Теплофизика и аэромеханика, 2025, том 32, № 1

УДК 533.6.011.5:533.697.23 DOI 10.63430/TIA202501006

Численное исследование торможения сверхзвукового потока в конфузорах различного типа*

И.И. Мажуль

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

E-mail: mazhul@itam.nsc.ru

Численно исследуются структура течения и интегральные параметры потока в конфузорах, реализующих разные способы торможения сверхзвукового потока. Рассматриваются модельные конфигурации, состоящие из сужающегося входного участка и участка постоянного поперечного сечения, в которых имеют место различные типы течений: двумерное, осесимметричное или трехмерное. Течение полагается полностью турбулентным, вычисления выполняются на основе уравнений Навье – Стокса и модели турбулентности k-ω SST. Поток в конфузоре полагается всюду сверхзвуковым, диапазон чисел Маха набегающего потока составляет $M_н = 2 – 4{,}5$.

Ключевые слова: сверхзвуковой поток, пространственные конфузоры, структура течения, интегральные характеристики.

Введение

Торможение сверхзвуковых потоков в сужающихся каналах (конфузорах) имеет место во многих технических устройствах. При этом часто возникает необходимость рассматривать вопросы торможения сверхзвукового потока в пространственных конфузорах, когда скорость потока в канале остается всюду сверхзвуковой. Вопросам течения в такого рода конфузорах посвящено достаточно много работ (см., например, [1 – 11]). Развитие методов математического моделирования также сделало возможным проведение исследований в широком диапазоне определяющих параметров. Так, в работах [1, 2] при числе Маха набегающего потока $M_н = 4$ численно исследовались структуры течения и газодинамические характеристики осесимметричных и плоских конфузорных каналов с одинаковым контуром проточной части. Рассматривались каналы, состоящие из трех участков: начального цилиндрического, участка с углом наклона поверхности и концевого цилиндрического участка. Течение полагалось полностью ламинарным, поверхность канала — изотермической (при значении температурного фактора 0,5). В результате

* Работа выполнена в рамках государственного задания.

© **Мажуль И.И., 2025**

были получены данные по структуре течения и газодинамическим параметрам при различных углах наклона поверхности сжатия и различных числах Рейнольдса. Было показано, что в зависимости от сочетания этих определяющих параметров могут реализоваться различные структуры течения, включая течения с отрывом ламинарного пограничного слоя при падении на него скачков уплотнения. В работе [3] экспериментально при $M_н = 3{,}2 - 4{,}2$ исследовалось течение торможения сверхзвукового потока в каналах с поперечным сечением в виде кольца, кольцевого сектора и сегмента, были получены распределения давлений на стенках канала.

Течение в плоском конфузоре, нижняя стенка которого являлась прямолинейной, а верхняя представляла собой двухступенчатый клин с углами наклона 15° и 0°, исследовалось численно в работе [4] с использованием двумерных уравнений Рейнольдса и дифференциальной q-ω-модели турбулентности. Были получены данные по структуре течения в канале и распределению давления на верхней и нижней стенках. Метод расчета сверхзвукового течения внутри осесимметричного конического конфузора, учитывающий образование отраженных от стенок канала волн и их влияние на течение внутри канала, представлен в работе [5], где также приведены данные по структуре течения при $M_н = 3$. Расчетно-теоретическое исследование особенностей течения сверхзвуковых потоков в узких цилиндрических каналах при ламинарном и турбулентном режимах течения проводилось в работе [6], кроме того, авторами приводилось описание математической модели. Было показано, что в зависимости от длины канала можно наблюдать торможение различной интенсивности вплоть до формирования зоны дозвукового течения. Были проанализированы особенности профилей скоростей потока по длине канала. Течение в канале с клиновидным изломом верхней стенки с углом наклона 10° и пористой вставкой на нижней плоской поверхности исследовалось в работе [7] при $M_н = 4{,}9$ с целью оценки возможности предотвращения отрыва и уменьшения размеров отрывной области. Была представлена структура течения как без слива пограничного слоя, так и в случае падения скачка уплотнения на пористую вставку. Экспериментальные и расчетные исследования течения в цилиндрическом канале с прямоугольным поперечным сечением проводились в работах [8, 9] при числе Маха $M_н = 3{,}9$, были получены данные по структуре течения и распределению газодинамических параметров. Результаты численных расчетов LES (Large Eddy Simulation) методом при $M_н = 2{,}7$ для каналов различного поперечного сечения (включая круглое, квадратное и переход с квадратного или прямоугольного на круглое сечение) содержатся в работе [10]. Здесь также проводилось сопоставление профилей скорости в поперечных сечениях различных каналов. Авторами [11] были представлены расчетные и экспериментальные данные по распределению давления и поверхностного трения в прямоугольном канале с генератором скачка 5° при числе Маха $M_н = 2$.

В отличие от приведенных выше примеров исследований течения в каналах, целью настоящей работы является сравнительный анализ характеристик внутреннего сжатия в конфузорах, реализующих различные типы течения: двумерное, осесимметричное или трехмерное. «Классические» осесимметричные конфузоры внутреннего сжатия рассматриваются в сравнении с «плоскими» и пространственными конфузорами с квадратным поперечным сечением. Анализируется структура течения, интегральные параметры потока в выходном сечении и дается обобщенная оценка эффективности торможения сверхзвукового течения в указанных модельных конфигурациях.

