

УДК 533.6.011.55

## **Построение сверхзвуковых трехмерных воздухозаборников с использованием плоского изоэнтропического течения сжатия**

**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

Рассмотрено построение сверхзвуковых трехмерных воздухозаборников с использованием V-образных тел, формирующих плоское течение с начальным косым скачком уплотнения и последующей изоэнтропической волной сжатия. Такое течение представляется привлекательным в связи с возможностью получения высоких уровней сжатия потока на внешнем участке с малыми потерями полного давления. На основе уравнений Эйлера проведены численные расчеты течения около построенных конфигураций на различных режимах обтекания, выявлена структура этих течений, определены аэродинамические характеристики воздухозаборников. Исследование проведено в диапазоне сверхзвуковых скоростей, соответствующих числам Маха набегающего потока  $M_\infty = 1,8-2,5$ .

**Ключевые слова:** трехмерные воздухозаборники, газодинамическое конструирование, сверхзвуковые скорости, расчетные и нерасчетные режимы обтекания.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Одним из современных направлений в области аэродинамики больших скоростей, получившим развитие в последнее время, является построение трехмерных аэродинамических тел по линиям и поверхностям тока известных невязких сверхзвуковых (например, плоских или осесимметричных) течений, описываемых точно аналитически, численно или приближенно. Это так называемое газодинамическое конструирование. Использование комбинаций известных течений или “склейка” выделенных областей позволяет получать конфигурации, удовлетворяющие разнообразным требованиям, предъявляемым к летательным аппаратам (ЛА) и их элементам. Методами газодинамического конструирования построено множество различных аэродинамических форм, в том числе трехмерных несущих конфигураций — волнолетов, а также воздухозаборников, сопел.

Опыт газодинамического конструирования трехмерных воздухозаборников показывает, что возможно очень большое разнообразие их построения [1]. При этом одной из проблем является достаточно сложная задача выбора исходного течения, которое обеспечивало бы необходимые характеристики построенного воздухозаборника. Следует отметить построение так называемых конвергентных воздухозаборников, в которых сжатие сверхзвукового потока осуществляется

по сходящимся в пространстве направлениям. Наибольший интерес вызывают конвергентные воздухозаборники типа [2–4], конструируемые комбинированием плоских течений, образующихся при обтекании стреловидных клиньев и V-образных тел сжатия, а также конвергентные лотковые воздухозаборники типа [5–9], конструируемые с использованием сверхзвуковых осесимметричных течений сжатия. В частности, конвергентные воздухозаборники лоткового типа [5–9] строились с помощью секторных вырезок из осесимметричных течений сжатия, которые образуются в конических воронках — проточных каналах с внутренней конической поверхностью, сужающейся вниз по потоку.

Конвергентные воздухозаборники, построение которых производится с использованием клиньев сжатия и V-образных тел со стреловидными передними кромками, привлекательны простотой построения, так как они имеют плоские стенки. На так называемом расчетном режиме течение сжатия в таком воздухозаборнике является кусочно-однородным, т. е. образуется “склежкой” областей с однородным потоком, и для определения параметров течения доступны решения в квадратурах, хотя плоские скачки имеют общее пространственное положение. Эти воздухозаборники отличаются большим разнообразием и гибкостью при их компоновке в системе ЛА.

Конвергентные воздухозаборники позволяют получить более высокую степень внешнего сжатия, например, при тех же углах наклона поверхностей, как и у плоских воздухозаборников, что было подтверждено экспериментально [6–9]. У них обеспечивается компактная, близкая к круговой, форма сечения канала в области горла, т. е. может быть получена площадь стенок канала двигателя, относительно меньшая в сравнении с той, которая получается у двигателей с плоскими или осесимметричными с центральным телом воздухозаборниками, имеющими щелевую форму канала. Компактность сечения канала и относительно малая смачиваемая площадь его поверхности позволяют, в частности для гиперзвуковых конвергентных воздухозаборников, уменьшить суммарные тепловые потоки в двигателе и, следовательно, облегчить теплозащиту и вес конструкции силовой установки.

Следует отметить, что в настоящее время обтекание и газодинамические свойства указанных выше конвергентных воздухозаборников пока в полной мере не изучены, что затрудняет обоснованную рекомендацию их для проектирования аппаратов конкретного назначения. В то же время проведенные исследования показывают, что в этом направлении возможно получение результатов, которые могут представлять интерес для разработки аэродинамических компоновок перспективных типов аппаратов различного назначения.

Для построения трехмерных воздухозаборников, в частности конвергентных, представляется привлекательным использование изоэнтропических течений сжатия. Это дает возможность получения высоких уровней сжатия потока на внешнем участке с малыми потерями полного давления, которые в данном случае будут обусловлены лишь начальным скачком уплотнения. В настоящей работе рассмотрено построение трехмерных воздухозаборников, аналогичных конвергентным, конструируемым с использованием V-образных тел, но таких, которые в дополнение к однородному потоку за начальным плоским скачком уплотнения формируют плоское изоэнтропическое течение сжатия. Проведены численные расчеты и выявлена структура обтекания построенных конфигураций на расчетных и нерасчетных режимах их обтекания. Данные получены в диапазоне сверхзвуковых скоростей, соответствующих числам Маха набегающего потока  $M_\infty = 1,8–2,5$ .

## 1. ПОСТРОЕНИЕ ВОЗДУХОЗАБОРНИКА

Общая схема V-образного тела, формирующего участок внешнего сжатия воздухозаборника рассматриваемого типа, представлена на рис. 1. Для его построения используется исходное плоское течение с начальным скачком уплотнения и последующей изоэнтропической волной сжатия.

Построение тела производится на так называемом расчетном режиме обтекания, т. е. при числе Маха набегающего потока, равном некоторому расчетному значению  $M_\infty = M_p$ . На этом режиме V-образное тело образует косой скачок уплотнения, лежащий на его стреловидных передних кромках и соответствующий клину с углом наклона  $\delta_n$ . За скачком имеется участок плоского течения на некотором протяжении, затем последующий участок с плоским изоэнтропическим течением сжатия, а также участок с замыкающим однородным течением вдоль клина с углом наклона  $\delta_k$  перед входом в канал воздухозаборника. Волны изоэнтропического сжатия при этом фокусируются на некоторой поперечной линии (в точке  $x = L$  для картины течения в плоскости симметрии), лежащей на плоском начальном скачке уплотнения. Предполагается, что здесь будет расположена передняя кромка обечайки воздухозаборника. Параметры плоского начального скачка уплотнения и однородного потока за ним определяются в квадратурах. Построение участка поверхности клина сжатия, формирующего изоэнтропическую волну сжатия, определяется решением для течения Прандтля–Майера, описываемым трансцендентным аналитическим уравнением.

