии существенно больше по сравнению с толщиной пограничного слоя, развивающегося на поверхностях стреловидных клиньев по размаху поперечного сечения вне этой области.

Течение около исследуемой конфигурации при числе Маха набегающего потока  $M = 4$  качественно не отличается от рассмотренного выше для  $M = 6$ . Пример структуры течения для  $M = 4$  в виде распределений линий равных плотностей (изохор) приводится на рис. 6 для поперечных сечений  $x = 3$  и 4 м. Можно отметить увеличение углов наклона скачков уплотнения по сравнению со случаем  $M = 6$  и, как следствие, увеличение их расстояния по высоте от поверхностей клиньев.

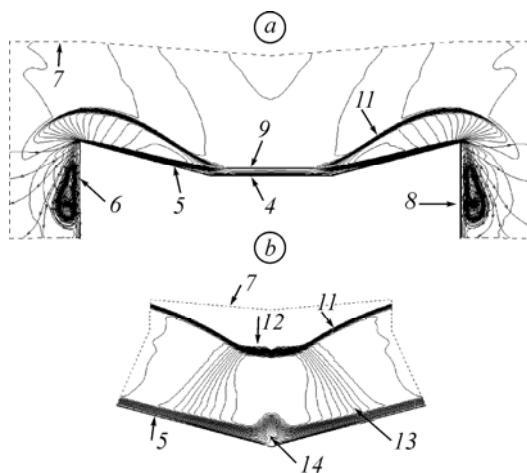


Рис. 6. Картина течения около рассматриваемой конфигурации при  $M = 4$ . Обозначения аналогично рис. 4.



Рассмотрим далее характеристики распределения давления. На рис. 7 показано распределение изобар на поверхностях (уровни давления отмечены в Паскалях) при  $M = 6$  (рис. 7, *a*) и 4 (рис. 7, *b*), а также распределения давления для ряда поперечных сечений  $x = \text{const}$ . Последние представлены для половины конфигурации, а поперечная координата  $z$  нормирована на полуширину конфигурации. Кроме того, для сравнения представлены также данные для случая невязкого обтекания.

Распределение изобар на поверхности предварительного сжатия при  $M = 6$  и 4 показывает возмущения, распространяющиеся от концов передней кромки и ограниченных линиями Маха, что объяснимо концевым эффектом. Вдоль боковых кромок происходит