1. Геометрия конфигураций и условия расчета

Модельные конфигурации, изучаемые в данном исследовании, показаны на рис. 1. Они содержат входной сужающийся участок, где генерируются скачки уплотнения, и участок постоянного поперечного сечения. В настоящей работе рассматриваются «плоский» конфузор, в котором реализуется двумерное течение сжатия (рис. 1*a*), осесимметричный конфузор, состоящий из конической воронки с углом наклона $\delta_к$ и цилиндрического участка (рис. 1*b*), а также пространственные конфузоры с квадратным поперечным сечением, имеющие клинья сжатия на поверхностях входного участка (рис. 1*c*) и реализующие трехмерное сжатие потока. В отличие от осесимметричных конфузоров, в последнем случае входной участок образуется четырьмя попарно пересекающимися клиньями сжатия с углами $\delta_к$ каждый. Все исследуемые конфузоры имеют одинаковый угол наклона поверхностей сжатия носовой части — $\delta_к = 8°$. Конфигурации рассматриваемых конфузоров также симметричны относительно вертикальной ($x0y$) и горизонтальной ($x0z$) плоскостей.

Размеры исследуемых конфигураций приняты с учетом требований испытаний моделей в аэродинамических трубах ИТПМ СО РАН. Все они имеют высоту в сечении входа $H_0 = 0{,}1$ м и относительную длину цилиндрического участка $\bar{L}_{цил} = (L_0 - L)/H_{вых} = 2$. Рассматриваются конфигурации с различной степенью геометрического сужения канала, характеризующие «конфузорность», а именно: с относительной площадью выходного сечения $\bar{A}_{вых} = 0{,}49$ и $0{,}7$. Для осесимметричного конфузора диаметр сечения входа $D_{вх} = H_0$, сечения выхода $D_{вых} = H_{вых}$, В случае конфузора с квадратным поперечным сечением его ширина $B = H_0$. При заданном значении $\bar{A}_{вых} = \text{const}$ эти конфигурации имеют одинаковый продольный контур в вертикальной плоскости симметрии. В случае плоского конфузора принимается $\bar{A}_{вых} = \bar{H}_{вых}$.

Численные расчеты проводились с использованием пакета программ ANSYS Fluent на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса, модели турбулентности k-ω SST [12] и явной схемы 2-го порядка точности. В расчетную область входит некоторый участок перед сечением входа в канал, далее она ограничена стенками канала и сечением выхода из канала. На входной границе расчетной области полагалось, что граничные условия соответствуют параметрам набегающего потока, на выходной границе (в сечении выхода) задавались значения статического давления и температуры торможения в набегающем потоке. На стенках канала ставились условия прилипания, их поверхность предполагалась адиабатической. Установление стационарного

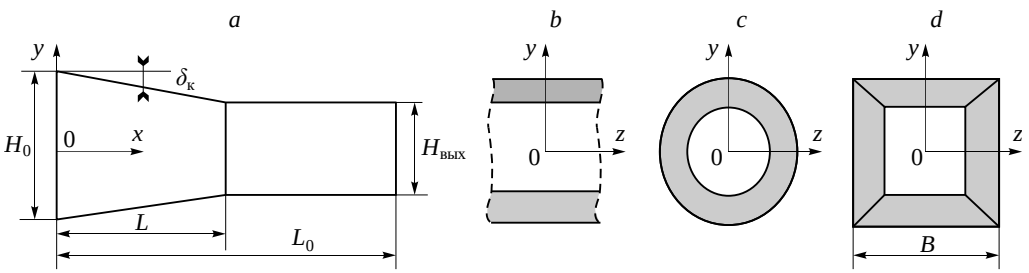

Рис. 1. Схемы продольного контура в плоскости симметрии конфузоров (*a*) и поперечных сечений для различных конфигураций конфузоров (*b* – *d*).

Тип конфузора: *b* — плоский, *c* — конический, *d* — с квадратным поперечным сечением.

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 ~ 0,02 %.

При расчетах строилась структурированная сетка, а для уменьшения размеров расчетной области использовалось граничное условие симметрии течения. Так, для конической и пространственной конфигурации эта симметрия проходила относительно вертикальной плоскости, для плоской — относительно горизонтальной плоскости. То есть во всех случаях рассматривалась половина конфигурации, что позволило уменьшить объемы расчетных сеток. Использовались расчетные сетки с $8{,}3\cdot10^4$, $8{,}5\cdot10^5$ и $4{,}9\cdot10^6$ узлами для плоской, конической и пространственной конфигурации соответственно. Сходимость по сетке проверялась на примере конфузора с квадратным поперечным сечением, для которого предполагалась наиболее сложная структура течения. Были рассмотрены расчетные сетки с $4{,}9\cdot10^6$, $5{,}9\cdot10^6$ и $6{,}5\cdot10^6$ узлами, увеличение количества узлов достигалось адаптацией сетки на стенке для повышения разрешения пограничного слоя. Поскольку основная цель работы заключается в сопоставлении интегральных характеристик потока, то в качестве критериев сходимости по сетке были приняты среднемассовые значения параметров потока в выходном сечении канала. В частности, при числе Маха набегающего $M_н = 3$ расхождение на сетках с минимальным и максимальным количеством узлов ($4{,}9\cdot10^6$ и $6{,}5\cdot10^6$) для относительного давления $\bar{p}_{вых}$ не превышало ~ 0,6 %, для коэффициента восстановления полного давления $\nu_{вых}$ оно составляло ~ 0,1 % и для числа Маха $M_{вых}$ — ~ 0,2 %. Эти отклонения были приняты допустимыми для поставленных целей сравнительного анализа, в дальнейшем использовалась расчетная сетка с ~ $4{,}9\cdot10^6$ узлами.