В боковом направлении течение ограничивается передними кромками V-образного тела сжатия и боковыми щеками. Эти щеки располагаются по потоку таким образом, чтобы не вносить возмущений в исходное изоэнтропическое течение, а их передние кромки также находятся в плоскости начального скачка уплотнения, формируемого начальным участком тела сжатия. Верхняя поверхность тела предполагается направленной по вектору скорости набегающего потока.

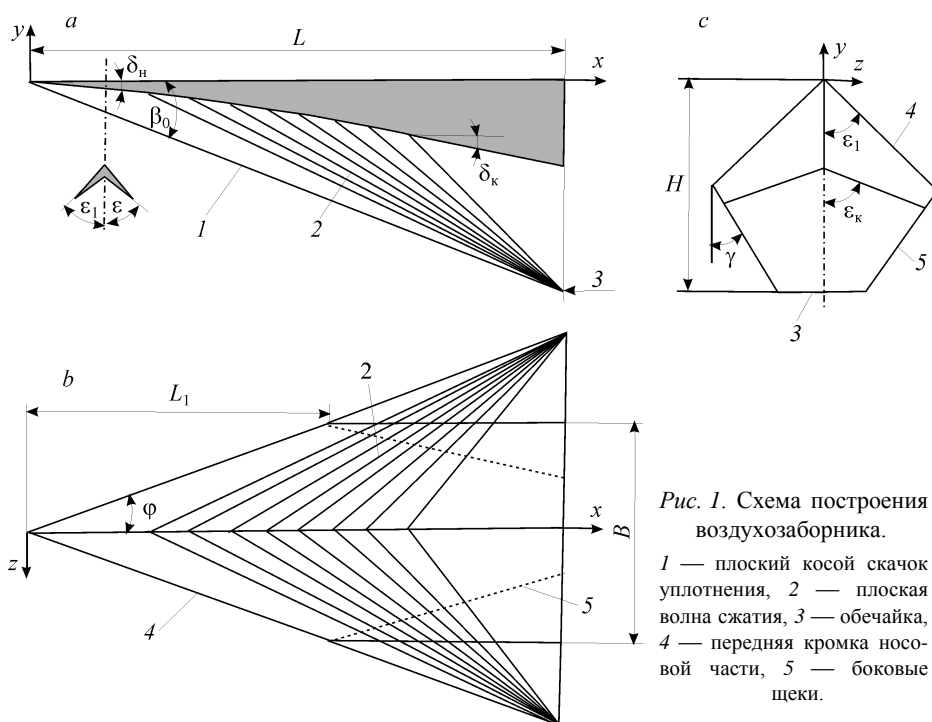


Рис. 1. Схема построения воздухозаборника.

1 — плоский косой скачок уплотнения, 2 — плоская волна сжатия, 3 — обечайка, 4 — передняя кромка носовой части, 5 — боковые щеки.

Конструируемые данным способом конфигурации имеют пятиугольное поперечное сечение на входе во внутренний канал воздухозаборника. Канал с такого типа сечением является достаточно компактным. В работе [3] для оценки компактности каналов используется коэффициент некомпактности, равный отношению периметра поперечного сечения к длине окружности круга равной площади. По данным [3] коэффициент некомпактности пятиугольного входного сечения рассматриваемого воздухозаборника не превышает значений  $\sim 1,1$ , т. е. при необходимости перевод его канала в канал с круглым сечением на небольшой длине не представляет затруднений.

Таким образом, описанным выше способом может быть построен трехмерный воздухозаборник, реализующий на расчетном режиме невязкое плоское изоэнтропическое течение сжатия без какого-либо бокового растекания потока. К очевидным преимуществам такого воздухозаборника, по сравнению с плоским скачковым, можно отнести:

- наличие только одного плоского начального скачка уплотнения и дальнейшего изоэнтропического сжатия потока, обеспечивает более высокие значения коэффициента восстановления полного давления при одинаковой степени повышения давления на входе по сравнению со сжатием в скачках уплотнения;
- отсутствие сосредоточенного воздействия скачков уплотнения на пограничный слой на участке внешнего сжатия воздухозаборника;
- возможность простого выбора (регулирования) величины лобовой площади и, следовательно, расхода воздуха путем изменения угла наклона боковых щек, не изменяя при этом расчетный режим обтекания воздухозаборника;
- получающееся пятиугольное поперечное сечение на входе воздухозаборника позволяет достаточно просто перейти, при необходимости, к круглому поперечному сечению в области горла;
- стреловидные передние кромки и трехмерность формы воздухозаборника способствуют уменьшению его волнового сопротивления при трансзвуковых скоростях полета.

В дальнейшем в качестве независимых исходных параметров для рассматриваемого воздухозаборника приняты следующие (см. рис. 1):

$L$  — длина воздухозаборника до сечения входа,

$\bar{L}_1 = L_1 / L$  — относительная длина до начала расположения боковых щек,

$\delta_n, \delta_k$  — начальный и конечный углы продольного контура тела сжатия в сечении  $z = \text{const}$ ,

$\varepsilon_1$  — полуугол раскрытия верхней поверхности в поперечном сечении  $x = \text{const}$ ,

$\gamma$  — угол наклона боковых щек,

$M_p$  — расчетное число Маха набегающего потока, при котором производится построение.

Остальные геометрические параметры, необходимые для полного описания геометрии данного воздухозаборника, могут быть определены исходя из заданных исходных значений. Так, для полуугла раскрытия нижней поверхности носовой части вне участка изоэнтропического сжатия имеем

$$\varepsilon = \arctg \left( \frac{\text{tg} \varepsilon_1}{1 - \text{tg} \delta_n / \text{tg} \beta_0} \right),$$

для полуугла раскрытия передних кромок при виде в плане

$$\varphi = \arctg (\text{tg} \varepsilon_1 \text{tg} \beta_0).$$

Здесь угол наклона головного скачка уплотнения  $\beta_0$  определяется по заданным значениям расчетного числа Маха  $M_p$  и угла наклона начального участка продольного профиля  $\delta_n$ .