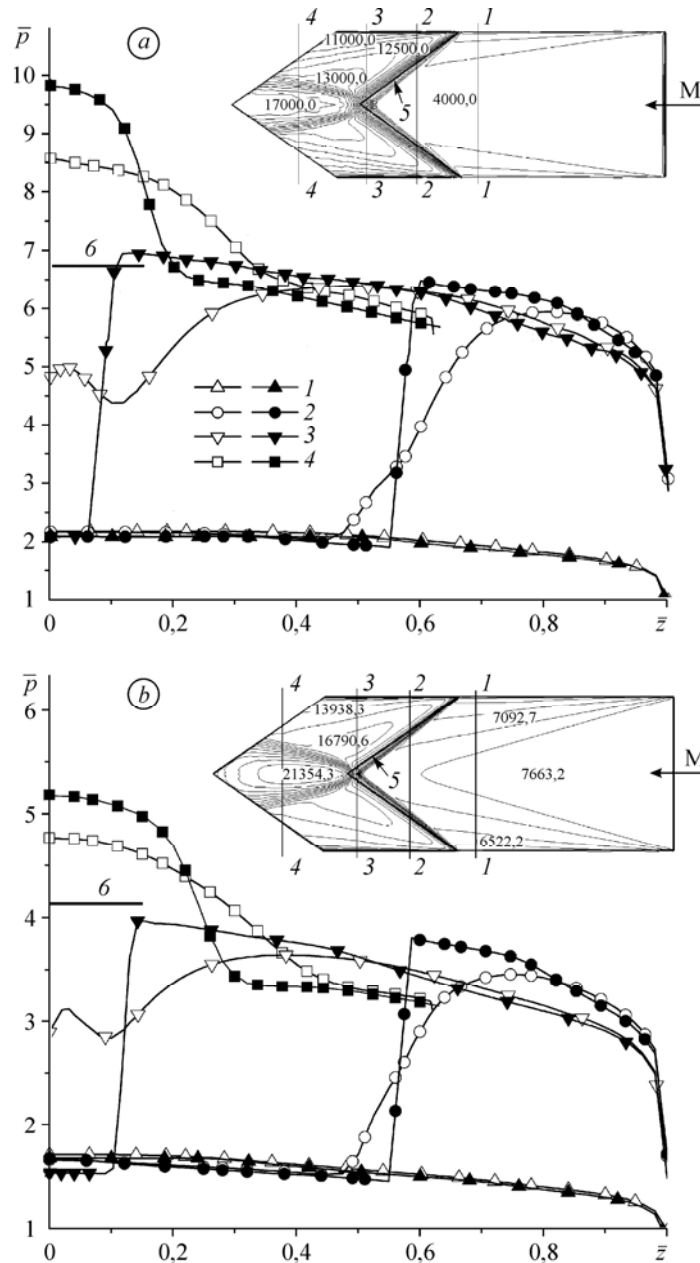


Рис. 7. Распределение давления по поверхности конфигурации.

$M = 6$  (*a*), 4 (*b*); поперечное сечение  $x = 2$  (1), 2,7 (2), 3,25 (3), 4 (4) м, 5 — передние кромки стреловидных клиньев,  $b$  — расчетная оценка давления на стреловидном клине; тёмные символы — невязкое течение, светлые — вязкое.

боковое перетекание потока, и в возмущенных областях давление уменьшается по направлению к ним (кривая 1). В сечении  $x = 2$  м вблизи плоскости симметрии получены численные значения давления  $\bar{p} = 2,1$  при  $M = 6$  и  $\bar{p} = 1,7$  при  $M = 4$  близкие соответственно к величинам  $\bar{p} = 2,01$  и  $\bar{p} = 1,62$ , определенным по точным соотношениям для косога скачка уплотнения, создаваемого поверхностью предварительного сжатия. Можно отметить, что имеет место достаточно хорошее согласование представленных данных для поверхности предварительного сжатия, что подтверждает применимость численного алгоритма.

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. В сечениях, где стреловидные кромки клиньев еще не пересекаются (кривые 2, рис. 7), имеет место рост давления от величины, соответствующей давлению на поверхности предварительного сжатия, до давления за отрывной зоной на стреловидных клиньях сжатия. В сечении  $x = 2,7$  м максимум этого давления составляет  $\bar{p} \approx 5,8 - 5,9$  при  $M = 6$  и  $\bar{p} \approx 3,4 - 3,5$  при  $M = 4$ . Эти величины ниже значений  $\bar{p} = 6,73$  и  $\bar{p} = 4,13$ , определяемых в приближении невязкого обтекания с плоскими скачками уплотнения (линия 6), что объяснимо пространственным характером течения.

Распределение относительного давления по размаху в поперечном сечении  $x = 3,25$  м, расположенном несколько впереди от точки  $C$  пересечения передних кромок стреловидных клиньев с координатой  $x = 3,35$ , представлено кривой 3 на рис. 7. В области  $\bar{z} \sim 0 - 0,4$  наблюдается достаточно сложный характер распределения давления, обусловленный стеканием к плоскости симметрии косых отрывов пограничного слоя. Так, при  $M = 6$  изменение давления в направлении боковой кромки характеризуется значением  $\bar{p} \approx 4,8$  в плоскости симметрии, потом оно увеличивается до  $\bar{p} \approx 5$  при  $\bar{z} \sim 0,02$ , затем уменьшается до  $\bar{p} \approx 4,3$  при  $\bar{z} \sim 0,12$ , затем снова увеличивается до давления  $\bar{p} \approx 6,4$  за отрывной зоной на стреловидных клиньях сжатия при  $\bar{z} \sim 0,42$  и далее уменьшается вплоть до боковой кромки. В случае невязкого течения давление вблизи плоскости симметрии при  $\bar{z} < 0,03$  соответствует давлению на поверхности предварительного сжатия. Отметим, что распределения давления для вязкого течения вне зон отрыва пограничного слоя и для невязкого течения при  $M = 6$  и 4 практически совпадают, как это видно из кривых 1 – 3. Из распределения изобар в этой области и из сопоставления кривых  $\bar{p}(\bar{z})$  также наблюдается некоторое уменьшение давления с увеличением продольной координаты  $x$ , что связано с влиянием бокового растекания потока.