Параметры набегающего потока соответствуют значениям давления торможения $P_0 = 2$ бар ($M_н = 2$), $P_0 = 2{,}25$ бар ($M_н = 2{,}5$), $P_0 = 4{,}15$ бар ($M_н = 3$), $P_0 = 10{,}3$ бар ($M_н = 4$), $P_0 = 12{,}1$ бар ($M_н = 4{,}5$) и температуре торможения $T_0 = 290$ K.

2. Структура течения

При рассмотрении структуры течения в исследуемых конфигурациях мы ограничились предельными значениями чисел Маха набегающего потока из рассматриваемого диапазона, а именно: $M_н = 2$ и $M_н = 4{,}5$. Полученные данные оказались достаточными для того, чтобы дать представление о динамике структуры течения по числу Маха, торможении потока в канале конфузора и, в частности, о источниках потерь полного давления. На рис. 2 – 4 показана структура течения в виде распределения линий постоянных чисел Маха (изомах) и линий тока, построенных по составляющим скорости, отмечены также значения чисел Маха в некоторых характерных областях. Ниже рассматриваются конфузоры с относительной площадью сечения выхода $\bar{A}_{вых} = 0{,}7$.

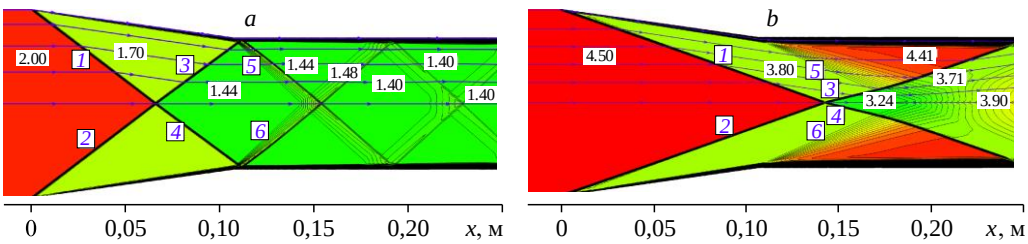

Рис. 2. Структура течения в канале плоского конфузора при $\bar{A}_{вых} = 0{,}7$ и $M_н = 2$ (*a*), 4,5 (*b*).

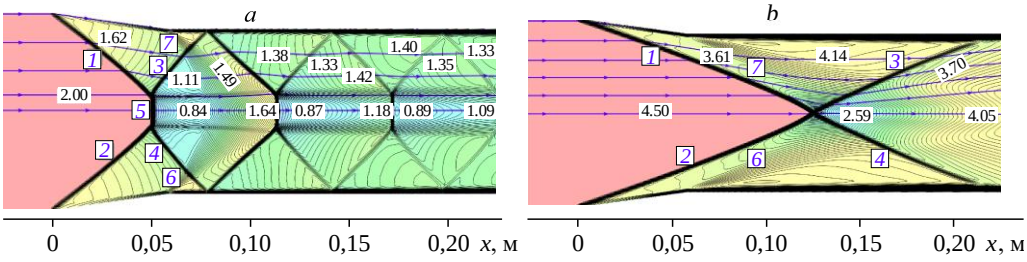

Рис. 3. Структура течения в канале конического конфузора при $\bar{A}_{\text{вых}}$ = 0,7 и $M_н$ = 2 (*a*), 4,5 (*b*).

В случае плоского конфузора (рис. 2) имеют место скачки уплотнения *1* и *2*, индуцируемые клиньями сжатия с углом $\delta_к = 8°$. Эти скачки взаимодействуют на оси симметрии канала и регулярно отражаются в виде скачков уплотнения *3* и *4*. Последние падают на стенку и отражаются, инициируя систему скачков уплотнения вниз по течению в канале (рис. 2*a*). С увеличением числа Маха до $M_н$ = 4,5 наблюдается только одно взаимодействие скачков *1* и *2* и их отражение от оси в виде скачков уплотнения *3* и *4* (рис. 2*b*). При этом, как видно по линиям тока, значительная часть набегающего потока проходит через скачки уплотнения *1* и *2* и веер волн расширения *5* и *6*, исходящих из угловых точек излома продольного контура канала. При взаимодействии скачков уплотнения *3* и *4* с веером волн расширения *5* и *6* наблюдается увеличение их наклона относительно продольной оси, что должно приводить к росту их интенсивности.

Структура течения в плоскости симметрии конического конфузора представлена на рис. 3. На начальном участке формируется воронкообразный скачок уплотнения *1 – 2*, который взаимодействует на оси симметрии, образуя диск Маха *5* (рис. 3*a*) и дозвуковую область течения за ним. Причиной возникновения диска Маха является невозможность регулярного отражения скачка уплотнения в коническом течении от оси симметрии [13]. В точке излома продольного контура наблюдается веер волн расширения *6 – 7*, где происходит ускорение потока. В результате нерегулярного отражения воронкообразного скачка уплотнения *1 – 2* имеют место скачки *3 – 4*, которые, отражаясь от стенки, приводят ниже по потоку к образованию цепочки скачков уплотнения с диском Маха на оси и локальными зонами дозвукового течения. Очевидно, что наличие дисков Маха будет приводить к дополнительным потерям полного давления потока в выходном сечении. С увеличением числа Маха размеры диска Маха уменьшаются и при $M_н$ = 4,5 (рис. 3*b*) уже находятся, по-видимому, вне возможности численного разрешения используемой расчетной сетки.