Угол наклона боковых щек может изменяться, например, от нулевого значения, соответствующего их вертикальному расположению, до некоторого значения  $\gamma_{\max}$ , соответствующему предельному случаю наклона боковых щек с их пересечением в плоскости симметрии при  $x = L$  и определяемому как

$$\gamma_{\max} = \arctg \left( \frac{\bar{L}_1}{1 - \bar{L}_1} \operatorname{tg} \varepsilon_1 \right).$$

Для лобовой площади воздухозаборника, которая при виде спереди представляет собой площадь, ограниченную передними кромками носовой части, боковых щек и обечайки, можно получить

$$F_0 = (L \bar{L}_1 \operatorname{tg} \beta_0)^2 \left\{ \operatorname{tg} \varepsilon_1 + \frac{1 - \bar{L}_1}{\bar{L}_1} \left[ 2 \operatorname{tg} \varepsilon_1 - \frac{1 - \bar{L}_1}{\bar{L}_1} \operatorname{tg} \gamma \right] \right\}.$$

Пример влияния определяющих геометрических параметров на значения относительной лобовой площади  $F_0 / L^2$  приведен на рис. 2. Эти значения при  $\gamma = 0$  составляют величину

$$F_0 / L^2 = (2 - \bar{L}_1) \bar{L}_1 \operatorname{tg}^2 \beta_0 \operatorname{tg} \varepsilon_1,$$

которая при  $\gamma = \gamma_{\max}$  убывает до минимального значения

$$\left( F_0 / L^2 \right)_{\min} = \bar{L}_1 \operatorname{tg}^2 \beta_0 \operatorname{tg} \varepsilon_1.$$

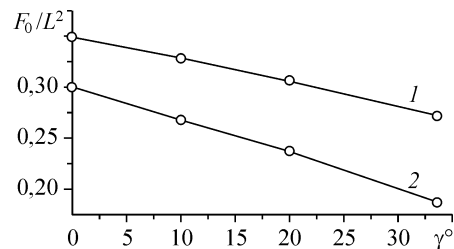
Общие габаритные размеры, такие как высота  $H$  и ширина  $B$  воздухозаборника, определяются как

$$H = L \operatorname{tg} \beta_0, \quad B = L \bar{L}_1 \operatorname{tg} \beta_0 \operatorname{tg} \varepsilon_1.$$

Некоторые примеры построенных таким образом конфигураций воздухозаборников при различных углах наклона боковых щек приведены на рис. 3.

Представленный на рис. 1 и рассматриваемый в данной работе воздухозаборник имеет прямолинейные стреловидные передние кромки и, соответственно, V-образное поперечное сечение носовой части. В более общем случае может быть построен класс воздухозаборников с переменной стреловидностью передних кромок носовой части, например, имеющих степенной контур. В этом случае поперечное сечение также будет криволинейным.

Рис. 2. Лобовая площадь воздухозаборника при  $M_p = 2$ ,  $\delta_n = 5^\circ$ ,  $\varepsilon_1 = 45^\circ$ .  
 $\bar{L}_1 = 0,5$  (1),  $0,4$  (2).



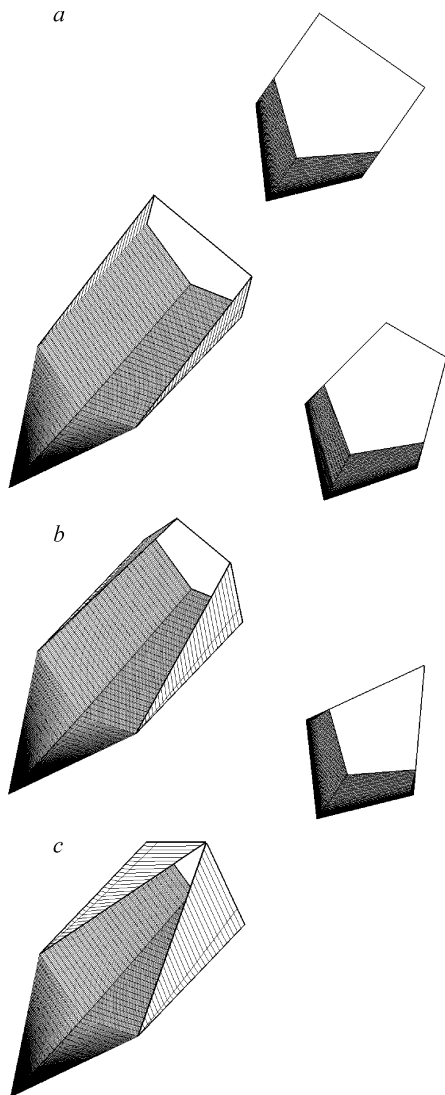


Рис. 3. Возможные схемы воздухозаборников при различных углах наклона боковых щек.

$\gamma = 0$  (a),  $20^\circ$  (b),  $\gamma_{\max}$  (c).

## 2. МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ОБТЕКАНИЯ

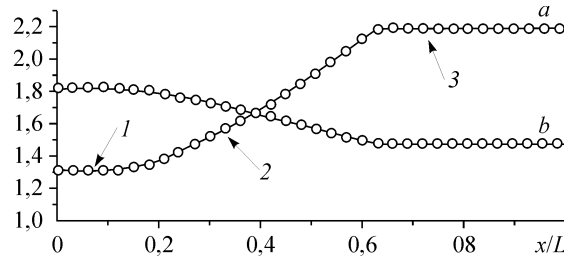
Характеристики рассматриваемых воздухозаборников на расчетном режиме обтекания определялись непосредственно в процессе их построения. Кроме того, исследование трехмерного невязкого сверхзвукового стационарного течения около рассматриваемых конфигураций проводилось с использованием алгоритма численного решения уравнений Эйлера, описанного в [10, 11]. Интегрирование вдоль маршевого направления выполнено с помощью сохраняющих монотонность решения явных TVD-схем Рунге–Кутты высоких порядков аппроксимации (до третьего) [12], позволяющих проводить сквозной расчет течений с газодинамическими разрывами с высокой степенью разрешения без введения искусственной вязкости. Потоки газодинамических величин на гранях между расчетными ячейками определялись из решения задачи о распаде произвольного разрыва с использованием метода [13]. Для восстановления параметров на гранях расчетных ячеек из осредненных по их объемам применен метод MUSCL третьего порядка аппроксимации [14].

При построении расчетной сетки использован многоблочный подход с разбиением вычислительной области в каждом поперечном сечении на три зоны. Узлы на границах между соседними зонами являлись общими, и их количество совпадало. Внутри каждой из зон сетка генерировалась полностью независимо. Число узлов в каждом вычислительном поперечном сечении равнялось  $200 \times 200$ , при этом число шагов в маршевом направлении при интегрировании до сечения донного среза составляло около  $(20-25) \cdot 10^3$ .