Распределение изобар по поверхности (см. рис. 7, *a, b*) показывает на возмущения, распространяющиеся в стороны от плоскости симметрии, начиная с точки  $C$  пересечения передних кромок стреловидных клиньев сжатия. Очевидно, что эти возмущения соответствуют размазаным скачкам уплотнения 13 (рис. 4, *d, e*), возникающим при пересечении и нерегулярном взаимодействии скачков от стреловидных клиньев. Зона между этими размазанными скачками уплотнения расширяется вниз по потоку и может занимать существенную часть размаха. Следует отметить, что поперечные размеры этой зоны в случае невязкого течения заметно меньше. Это обусловлено тем, что при пересечении и нерегулярном взаимодействии скачков от стреловидных клиньев возникающий результирующий мостообразный скачок 12 в невязком течении имеет меньшие размеры (см. рис. 4 *d, e*).

## 6. Развитие пограничного слоя

Как уже было отмечено, существенной особенностью рассматриваемого течения является формирование характерной области отрывного течения в плоскости симметрии при слиянии и взаимодействии косых отрывных зон.

Рассмотрим развитие пограничного слоя по длине в плоскости симметрии конфигурации. На рис. 8, *a* для  $M = 6$  и на рис. 8, *b* для  $M = 4$  представлены профили относительной

продольной скорости  $\bar{V}_x = V_x/V_\infty$  в зависимости от вертикальной координаты  $y_0$  при различных значениях продольной координаты  $x$ . Здесь  $V_x$  — продольная составляющая скорости в принятой системе координат,  $V_\infty$  — скорость набегающего потока,  $y_0$  — вертикальная координата вдоль линий, перпендикулярных либо поверхности предварительного сжатия (при  $x \leq 3,35$  м), либо ребру пересечения стреловидных клиньев сжатия (при  $x > 3,35$  м). Заметим, что для  $M = 6$  в диапазоне  $3 \leq x \leq 3,4$  м (кривые 1–4, рис. 8, а) в потоке вне вязкого слоя при  $y_0 > 0,05 - 0,08$  м получается уровень  $\bar{V}_x \sim 0,98$ , который соответствует значениям скорости за косым скачком уплотнения, формирующимся над поверхностью предварительного сжатия. Уровень  $\bar{V}_x \sim 0,88$ , полученный при  $y_0 > 0,12$  м для  $x \geq 4$  м (кривые 5, 6), соответствует значениям скорости за результирующим мостообразным скачком уплотнения, формирующимся при взаимодействии скачков уплотнения от стреловидных клиньев сжатия. В случае  $M = 4$  соответственно имеем  $\bar{V}_x \sim 0,97$  и  $\bar{V}_x \sim 0,85$ . Следует подчеркнуть, что уровни  $\bar{V}_x$ , отмеченные для потока вне пограничного слоя, были получены также и при расчетах невязкого течения в целом. Пример результатов последних представлен на рис. 8, а для  $M = 6$ . В этом случае скачок продольной составляющей скорости на кривой  $x = 3,4$  м обусловлен положением скачка уплотнения.

При  $x = 3$  м перед областью взаимодействия зон отрыва потока профиль пограничного слоя (рис. 8, кривая 1) имеет обычную форму, его толщина равна  $\delta \approx 4,5$  см при  $M = 6$  и  $\delta \approx 4$  см при  $M = 4$ . В области  $3,17 < x < 3,34$  м, то есть между узловой  $N$  и