Структура течения в конфузоре с квадратным поперечным сечением и клиньями сжатия на каждой из сторон представлена на рис. 4 при числах Маха $M_н$ = 3 и 4,5. Все четыре скачка уплотнения от клиньев сжатия пересекаются в одной точке на продольной оси. В вертикальной плоскости симметрии (рис. 4*a* и 4*b*) видны скачки уплотнения *1* и *2*, генерируемые горизонтальными клиньями сжатия. Аналогичные скачки уплотнения генерируются также вертикальными (боковыми) клиньями сжатия. Поэтому в каждом углу конфигурации имеет место попарное взаимодействие указанных скачков уплотнения. В силу симметрии конфигурации эти горизонтальные и вертикальные скачки уплотнения должны пересекать ось симметрии в одной и той же точке. Действительно, их взаимное пересечение происходит вдоль стреловидной линии, исходящей из угловой точки в сечении входа в канал до точки пересечения скачков на оси симметрии. В связи с этим скачки уплотнения *1* и *2* имеют треугольную форму с основанием на передних кромках конфигурации, боковой гранью на указанной стреловидной линии и вершиной

на продольной оси канала. Скачки *1* и *2* отражаются от горизонтальной плоскости симметрии с образованием скачков *3* и *4*, которые также имеют треугольную форму, но с вершиной на продольной оси и основанием на поверхности канала.

Структуры течения в поперечных сечениях канала при числе Маха $M_н = 4{,}5$ представлены на рис. 4*c* – 4*f*. Видно, что течение в каждом из двугранных углов до точки пересечения скачков на оси (рис. 4*c*, 4*d*) аналогично обтеканию конфигурации из двух изолированных клиньев сжатия, симметричной относительно биссекторной плоскости угла. Такого рода конфигурации исследовались, например, в работе [14]. В поперечных сечениях при $x = 0{,}05$ м и $x = 0{,}09$ м (рис. 4*c*, 4*d*) реализуется попарное нерегулярное взаимодействие носовых скачков уплотнения (см., например, скачки *1* – *1′* с образованием отраженных скачков *a*-*a′* и диска Маха). После пересечения носовых скачков уплотнения *1* и *2* на оси симметрии далее также имеет место нерегулярное взаимодействие отраженных скачков уплотнения *3* – *3′* с образованием отраженных скачков *c*-*c′* (рис. 4*e*).

В структуре течения в плоскости симметрии (рис. 4*a* и 4*b*) наблюдаются также области сгущения изомах, условно обозначенные как скачки *7* и *8*. Их появление является следствием отражения в вертикальной плоскости симметрии скачков уплотнения *a*, имеющих место в поперечном сечении канала (см. рис. 4*c*, 4*d*). Более детально течение в аналогичной конфигурации анализировалось в работе [15]. Заметим, что картина течения, представленная для вертикальной плоскости симметрии, будет также справедливой и для горизонтальной плоскости симметрии ввиду квадратного поперечного сечения рассматриваемой конфигурации конфузора.

Пример структуры течения в каналах при уменьшении площади их выходного сечения до $\bar{A}_{вых} = 0{,}49$ приводится на рис. 5 при числе Маха $M_н = 4{,}5$. Уменьшение относительной площади выхода должно приводить к большему торможению потока в канале конфузора. Структура течения при этом в начальном сужающемся участке каналов остается неизменной со скачками уплотнения *1* и *2* и далее с ускорением потока в веере волн

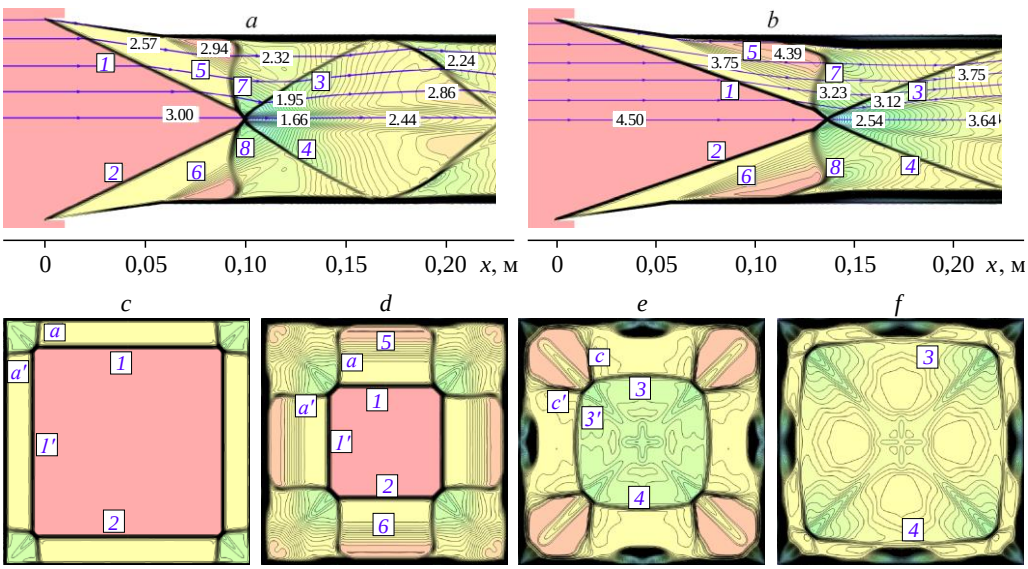

Рис. 4. Структура течения в канале конфузора квадратного поперечного сечения при $\bar{A}_{вых} = 0{,}7$. $M_н = 3$ (*a*), 4,5 (*b*), $x = 0{,}05$ (*c*), 0,09 (*d*), 18 (*e*), 0,225 (*f*) м.