## 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗДУХОЗАБОРНИКА НА РАСЧЕТНОМ РЕЖИМЕ ОБТЕКАНИЯ

Расчетный режим обтекания рассматриваемого воздухозаборника характеризуется простотой определения его характеристик, которые могут быть получены непосредственно в процессе построения. В частности, на рис. 4 представлен пример изменения параметров потока вдоль продольного контура в плоскости симметрии  $z = 0$  при значениях  $M_\infty = M_p = 2$ ,  $\delta_n = 5^\circ$ ,  $\delta_k = 15^\circ$ . Здесь  $p/p_\infty$  — относительное давление,  $M$  — число Маха. Значения относительного давления и числа

Рис. 4. Распределение параметров в плоскости симметрии на расчетном режиме обтекания при  $M_\infty = M_p = 2$ ,  $\delta_n = 5^\circ$ ,  $\delta_k = 15^\circ$ .  $p/p_\infty$  (a), число Маха (b), начальный (1), изоэнтропический (2), конечный (3) участки.



Маха перед входом воздухозаборника равны  $p_k/p_\infty = 2,19$ ,  $M_k = 1,48$ . Эти данные могут быть также отнесены к любому поперечному сечению  $z = \text{const}$ , если начало координат рассматривать от передней кромки в данном сечении, а длину  $L$  как длину сечения. Величина коэффициента восстановления полного давления определяется лишь начальным углом  $\delta_n$  и числом Маха  $M_\infty = M_p$ , она равна  $\sigma = 0,998$  и остается постоянной вниз по потоку. Можно отметить, что соответствующие значения для плоского 3х-скачкового воздухозаборника с равными углами отклонения потока на ступенях сжатия  $\delta_1 = 5^\circ$ ,  $\delta_2 = 10^\circ$  и  $\delta_k = \delta_3 = 15^\circ$  равны  $p_k/p_\infty = 2,19$ ,  $M_k = 1,47$ ,  $\sigma = 0,985$ .

Естественно, что продольный контур изоэнтропического сжатия должен выбираться исходя, в частности, из необходимой степени повышения давления  $p_k/p_\infty$  на входе воздухозаборника. На рис. 5 представлено изменение относительного давления  $p_k/p_\infty$  и числа Маха  $M_k$  перед входом воздухозаборника от угла наклона этого участка  $\delta_k$  при значениях  $M_\infty = M_p = 2$ ,  $\delta_n = 5^\circ$ . Начальная точка  $\delta_k = \delta_n = 5^\circ$  соответствует плоскому клину без изоэнтропического участка, т. е. фактически односкачковому плоскому воздухозаборнику. Коэффициент восстановления полного давления не зависит от величины угла  $\delta_k$ , он определяется начальным углом  $\delta_n$  и числом Маха  $M_\infty$ .

Заметим, что большие углы наклона конечного участка могут приводить к такому уменьшению величин  $M_k$ , которое не позволяет реализовать сверхзвуковое внутреннее сжатие на участке канала от входа до горла или даже сверхзвуковое втекание во внутренний канал воздухозаборника.

На расчетном режиме достаточно просто могут быть получены также оценки возможных параметров потока в горле воздухозаборника. Для этого рассматривалось течение в плоскости симметрии  $z = 0$ , которое всюду полагалось двумерным. Также полагалось, что возникающие на обечайке скачки уплотнения пересекаются в точке излома канала воздухозаборника. На рис. 6 приведены схема течения и полученные данные по уровню повышения давления в горле  $p_\Gamma/p_\infty$ , числу Маха  $M_\Gamma$  и коэффициенту восстановления полного давления в зависимости от угла наклона обечайки  $\delta_{об}$  для варианта воздухозаборника с  $M_\infty = M_p = 2$ ,  $\delta_n = 5^\circ$ ,  $\delta_k = 12^\circ$ . Видна слабая зависимость уровня  $p_\Gamma/p_\infty$  и  $M_\Gamma$  от величины  $\delta_{об}$ , в то время как коэффициент

потерь полного давления имеет некоторый максимум в зависимости от угла наклона обечайки.

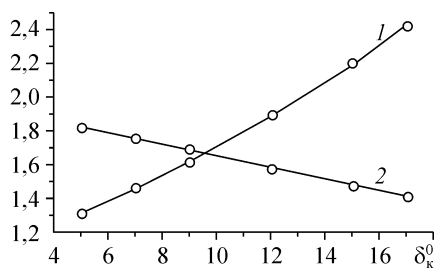


Рис. 5. Влияние конечного угла наклона изоэнтропического контура при  $M_\infty = M_p = 2$ ,  $\delta_n = 5^\circ$ .

$p/p_\infty$  (1), число Маха  $M_k$  на входе воздухозаборника (2).

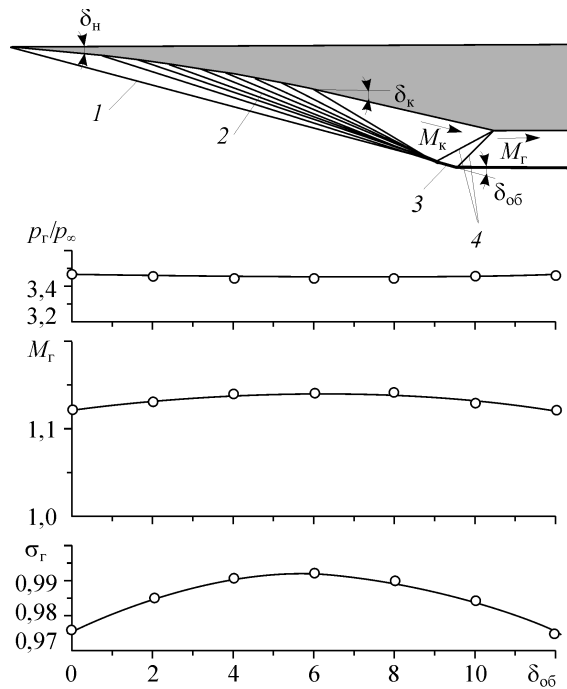


Рис. 6. Параметры в горле воздухозаборника на расчетном режиме обтекания при  $M_\infty = M_p = 2$ ,  $\delta_n = 5^\circ$ ,  $\delta_k = 12^\circ$ .

1 — головной скачок уплотнения, 2 — волна сжатия, 3 — обечайка, 4 — скачки уплотнения на обечайке.