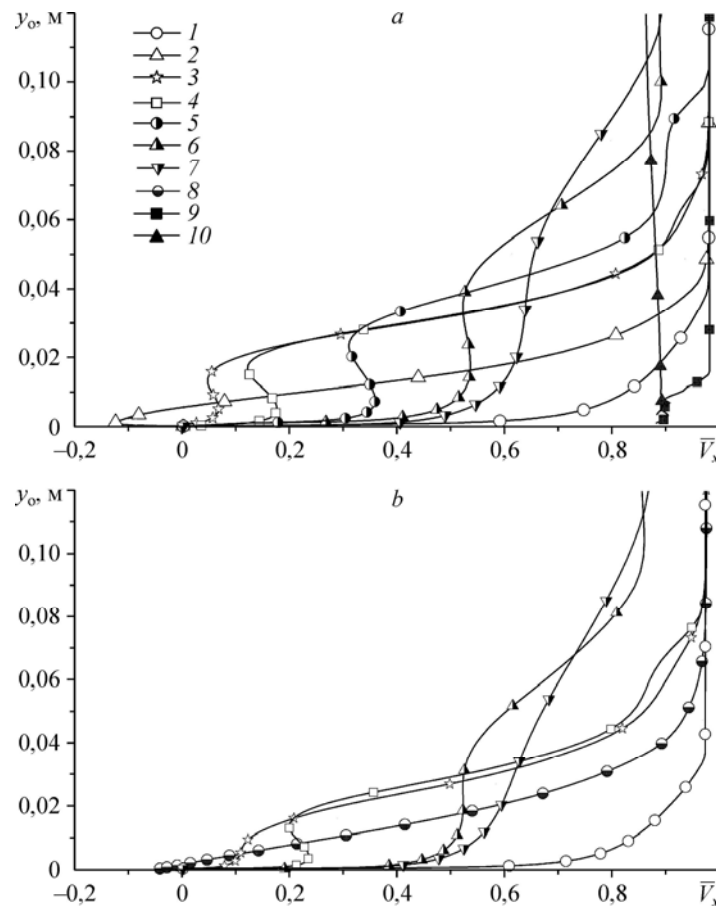


Рис. 8. Профили продольной составляющей скорости в плоскости симметрии.

$M = 6$  (а), 4 (б);  $x = 3$  (1), 3,25 (2), 3,35 (3), 3,4 (4), 3,58 (5), 4 (6), 4,6 (7), 3,3 (8) м; при  $x = 3,4$  (9) и 4 (10) м — невязкое течение.

седловой  $S$  точками предельных поверхностных линий тока, вблизи поверхности имеет место обратное течение с отрицательными значениями  $\bar{V}_x$ . Пример профилей скорости для этого течения представлен для  $M = 6$  при  $x = 3,25$  м (кривая 2) и для  $M = 4$  при  $x = 3,3$  м (кривая 8). Непосредственно за точкой пересечения передних кромок стреловидных клиньев профиль скорости имеет  $S$ -образную форму (кривые 3, 4). При этом толщина пограничного слоя возрастает до  $\delta \approx 8,5$  см.  $S$ -образность профиля скорости сохраняется и далее вниз по потоку, практически до задней кромки клиньев сжатия. Толщина пограничного слоя при  $x = 4,6$  м достигает значения  $\delta \approx 11-12$  см для обоих рассмотренных чисел Маха. Приведенные данные показывают, что после взаимодействия отрывных течений в плоскости симметрии имеет место быстрое увеличение толщин пограничного слоя, примерно в 2,7 раза по сравнению с толщиной перед зоной взаимодействия.

Характеристики пограничного слоя вдоль задней кромки стреловидных клиньев сжатия (предполагаемое сечение входа воздухозаборника) представлены на рис. 9. Так, из данных рис. 9, *a* для  $M = 6$  видно, что вблизи плоскости симметрии имеет место отмеченная ранее  $S$ -образность профилей скорости и большая толщина пограничного слоя (кривые 1, 2). Такой характер пограничного слоя может сохраняться до значений  $\bar{z} \sim 0,08 - 0,09$ , далее по размаху профили скорости имеют обычный вид. Оценки толщины  $\delta$  и толщины вытеснения  $\delta^*$  пограничного слоя при  $M = 4$  и 6, полученные по профилям скорости, приведены на рис. 9, *b*. Видно, что эти толщины резко уменьшаются с удалением от плоскости симметрии. Например, при  $M = 6$  толщина пограничного слоя изменяется от  $\delta \approx 12$  см при  $\bar{z} \sim 0$  до  $\delta \approx 4,5$  см при  $\bar{z} \sim 0,125$  и  $\delta \approx 1,7$  см при  $\bar{z} \sim 0,975$ . Такой же порядок имеют изменения  $\delta$  и при  $M = 4$ . Малая толщина пограничного слоя в области боковых кромок при  $\bar{z} \rightarrow 1$  связана, в частности, с боковым растеканием потока и «сливом» пограничного слоя в этой области. Полученные оценки показывают, что в области плоскости симметрии пограничный слой может занимать до 40÷50 % от высоты входа предполагаемого воздухозаборника.