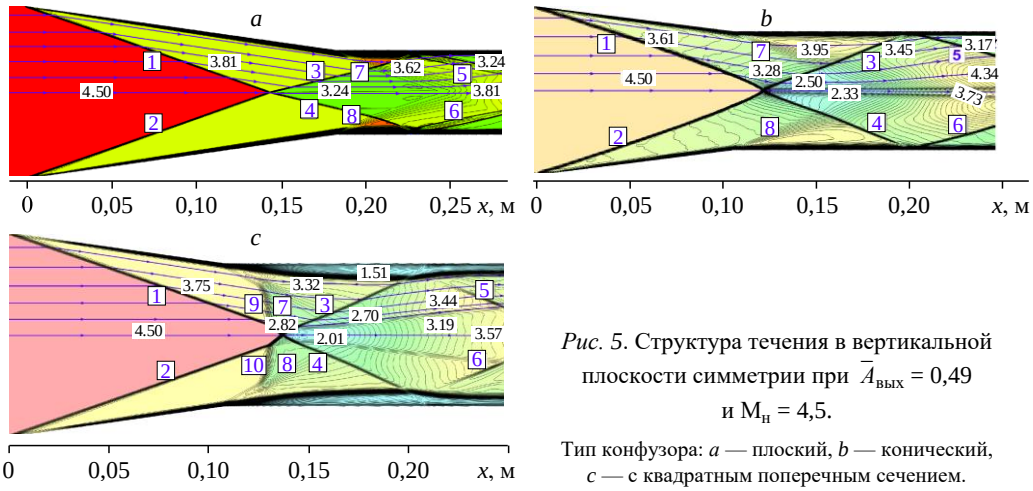

Рис. 5. Структура течения в вертикальной плоскости симметрии при $\bar{A}_{\text{вых}} = 0{,}49$ и $M_{\text{н}} = 4{,}5$.

Тип конфузора: *a* — плоский, *b* — конический, *c* — с квадратным поперечным сечением.

расширения *7* и *8*. Однако отраженные скачки *3* и *4* падают на поверхность цилиндрического участка канала заметно выше по потоку, в результате чего отраженные от поверхности скачки уплотнения *5* и *6* попадают в сечение выхода канала.

3. Интегральные параметры потока в сечении выхода

Помимо описанных выше картин структур течения о неравномерности поля потока в сечении выхода конфузора можно судить также по профилям числа Маха (рис. 6*a*) и коэффициента восстановления полного давления (рис. 6*b*) в вертикальной плоскости симметрии при $\bar{A}_{\text{вых}} = 0{,}7$. Особенности профилей параметров потока связаны со структурой течения, характерной для каждого типа канала. В частности, следует отметить более равномерное распределение числа Маха и коэффициента восстановления полного давления в случае плоского конфузора, что может быть связано с воздействием волн расширения в точке излома продольного контура канала на течение в сечении выхода (см. рис. 2*b*). Для конического и пространственного конфузоров характерно уменьшение числа Маха и коэффициента восстановления полного давления вблизи продольной оси, обусловленное структурой скачков уплотнения в этой области.

Рассмотрим полученные данные по интегральным параметрам потока в сечении выхода из канала. Среднемассовые значения числа Маха $M_{\text{вых}}$, относительного статического давления $\bar{p}_{\text{вых}}$ и коэффициента восстановления полного давления $\nu_{\text{вых}}$ были определены как

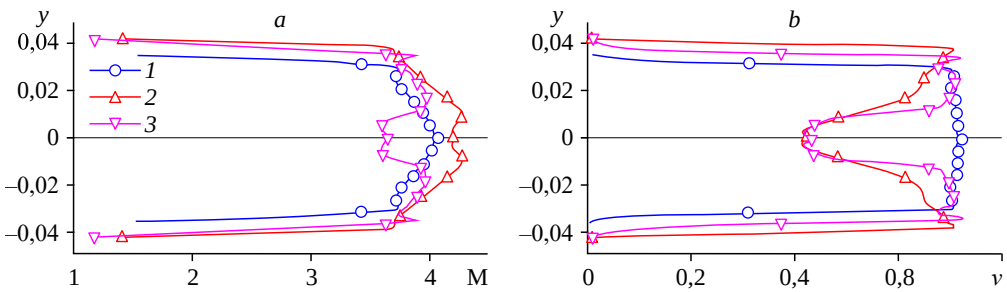

Рис. 6. Профили параметров потока в сечении выхода при $\bar{A}_{\text{вых}} = 0{,}7$ и $M_{\text{н}} = 4{,}5$.

a — число Маха, *b* — коэффициент восстановления полного давления; тип конфузора: *1* — плоский, *2* — конический, *3* — с квадратным поперечным сечением.

$$M_{вых} = \int_{A_{вых}} M\rho V_x dA \Big/ \int_{A_{вых}} \rho V_x dA, \quad \bar{p}_{вых} = \int_{A_{вых}} \bar{p}\rho V_x dA \Big/ \int_{A_{вых}} \rho V_x dA,$$

$$\nu_{вых} = \int_{A_{вых}} \nu\rho V_x dA \Big/ \int_{A_{вых}} \rho V_x dA.$$

На рис. 7 представлены среднемассовые значения параметров потока в сечении выхода рассматриваемых конфузоров с $\bar{A}_{вых} = 0{,}7$ в диапазоне чисел Маха $M_н = 2 - 4{,}5$. Эти интегральные характеристики течения в выходном сечении позволяют оценить эффективность торможения потока по тракту канала конфузора. Для сопоставления здесь же приведены соответствующие значения за плоским скачком уплотнения на клине сжатия с углом $\delta_к = 8°$. Следует отметить, что, несмотря на неравномерность распределения числа Маха в сечении выхода, среднемассовые значения $M_{вых}$ при $M_н \geq 3$ достаточно близки для всех рассматриваемых форм конфузоров. Вследствие ускорения потока в веере волн расширения в точке излома продольного контура канала среднемассовые значения $\bar{p}_{вых}$ при больших значениях числа Маха могут быть ниже соответствующих величин на клине сжатия $\delta_к = 8°$. Как и предполагалось, из полученной структуры потока видно, что наиболее низкие значения коэффициента восстановления полного давления $\nu_{вых}$ имеют место в канале с квадратным поперечным сечением.