Заметим, что участок внутреннего сжатия может быть построен аналогично внешнему — с использованием плоского течения с начальным косым скачком уплотнения, формирующимся на передней кромке обечайки и с последующей, плоской же, изэнтропической волной сжатия. Этот скачок и изэнтропическая волна сжатия фокусируются в точке излома на конечном клине с углом наклона  $\delta_k$ . За изэнтропической волной сжатия образуется однородный поток, который должен быть направлен по оси горла. Стенки участка внутреннего сжатия должны выстраиваться по линиям тока однородного потока за скачком и течения сжатия в волне Прандтля–Майера, при этом эти линии тока должны начинаться в точках, лежащих на контуре поперечного сечения входа во внутренний канал.

Данные численного расчета обтекания воздухозаборника на расчетном режиме при  $M_\infty = 2$  представлены на рис. 7, 8. Эти данные получены в невязком приближении на основе решения трехмерных уравнений Эйлера. Здесь и везде далее рассматривается воздухозаборник с параметрами  $M_p = 2$ ,  $\bar{L}_1 = 0,4$ ,  $\delta_n = 5^\circ$ ,  $\delta_k = 12^\circ$ ,  $\varepsilon_1 = 45^\circ$ ,  $\gamma = 0$ . На рисунках приведены линии равных давлений — изобары и уровни относительного давления  $p/p_\infty$ . В частности, на рис. 7, а в плоскости симметрии  $z = 0$  видно, что начальный скачок уплотнения и волны сжатия, как и следовало ожидать, пересекаются на обечайке. Верев волн сжатия по размаху распространяется до боковых щек и не отражается от них, т. е. боковые щеки не вносят возмущений в расчетное течение, рис. 7, б.



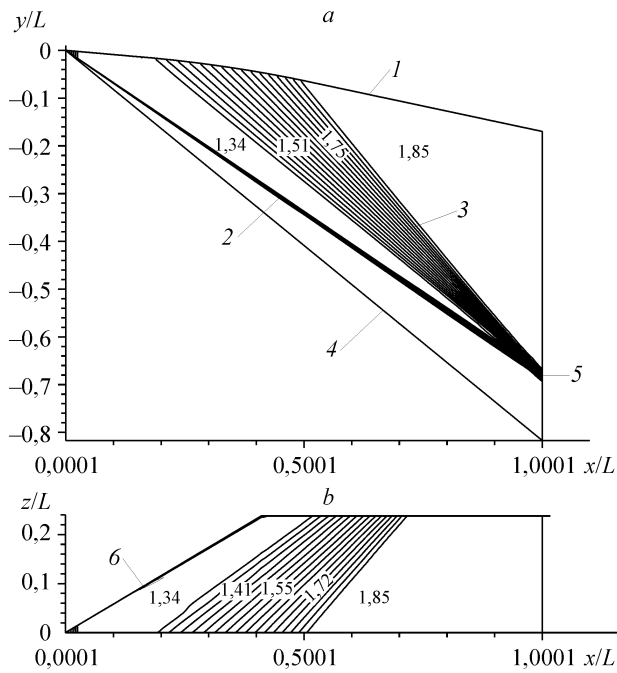


Рис. 7. Расчетный режим обтекания воздухозаборника.

Плоскость симметрии (а), нижняя поверхность (b), 1 — контур тела, 2 — головной скачок уплотнения, 3 — волна сжатия, 4 — граница расчетной области, 5 — положение обечайки, 6 — передняя кромка носовой части.

Распределение изобар в некоторых характерных поперечных сечениях  $x/L = \text{const}$  приводится на рис. 8. Заметим, что в поперечных сечениях с боковыми щеками при  $x/L > 0,4$  сами щеки совпадают с границами зон расчетной сетки, поэтому здесь особо отмечено положение передних кромок щек. При значении  $x/L = 0,1$ , т. е. вне участка изэнтропического сжатия, носовая часть воздухозаборника обтекается как V-образное крыло, а именно — скачок уплотнения располагается в плоскости передних кромок, а течение в области под нижней поверхностью остается всюду равномерным. Параметры потока при этом соответствуют параметрам за плоским скачком уплотнения на клине с углом  $\delta_n$ . При наличии веера волн сжатия (сечения  $x/L = 0,4$  и  $0,6$ ) видно, что они не отражаются от поверхности собственно центрального тела и боковых щек воздухозаборника. В конечном сечении  $x/L = 1$  во всей области между нижней поверхностью тела и скачком уплотнения имеет место равномерный поток.

На рис. 9 приводится распределение относительного давления в поперечных сечениях нижней поверхности при  $x/L = \text{const}$ . Здесь  $\bar{z} = z/l_i$  — относительная поперечная координата,  $l_i$  — полуразмах рассматриваемого поперечного сечения. В частности, в сечении  $x/L = 0,1$  наблюдается равномерное распределение давления по размаху, в сечениях  $x/L = 0,2$  и  $0,4$  имеет место уменьшение давления по размаху в зоне веера волн сжатия и далее постоянство давления до передней кромки. При  $x/L = 0,6$ , наоборот, зона постоянного давления имеет место около плоскости симметрии и далее давление уменьшается в направлении передних кромок. Наконец в сечениях  $x/L = 0,8$  и  $1$  давление постоянно по всей поверхности тела. Эти распределения давления по размаху качественно и количественно согласуются с данными, представленными ранее на рис. 8.