На рис. 9, *a* для сравнения приведен также профиль скорости на поверхности предварительного сжатия перед зоной отрыва пограничного слоя при  $x = 2,7$  м и  $\bar{z} = 0,375$  (кривая *b*). Сопоставление его с профилем скорости на задней кромке клина сжатия при той же поперечной координате (кривая 4) показывает, что толщина пограничного слоя

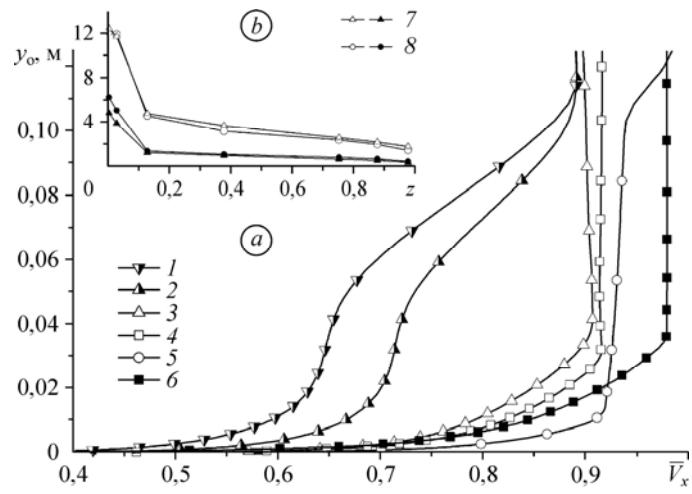


Рис. 9. Характеристики пограничного слоя вдоль задней кромки клина сжатия.

*a* — профили скорости:  $\bar{z} = 0$  (1), 0,025 (2), 0,125 (3), 0,375 (4), 0,975 (5), 0,375 (6) при  $x = 2,7$  м; *b* — толщины пограничного слоя, см: светлые значки — толщина пограничного слоя, темные — толщина вытеснения,  $M = 4$  (7), 6 (8).

вблизи концевой кромки клина несколько меньше по сравнению с его толщиной на поверхности предварительного сжатия перед зоной отрыва.

### 7. Поперечное течение на клиньях сжатия

Для обтекания стреловидных клиньев сжатия характерным является направление потока непосредственно за областью отрыва пограничного слоя к плоскости симметрии, как это следует из распределения поверхностных линий тока (см. рис. 4, *a*). Однако в области боковых кромок наблюдается перетекание потока на боковые поверхности с образованием вблизи последних вихревых зон. Полагая, что данная конфигурация может рассматриваться как потенциальная основа для построения трехмерного воздухозаборника, оценим возможные уровни бокового растекания потока и связанные с этим возможные потери воздуха, захватываемого воздухозаборником в набегающем потоке.

Для анализа поперечного течения на клиньях сжатия рассмотрим профили относительной поперечной составляющей скорости  $\bar{V}_z = V_z/V_\infty$  вдоль задней кромки клина и распределение изолиний  $V_z$  в сечении входа *HGDE* гипотетического воздухозаборника (рис. 10, 11). Отрицательные значения  $V_z$  соответствуют направлению течения к плоскости симметрии, вертикальная координата нормирована на высоту входа воздухозаборника  $\bar{y} = y/h$  ( $h = HG$ , рис. 1).

Общую картину поперечного течения в сечении входа при числе Маха набегающего потока  $M = 6$  дает распределение изолиний поперечной составляющей скорости для вязкого течения (рис. 10, *a*). Здесь следует отметить сгущения этих изолиний, соответствующих скачку уплотнения *11* от стреловидного клина и отраженному скачку *13*, обусловленному нерегулярным взаимодействием скачков уплотнения *11* вблизи плоскости симметрии. Поперечный мостообразный скачок уплотнения *12*, отмеченный на рис. 4, *d*, в рассматриваемом концевом сечении проходит над передней кромкой обечайки *GD*, то есть не попадает в сечение входа. Заметим также, что в предположении схемы обтекания с плоскими скачками уплотнения скачок от стреловидного клина должен попадать на переднюю кромку обечайки *GD*. Однако реально трехмерность течения приводит к тому, что скачок *11* полностью находится ниже обечайки. Распределение изолиний также