На рис. 8 приведены среднемассовые значения параметров потока в сечении выхода конфигураций с $\bar{A}_{вых} = 0{,}49$. Очевидно, что уменьшение величины относительной площади выхода $\bar{A}_{вых}$ должно приводить к более интенсивному торможению потока. Так, в рассматриваемом случае при числе Маха потока $M_н = 2$ в сечении выхода достигаются критические параметры с локальными значениями $M \sim 1$. Это приводит к образованию головной волны на входе в канал во всех рассмотренных конфигурациях, что сопровождается падением значений $\bar{p}_{вых}$ и $\nu_{вых}$. В отличие от предыдущего случая, здесь значения относительного давления $\bar{p}_{вых}$ выше соответствующих величин при том же угле $\delta_к = 8°$ во всем диапазоне чисел Маха. Как следует из полученных данных, при $M_н \geq 2{,}5$ более высокая степень сжатия потока $\bar{p}_{вых}$ может иметь место в конфузоре

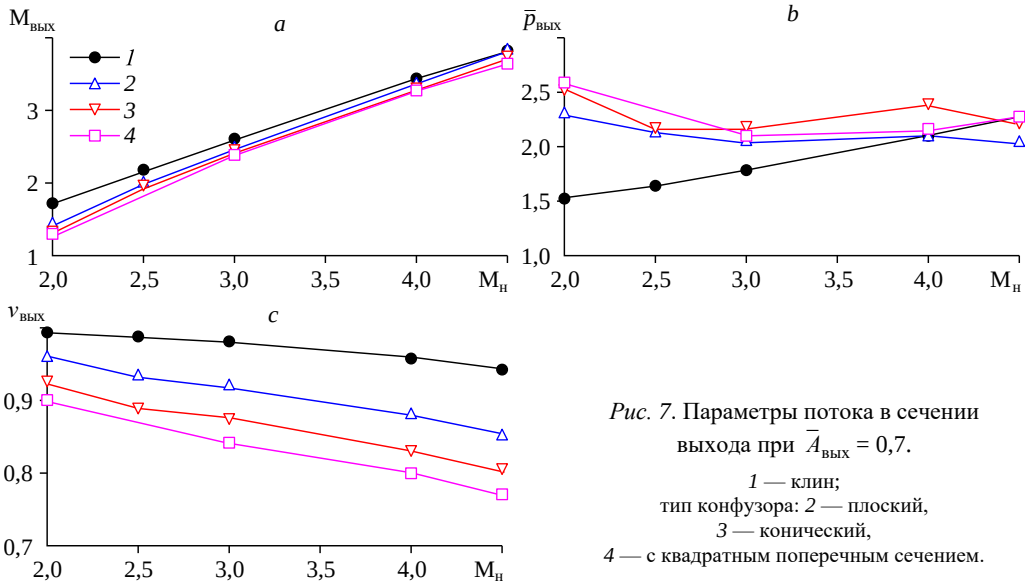

Рис. 7. Параметры потока в сечении выхода при $\bar{A}_{вых} = 0{,}7$.

1 — клин;
тип конфузора: *2* — плоский,
3 — конический,
4 — с квадратным поперечным сечением.

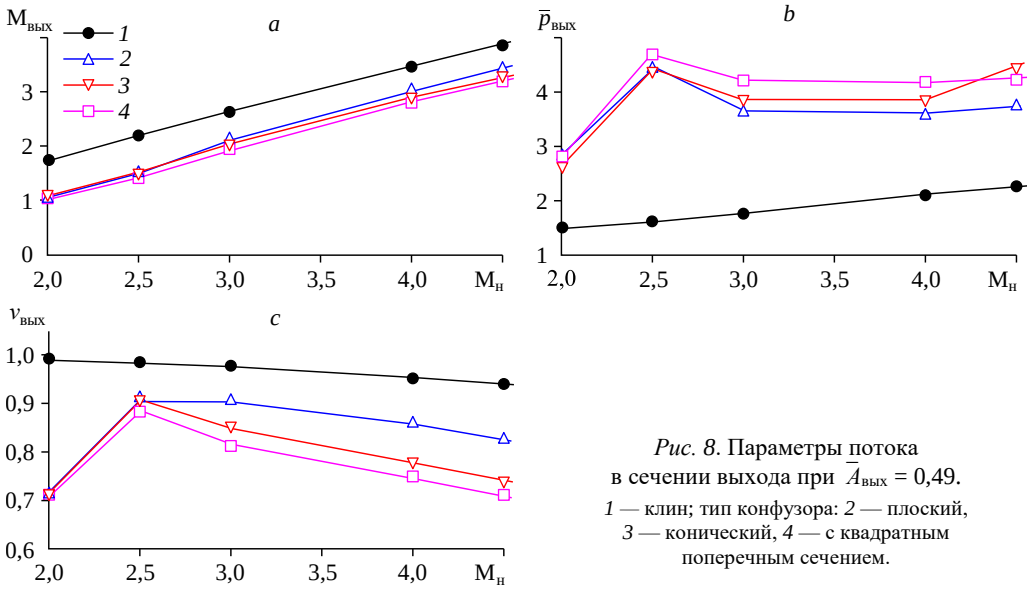

Рис. 8. Параметры потока в сечении выхода при $\bar{A}_{вых} = 0{,}49$.
1 — клин; тип конфузора: *2* — плоский, *3* — конический, *4* — с квадратным поперечным сечением.