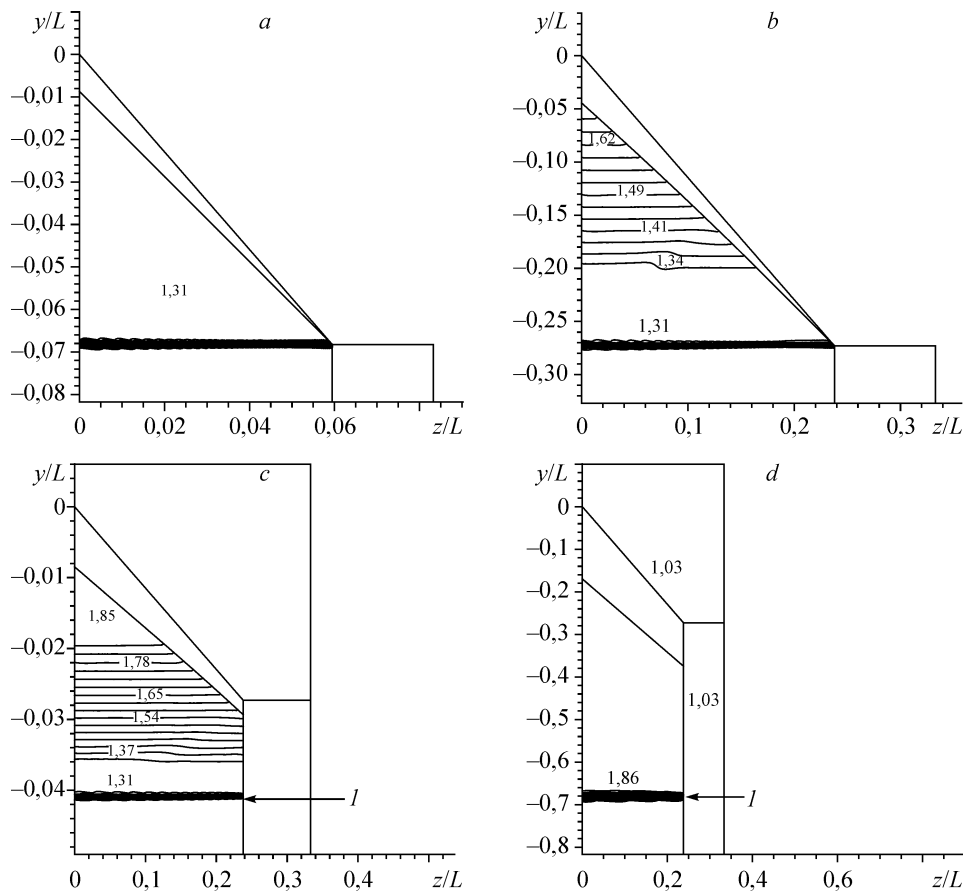


Рис. 8. Расчетный режим обтекания воздухозаборника.  
 $x/L = 0,1$  (a),  $0,4$  (b),  $0,6$  (c),  $1$  (d),  $I$  — положение передних кромок боковых щек.

Таким образом, полученные численные данные для трехмерного воздухозаборника на расчетном режиме соответствуют структуре обтекания, определенной при его газодинамическом построении на основе используемого плоского течения. Это может рассматриваться как один из способов верификации численного алгоритма, используемого для расчета рассматриваемого типа течений, и подтверждает его пригодность.

#### 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗДУХОЗАБОРНИКА НА НЕРАСЧЕТНЫХ РЕЖИМАХ ОБТЕКАНИЯ

Возможная структура течения около рассматриваемого воздухозаборника на нерасчетных режимах исследовалась при отклонениях от расчетного режима как в большую, так и в меньшую сторону по числу Маха.

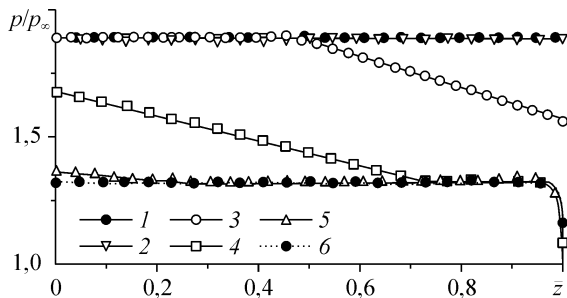


Рис. 9. Распределение давления в поперечных сечениях центрального тела при расчетном режиме обтекания.  
 $x/L = 1$  (1),  $0,8$  (2),  $0,6$  (3),  $0,4$  (4),  $0,2$  (5),  $0,1$  (6).

Для нерасчетных режимов  $M_\infty > M_p$  численные данные получены при значениях чисел Маха  $M_\infty = 2,2$  и  $2,5$ . Для обоих рассмотренных значений чисел Маха характерны одинаковые особенности обтекания, более ярко выраженные при  $M_\infty = 2,5$ . Структура течения около воздухозаборника на данном режиме представлена на рис. 10. В области носовой части тела, до участка изоэнтропического сжатия (см. сечение  $x/L = 0,1$ ), головной скачок уплотнения имеет поперечно-вогнутую форму и располагается выше плоскости передних кромок. При этом наблюдается тенденция к маховскому взаимодействию центрального скачка и скачка от передних кромок, с образованием внутреннего скачка уплотнения. Именно такая структура характерна при обтекании простых V-образных крыльев. Внутренний скачок уплотнения далее вниз по потоку взаимодействует с веером волн сжатия, след этого взаимодействия хорошо прослеживается на изобарах