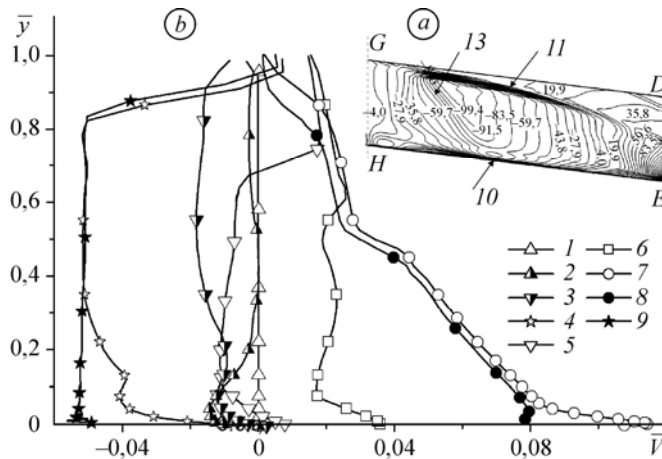


Рис. 10. Параметры поперечного течения в сечении входа воздухозаборника при  $M = 6$ .

*a* — распределение изолиний поперечной скорости  $V_z$  в сечении входа, *b* — профили поперечной составляющей скорости вдоль задней кромки клина сжатия.

$z = 0$ , (1), 0,025 (2), 0,125 (3), 0,375 (4, 9), 0,75 (5), 0,875 (6), 0,975 (7, 8); 1–7 — вязкое течение, 8, 9 — невязкое течение, 10 — поверхность клина, 11 — скачок уплотнения от клина, 13 — размазанный отраженный скачок уплотнения, возникающий при нерегулярном взаимодействии скачков уплотнения от клина.

показывает, что на большей части сечения входа течение направлено к плоскости симметрии  $GH$ , однако с приближением к боковой поверхности  $DE$  поперечная скорость  $V_z$  меняет знак, т. е. имеет место боковое растекание потока.

Представление о характере течения также дает анализ профилей относительной поперечной составляющей скорости  $\bar{V}_z$  (рис. 10, *b*). Вблизи плоскости симметрии (кривая 2,  $\bar{z} = 0,025$ ) при  $\bar{y} < 0,3$  скорость  $V_z$  отрицательна, т. е. здесь наблюдается локальное поперечное течение к плоскости симметрии. В вышележащих слоях при  $\bar{y} > 0,3$  течение в целом практически параллельно плоскости симметрии. С увеличением поперечной координаты до  $\bar{z} = 0,125$  (кривая 3) область с отрицательными значениями  $\bar{V}_z$  распространяется на всю высоту сечения входа. При дальнейшем удалении от плоскости симметрии и увеличении поперечной координаты до  $\bar{z} \approx 0,5$  абсолютные значения поперечной составляющей скорости возрастают (кривая 4,  $\bar{z} = 0,375$ ), достигая по величине  $\sim 5\%$  от скорости набегающего потока. После чего наблюдается обратный процесс (кривая 5,  $\bar{z} = 0,75$ ) и абсолютные значения  $V_z$  начинают уменьшаться. С приближением к боковой поверхности сечения входа поперечная составляющая скорости меняет знак (кривые 6, 7) и течение направлено от плоскости симметрии, т. е. здесь уже начинают проявляться эффекты бокового растекания потока. Отметим, что в пограничном слое значения поперечной скорости  $V_z$  больше, чем в вышележащих слоях. Таким образом, вблизи боковых кромок конфигурации имеет место слив пограничного слоя и уменьшение его толщины, как это отмечалось ранее.

На рис. 10, *b* для сечений  $\bar{z} = 0,375$  и  $0,975$  нанесены также данные, полученные для невязкого течения (кривые 9 и 8 соответственно). Сопоставление их с результатами для вязкого течения показывает, что вдали от стенки они в целом согласуются между собой. Обращает внимание, что вблизи боковых кромок величина относительной поперечной составляющей скорости в пограничном слое больше, чем определяемая в невязком течении (см. кривые 7 и 8). Можно заключить, что пограничный слой, обладая пониженными значениями кинетической энергии, более восприимчив к поперечному течению в целом.