с квадратным поперечным сечением. Однако при этом реализуются наиболее низкие значения $\nu_{вых}$, т.е. имеют место более высокие потери полного давления по тракту канала конфузора, что связано с особенностями структуры течения.

Таким образом, анализ представленных данных по комплексу интегральных параметров в сечении выхода ($M_{вых}$, $\bar{p}_{вых}$ и $\nu_{вых}$) не позволяет сделать однозначный вывод о преимуществах той или иной конфигурации конфузора с точки зрения эффективности торможения потока во всем диапазоне чисел Маха $M_н = 2-4{,}5$. В этом плане выбор той или иной конфигурации необходимо делать исходя из возможного назначения канала, условий по уровню параметров в сечении выхода и допустимого компромисса между требуемыми параметрами. Например, выбирая конфигурацию с высокими значениями относительного давления $\bar{p}_{вых}$, придется согласиться с низкими величинами коэффициента восстановления полного давления $\nu_{вых}$. В то же время в работе [16] при рассмотрении воздухозаборников внешнего сжатия в качестве единой обобщающей характеристики эффективности торможения предлагалось использовать степень геометрического сжатия захватываемой струи воздуха в набегающем потоке. Этот подход может быть использован и для нашего случая сжатия потока в каналах конфузоров, что позволит более однозначно оценить преимущества в торможении потока в том или ином из рассматриваемых каналов. Степень геометрического сжатия струи C_R определяется как отношение площади струи воздуха, захватываемой в набегающем потоке $A_н$, к площади выхода канала $A_{вых}$ и получена из одномерного уравнения расхода для соответствующих сечений трубки тока. В соответствии с [16], имеем

$$C_R = \frac{A_н}{A_{вых}} = \nu_{вых}\sqrt{\frac{T_{0вых}}{T_{0н}}\cdot\frac{q(M_{вых})}{q(M_н)}}, \qquad (1)$$

где $q(M) = M\left[\frac{2}{(\gamma+1)}\left(1+\frac{(\gamma-1)}{2}M^2\right)\right]^{(\gamma+1)/2(1-\gamma)}$ — газодинамическая функция, γ — показатель адиабаты. Отметим, что для параметров потока в сечении выхода следует принимать

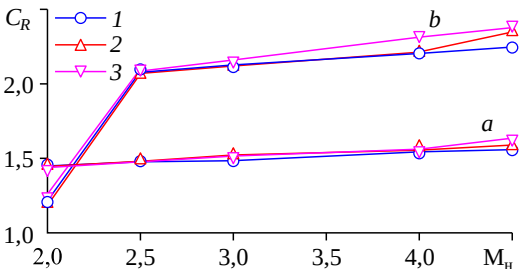

Рис. 9. Степень геометрического сжатия струи.

a — $\bar{A}_{вых} = 0{,}7$, *b* — $\bar{A}_{вых} = 0{,}49$; тип конфузора: *1* — плоский, *2* — конический, *3* — с квадратным поперечным сечением.

их среднемассовые значения. В рассматриваемом случае конфузоров величина площади $A_н = A_0$, отношение температур торможения адиабатического потока $T_{0вых}/T_{0н} = 1$. Видно, что более высокие значения C_R могут быть достигнуты при торможении потока в выходном сечении до величин $M_{вых} \to 1$ (соответственно, когда $q(M_{вых}) \to 1$) и при малых потерях полного давления, т.е. высоких значениях $\nu_{вых}$. Оптимальными значениями в этом плане будут $M_{вых} = 1$ и $\nu_{вых} = 1$.

Используя соотношение для газодинамических функций $q(M) = y(M)\pi(M)$, преобразуем соотношение (1) к виду:

$$C_R = \bar{p}_{вых}\sqrt{\frac{T_{0вых}}{T_{0н}}\cdot\frac{y(M_{вых})}{y(M_н)}}, \qquad (2)$$

где $y(M) = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{(\gamma+1)/2(1-\gamma)} M\sqrt{1+\frac{(\gamma-1)}{2}M^2}$. Здесь наглядно видны вклады степени повышения давления в выходном сечении $\bar{p}_{вых}$ и торможения потока по скорости. Эти два фактора действуют в противоположном направлении, т.е. с увеличением торможения потока в канале конфузора возрастает относительное давление $\bar{p}_{вых}$, но при этом уменьшается число Маха $M_{вых}$ и, следовательно, уменьшается величина $y(M_{вых})$.

Полученные таким образом значения степени геометрического сжатия струи C_R для сравниваемых типов конфузоров с относительной площадью выхода $\bar{A}_{вых} = 0{,}7$ и 0,49 представлены на рис. 9 в зависимости от числа Маха $M_н$. Видно, что при $\bar{A}_{вых} = 0{,}7$ все рассмотренные конфигурации обладают близкими значениями C_R. Однако при увеличении геометрического поджатия сечения канала конфузора до $\bar{A}_{вых} = 0{,}49$ при $M_н > 3$ некоторым преимуществом по сравнению с другими типами могут обладать конфигурации с прямоугольным поперечным сечением, несмотря на отмеченные ранее более низкие значения $\nu_{вых}$. Как следует из данных рис. 8, достигается это за счет более высоких значений относительного давления $\bar{p}_{вых}$.