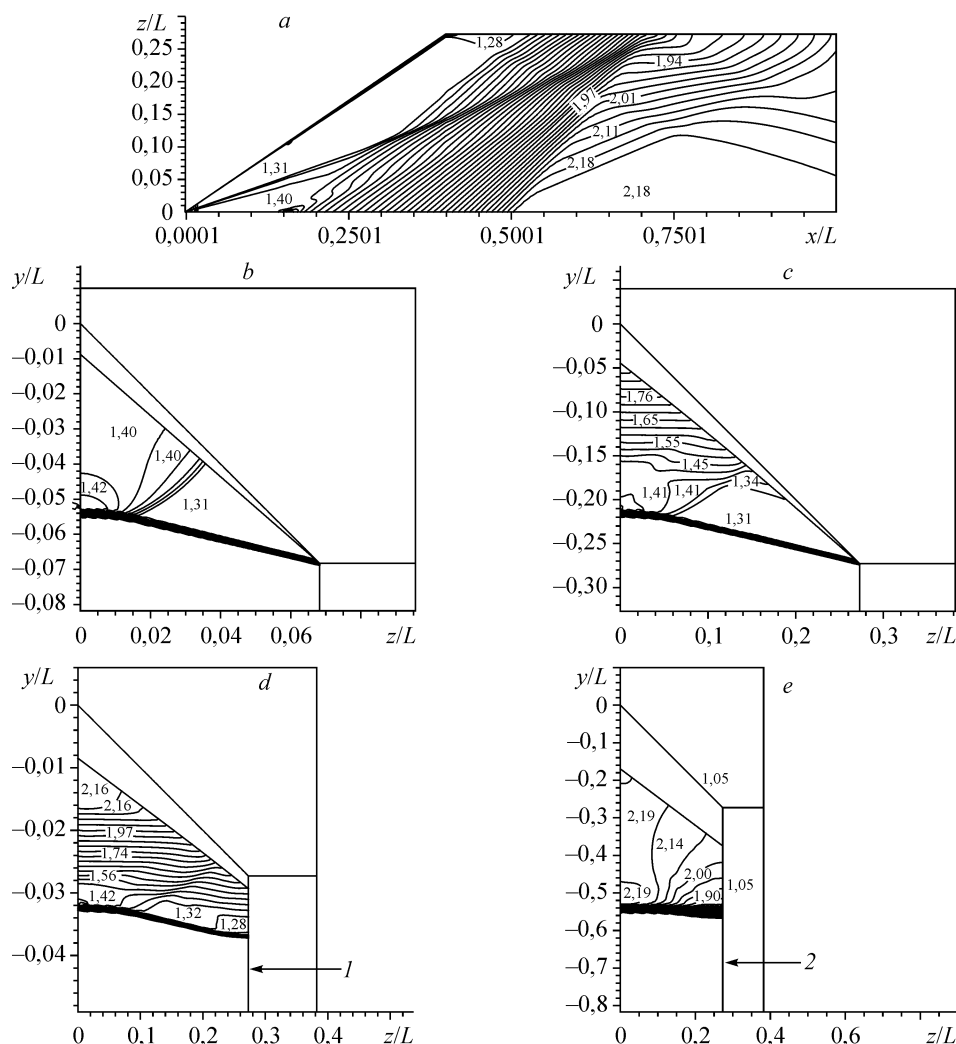


Рис. 10. Нерасчетный режим обтекания при  $M_\infty = 2,5$ .

Нижняя поверхность (a),  $x/L = 0,1$  (b),  $0,4$  (c),  $0,6$  (d),  $1$  (e); 1, 2 — передние кромки боковых щек.

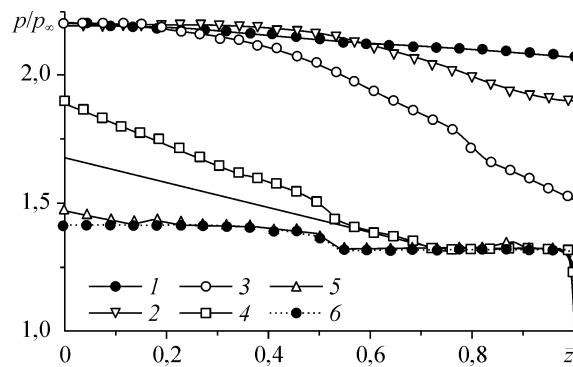


Рис. 11. Распределение давления в поперечных сечениях центрального тела при  $M_\infty = 2,5$ .  
 $x/L = 1$  (1), 0,8 (2), 0,6 (3), 0,4 (4), 0,2 (5), 0,1 (6).

в плоскости  $zOx$ . Головной скачок уплотнения в поперечном направлении “выползается” и при  $x/L = 1$  становится практически плоским, расположенным выше плоскости передних кромок боковых щек.

Распределение давления по размаху центрального тела демонстрируется на рис. 11 и характер этого распределения обусловлен описанной выше структурой течения. Так, в сечении  $x/L = 0,1$  имеются две области с практически постоянным давлением: вблизи передней кромки, а далее наблюдается скачкообразный рост давления, обусловленный внутренним скачком уплотнения. С увеличением продольной координаты область постоянного давления вблизи передней кромки уменьшается, при  $x/L > 0,45$  она уже отсутствует и в дальнейшем имеет место возрастание давления к плоскости симметрии тела. При этом поперечный градиент давления уменьшается и в конечном сечении, т. е. в сечении входа воздухозаборника, можно ожидать достаточно равномерное поле параметров потока.

Данные для режимов обтекания с числами Маха меньше расчетного ( $M_\infty < M_p$ ) получены при  $M_\infty = 1,8$  и приведены на рис. 12, 13. Носовая часть обтекает с выпуклым, присоединенным к передним кромкам, скачком уплотнения. Для этого режима характерно уменьшение давления по размаху к плоскости симметрии. Однако далее вниз по потоку при  $x/L > 0,4$  скачок уплотнения отсоединен от передних кромок боковых щек. Наблюдается перетекание потока во внешнюю область, передние кромки обечайки при этом обтекаются с образованием веера волн расширения. Несмотря на это, поле потока в конечном сечении воздухозаборника  $x/L = 1$  достаточно равномерно.

Представленные результаты по использованию течений с начальным скачком уплотнения и последующим изэнтропическим сжатием для построения трехмерных конфигурации воздухозаборников носят в некоторой степени концептуальный характер. В то же время проведенные исследования показывают, что возможно получение результатов, которые могут представлять интерес для разработки трехмерных воздухозаборников для малых сверхзвуковых скоростей полета. Для более полной оценки эффективности новых конфигураций требуется проведение дальнейших расчетных и экспериментальных исследований по обоснованию их характеристик.

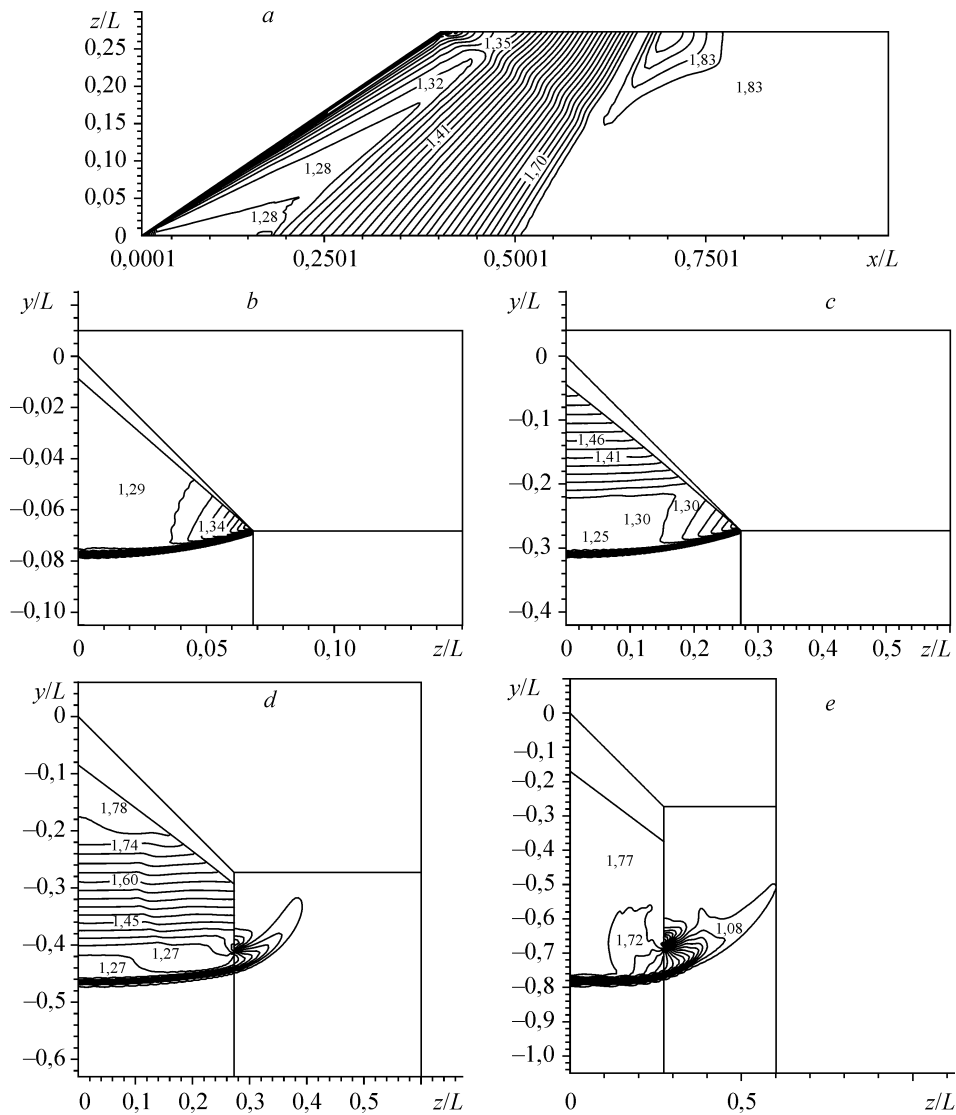
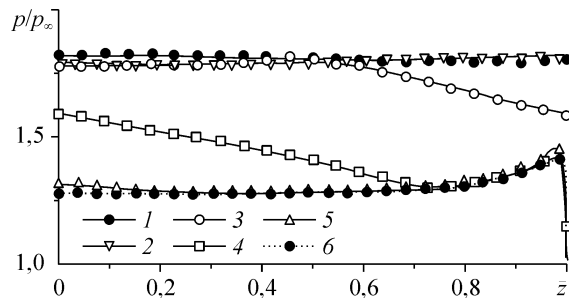