Данные по характеристикам поперечного течения при числе Маха  $M = 4$  представлены на рис. 11. По распределению изолиний  $V_z$  (рис. 11, *a*) видно, что скачок уплотнения  $II$  от стреловидного клина в основном проходит выше сечения, его след наблюдается

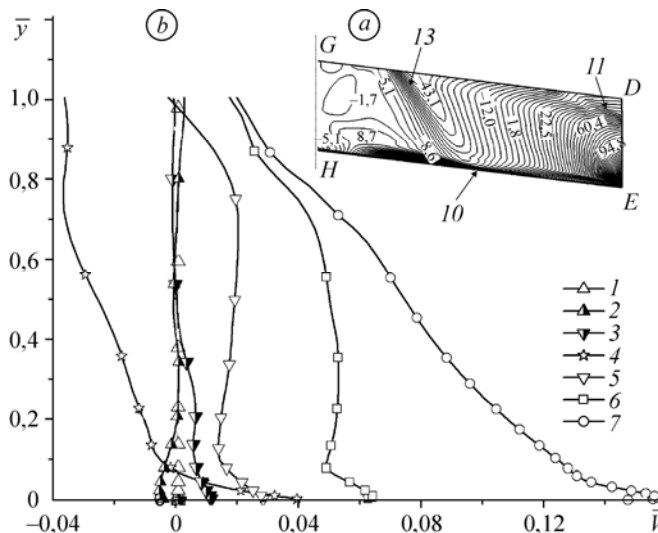


Рис. 11. Параметры поперечного течения в сечении входа воздухозаборника при  $M = 4$ .

Подписи аналогично рис. 10.

только вблизи угловой точки  $D$  сечения. Наблюдается также нижняя часть размазанного отраженного скачка  $13$ . Распределение профилей поперечных скоростей по высоте сечения входа (рис. 11,  $b$ ) показывает, что в боковом направлении переход поперечных скоростей  $\bar{V}_z$  в область положительных значений наблюдается ранее по сравнению со случаем, когда  $M = 6$ . При этом в области боковых кромок в пограничном слое достигаются также более высокие значения относительной поперечной скорости (см. кривые 6, 7).

Рассмотрим далее интегральные характеристики поперечного течения. Для этого в потоке над стреловидными клиньями возьмем некоторую продольно направленную треугольную поверхность, образованную точками на передней кромке  $BC$  стреловидного клина сжатия, на кромке обечайки  $DG$  и на теле в сечении входа  $EH$ . Крайнее ее положение 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 скорости  $V_{zm}$  и массовый расход воздуха  $m_z$ , обусловленный поперечным течением, в сравнении с массовым расходом воздуха  $m_e$ , захватываемым гипотетическим воздухозаборником в набегающем потоке и проходящим через сечение входа  $HGDE$ .

Соответствующие данные для относительной поперечной скорости  $\bar{V}_{zm} = V_{zm}/V_\infty$  и относительного расхода  $\varphi_z = m_z/m_e$  представлены на рис. 12 в зависимости от положения выбранной треугольной поверхности по размаху конфигурации. Характер изменения среднемассовой скорости  $V_{zm}$  по размаху соответствует описанному ранее изменению профилей поперечной составляющей скорости в сечении входа. При значениях  $\bar{z} < 0,83$  для  $M = 6$  и  $\bar{z} < 0,79$  для  $M = 4$  поперечное течение через рассматриваемую поверхность в среднем направлено к плоскости симметрии ( $V_{zm} < 0$ ). Абсолютная величина поперечной скорости  $V_{zm}$  имеет максимум при  $\bar{z} \sim 0,4$  и  $\bar{z} \sim 0,3$  соответственно для  $M = 6$  и  $M = 4$ . В области боковой кромки величина  $V_{zm} > 0$  и поперечное течение в целом направлено от плоскости симметрии, т. е. имеем боковое растекание потока. При этом среднемассовое значение поперечной скорости через боковую щеку может достигать  $\sim 5\%$  от скорости набегающего потока для числа Маха  $M = 6$  и  $\sim 8\%$  для  $M = 4$ . Аналогичный характер имеет и зависимость относительного расхода  $\varphi_z$  (рис. 12,  $b$ , где  $\varphi_z < 0$  соответствует течению к плоскости симметрии). При  $\bar{z} = 1$  величина  $\varphi_z$  определяет потери расхода воздуха, потенциально устранимые боковой щекой воздухозаборника. В случае, если боковая щека не устанавливается, потери расхода могут составить около  $3\%$  от общего расхода воздуха, захватываемого в набегающем потоке, при  $M = 6$  и около  $6\%$  — при  $M = 4$ .