Заключение

Исследована эффективность торможения сверхзвукового потока в различных типах конфузоров — плоских, осесимметричных конических и прямоугольного поперечного сечения, реализующих двумерное, коническое или трехмерное течение соответственно. На основе полученных численных данных в диапазоне чисел Маха потока $M_н = 2-4{,}5$ выявлены особенности структуры течения и оценены интегральные характеристики потока в сечении выхода. Показано, что анализ таких интегральных параметров в выходном сечении, как среднемассовые значения относительного давления $\bar{p}_{вых}$ и коэффициента восстановления полного давления $\nu_{вых}$, не позволяет сделать однозначного вывода

о преимуществе той или иной конфигурации конфузора. Так, обладая более высокими значениями $\bar{p}_{\text{вых}}$, конфигурация может иметь более низкие величины $\nu_{\text{вых}}$, как, например, конфузор с квадратным поперечным сечением. Для сравнительных оценок общей эффективности торможения потока использовался такой обобщенный параметр, как степень геометрического сжатия потока C_R в канале конфузора. Получено, что для рассмотренных значений относительной площади сечения выхода $\bar{A}_{\text{вых}} = 0{,}49$ некоторым преимуществом при числах Маха $M_{\text{н}} > 3$ по степени геометрического сжатия потока в канале конфузора C_R могут обладать конфигурации с квадратным поперечным сечением. Следовательно, преимущества пространственного сжатия потока в конфигурации с квадратным поперечным сечением может быть реализовано при увеличении геометрического поджатия сечения канала конфузора, т.е. путем уменьшения величины $\bar{A}_{\text{вых}}$.

Список обозначений

A_0 — площадь поперечного сечения входа, м^2;
$\bar{A} = A/A_0$ — относительная площадь;
M — число Маха;
p — статическое давление, Па;
P_0 — полное давление, Па;
$\bar{p} = p/p_{\text{н}}$ — относительное давление,
T_0 — температура торможения, K;
H_0 — высота сечения входа, м;
$\bar{H} = H/H_0$ — относительная высота;
$\delta_{\text{к}}$ — угол наклона носовой части (клина сжатия), град;
$\nu = P_0/P_{0\text{н}}$ — коэффициент восстановления полного давления.

Индексы

н — набегающий поток, вых — сечение выхода, 0 — параметры торможения, сечение входа.

Список литературы

1. **Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В.** Торможение сверхзвукового потока в плоских и осесимметричных каналах // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 2. С. 143–152.
2. **Башкин В.А., Егоров И.В.** Численное исследование задач внешней и внутренней аэродинамики. М.: Физматлит, 2013. 332 с.
3. **Пензин В.И.** Влияние формы поперечного сечения прямого канала на торможение сверхзвукового потока // Уч. записки ЦАГИ. 1988. Т. XIX, № 3. С. 52-59.
4. **Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В.** Сверхзвуковое течение вязкого газа в плоском канале при больших числах Рейнольдса // Теплофизика высоких температур. 2001. Т. 39, № 1. С. 115–122.
5. **Максимов Ф.А.** Сверхзвуковое течение в осесимметричном канале // Математическое моделирование и численные методы. 2015. № 1. С. 109–120.
6. **Воронецкий А.В., Сучков С.А., Филимонов Л.А.** Особенности течения сверхзвуковых потоков в узких цилиндрических каналах // Инженерный журнал: наука и инновации. 2013. Вып. 4. С. 1–17.
7. **Северин А.В., Луцкий А.Е., Меньшов И.С.** Управление высокоскоростным течением в канале при помощи пористых вставок // Математическое моделирование. 2022. Т. 34, № 4. С 100–112.
8. **Davis D.O., Gessner F.B., Kerlick G.D.** Experimental and numerical investigation of supersonic turbulent flow through a square duct // AIAA J. 1986. Vol. 24, No. 9. P. 1508–1515.
9. **Davis D.O., Gessner F.B.** Further experiments on supersonic turbulent flow development in a square duct // AIAA J. 1989. Vol. 27, No. 8. P. 1023–1030.
10. **Chen H., Sun M., Xiong D. et al.** Large eddy simulation of supersonic flow in ducts with complex cross-sections // Theoretical and Applied Mechanics Letters. 2023. Vol. 13. P. 100469-1–100469-9.
11. **Lusher D.J., Sandham N.D.** Shock–wave/boundary–layer interactions in transitional rectangular duct flows // Flow, Turbulence and Combustion. 2020. Vol. 105. P. 649–670.
12. **Menter F.R.** Zonal two-equation k-ω turbulence model for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1993. No. 1993–2906.
13. **Мельников Д.А.** Отражение скачков уплотнения от оси симметрии // Механика и машиностроение. 1962. № 3. С. 24–30.
14. **Гунько 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.

15. Мажуль И.И., Гунько Ю.П. Численное моделирование внутренних течений с трёхмерным стреловидным взаимодействием скачков уплотнения // Теплофизика и аэромеханика. 2024. Т. 31, № 1. С. 103–115.

16. Звегинцев В.И. Простой метод оценки эффективности высокоскоростных воздухозаборников // Теплофизика и аэромеханика. 2021. Т. 28, № 1. С. 11–20.

Статья поступила в редакцию 10 июня 2024 г.,
принята к публикации 8 ноября 2024 г.