Рис. 12. Нерасчетный режим обтекания при  $M_\infty = 1,8$ .  
Нижняя поверхность (a),  $x/L = 0,1$  (b),  $0,4$  (c),  $0,6$  (d),  $1$  (e).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены возможности газодинамического конструирования трехмерных воздухозаборников для сверхзвуковых скоростей полета с использованием простейших исходных типов сверхзвуковых плоских течений с начальным скачком уплотнения и последующей центри-

Рис. 13. Распределение давления в поперечных сечениях центрального тела при  $M_\infty = 1,8$ .  
 $x/L = 1$  (1),  $0,8$  (2),  $0,6$  (3),  $0,4$  (4),  $0,2$  (5),  $0,1$  (6).



рованной волной сжатия. Использование такого исходного течения обеспечивает сжатие потока на входе с меньшими потерями полного давления по сравнению с плоскими скачковыми воздухозаборниками. Отмечены возможные преимущества построенных воздухозаборников. Численно, на основе уравнений Эйлера, проведены исследования структуры течения на расчетных и нерасчетных режимах обтекания.

Авторы выражают благодарность Рахимову Р.Д. за предоставленную возможность использования программ численного расчета.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Щепановский В.А., Готов Б.И.** Газодинамическое конструирование сверхзвуковых воздухозаборников. Новосибирск: Наука, 1993. 228 с.
2. **Готов Б.И., Затолока В.В.** О классе конвергентных воздухозаборников с плоскими стенками и стреловидностью переднего и заднего участков кромки воздухозаборников // Физическая газодинамика (Аэрофизические исследования). Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР. 1976. Вып. 6. С. 57–61.
3. **Готов Б.И., Затолока В.В.** Расчетное и экспериментальное исследование новых конфигураций конвергентных воздухозаборников с пространственными комбинациями течений. Новосибирск: Препринт ИТПМ СО АН СССР. 1983. № 30-83. 53 с.
4. **Гулько Ю.П., Затолока В.В., Юдинцев Ю.Н.** О классе форм гиперзвуковых летательных аппаратов с конвергентными воздухозаборниками, построенных из пространственных комбинаций V-образных тел // Исследования по гиперзвуковой аэродинамике. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978. С. 68–84.
5. **Готов Б.И., Затолока В.В.** Конвергентные входные диффузоры с начальным скачком и дополнительным внешним сжатием // Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1973. Вып. 2. С. 64–66.
6. **Готов Б.И., Затолока В.В.** Испытания модели конвергентного воздухозаборника с расчетным числом Маха 4 в диапазоне чисел Маха и углов атаки // Вопросы газодинамики (Аэрофизические исследования). Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975. Вып. 5. С. 231–233.
7. **Затолока В.В., Кисель Г.А.** Испытания гиперзвукового конвергентного воздухозаборника при  $M = 1,75-6$  // Вопросы газодинамики (Аэрофизические исследования). Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975. Вып. 5. С. 236–238.
8. **Готов Б.И., Затолока В.В., Кисель Г.А.** Испытания конвергентного входного диффузора под углами атаки 0–12 при числах Маха 8.4 и 11 // Вопросы газодинамики (Аэрофизические исследования). Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975. Вып. 5. С. 228–230.
9. **Гольдфельд М.А.** Экспериментальные исследования пространственных воздухозаборников для больших сверхзвуковых скоростей полета. Новосибирск: Препринт ИТПМ СО РАН. № 13-92. 1992. 56 с.
10. **Kudryavtsev A.N., Rakhimov R.D.** A marching procedure of numerical solution of two-dimensional and three-dimensional steady Euler equations using shock-capturing schemes // Proc. Inter. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR-98). Novosibirsk. 1998. Pt 1. P. 117–122.
11. **Goonko Yu.P., Kharitonov A.M., Kudryavtsev A.N., Mazhul I.I., Rakhimov R.D.** Euler simulations of the flow over a hypersonic convergent inlet integrated with a forebody compression surface // Europ. Congr. Computational Methods in Applied Science and Engng. Barcelona, 2000. CD-Rom Proc.
12. **Yee H.C., Warming R.F., Harten A.** Implicit total variation diminishing (TVD) schemes for steady-state calculations // J. Comput. Phys. 1985. Vol. 57, No. 3. P. 327–360.
13. **Einfeldt B., Munz C.D., Roe P.L., Sjogreen B.** On Godunov-type methods near low densities // J. Comput. Phys. 1991. Vol. 92, No. 2. P. 273–295.
14. **Anderson W.K., Thomas J.L., van Leer B.** Comparison of finite volume flux vector splittings for the Euler equations // AIAA J. 1986. Vol. 24, No. 9. P. 1453–1460.

*Статья поступила в редакцию 5 февраля 2010 г.*