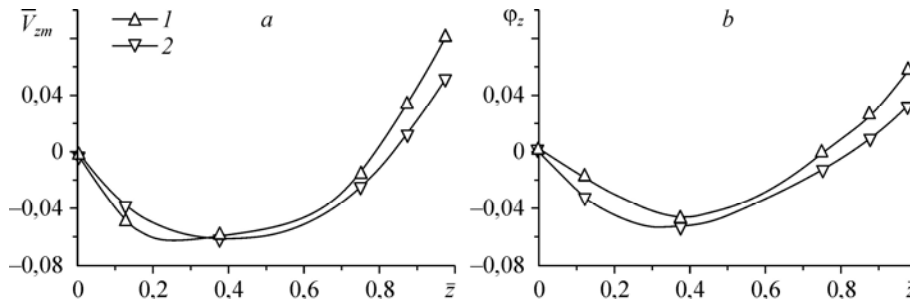


Рис. 12. Интегральные характеристики поперечного течения.  
 $M = 4$  (1),  $6$  (2).

### Заключение

Проведено численное моделирование обтекания при числах Маха набегающего потока  $M = 6$  и 4 конфигурации из двух клиньев со стреловидными передними кромками, расположенных на поверхности предварительного сжатия таким образом, что скошенные поверхности клиньев отклоняют сжимаемые ими потоки навстречу друг другу. Вдоль стреловидных кромок клиньев сжатия формируется течение, которое характеризуется трехмерными косыми отрывами турбулентного пограничного слоя, индуцированными скачками уплотнения, создаваемыми клиньями. Показано, что эти отрывные потоки взаимодействуют в области плоскости симметрии, формируя своеобразный вспученный слой пристенного вязкого течения, развивающегося далее вдоль ребра пересечения стреловидных клиньев сжатия и имеющего характерный  $S$ -образный профиль скорости. Рассмотрено поперечное течение на клиньях сжатия и получено, что потери расхода через боковую щеку гипотетического воздухозаборника, обусловленные боковым растеканием потока, могут составить около 3 % от общего расхода воздуха, захватываемого в набегающем потоке при  $M = 6$  и около 6 % при  $M = 4$ . Исследованное течение расширяет известный по литературным данным спектр течений около стреловидных клиньев сжатия с трехмерными отрывами турбулентного пограничного слоя.

### Список литературы

1. Babinsky H., Harvey J.K. Shock wave-boundary-layer interactions. N. Y. Cambridge Univ. Press., 2011. 461 p.
2. Knight D.D., Zheltovodov A.A. Ideal-gas shock wave-turbulent boundary-layer interactions (STBLIs) in supersonic flows and their modeling: Two-dimensional interactions // В кн. [1]. С. 137–201.
3. Zheltovodov A.A., Knight D.D. Ideal-gas shock wave-turbulent boundary-layer interactions in supersonic flows and their modeling: Three-dimensional interactions // В кн. [1]. С. 202–258.
4. Локотко А.В., Харитонов А.М. Особенности сверхзвукового течения в ступенчатом канале с различными входными устройствами // Теплофизика и аэромеханика. 1999. № 3. С. 293–306.
5. Желтоводов А.А., Харитонов А.М. Об аналогии двумерных и трехмерных отрывных течений // Физическая газодинамика (Аэрофизические исследования). Вып. 6. Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 1976. С. 130–133.
6. Zukoski E.E. Turbulent boundary-layer separation in front of a forward-facing step // AIAA J. 1967. Vol. 5, No. 10. P. 1746–1753.
7. 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.
8. 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.
9. Гулько Ю.П., Маркелов Г.Н. Применение соотношений косоугольного скачка уплотнения в плоском течении для решения задач с плоскими скачками общего пространственного положения. Новосибирск: Препринт ИТПМ АН СССР, 1989. № 15-89. 24 с.
10. West J.E., Korkegi R.H. Supersonic interaction in the corner of intersecting wedges at high Reynolds numbers // AIAA J. 1972. Vol. 10, No. 5. P. 652–656.
11. 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.

*Статья поступила в редакцию 26 марта 2012 г.*