

УДК 533.6.011.55

© 2001 г. Ю.П. ГУНЬКО, А.Н. КУДРЯВЦЕВ, И.И. МАЖУЛЬ,  
Р.Д. РАХИМОВ, А.М. ХАРИТОНОВ

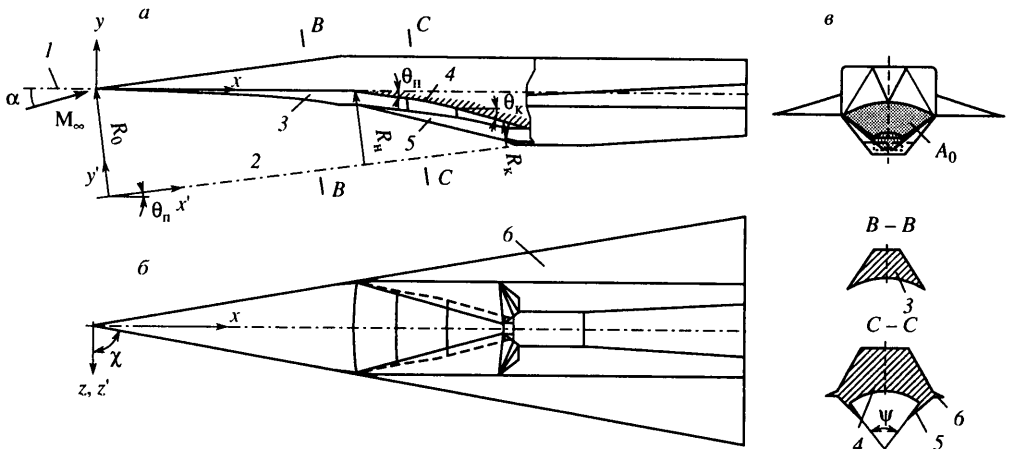
## О ГАЗОДИНАМИКЕ КОНВЕРГЕНТНОГО ВОЗДУХОЗАБОРНИКА, ИНТЕГРИРОВАННОГО С НОСОВОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ СЖАТИЯ

Исследована модельная конфигурация гиперзвукового летательного аппарата, реализующая принцип конвергентности сжатия по сходящимся в пространстве направлениям всей захватываемой воздухозаборником струи. Конфигурация включает конвергентный воздухозаборник, газодинамическое конструирование которого выполнено с использованием внутреннего осесимметричного сверхзвукового течения в сужающемся канале. Он интегрирован с носовой стреловидной поперечно-вогнутой поверхностью аппарата, формирующей при больших сверхзвуковых скоростях трехмерное, также конвергентное, течение сжатия. Приведены результаты численных и экспериментальных исследований при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 4$  и 6, показывающие основные особенности газодинамической структуры течения около носовой поверхности и клина внешнего сжатия воздухозаборника, а также во внутреннем канале.

В исследованиях характеристик гиперзвуковых летательных аппаратов с воздушно-реактивными двигателями рассматриваются два типа конфигураций. Во-первых, это традиционные с плоскими и квазиплоскими воздухозаборниками, расположенными под плоскими или слабо поперечно-выпуклыми несущими поверхностями планера. Во-вторых, конфигурации с трехмерными входными устройствами. Наиболее известным примером последних являются воздухозаборники с боковыми клиньями сжатия [1, 2]. К этому же классу относятся конвергентные воздухозаборники [3–7], в которых сжатие сверхзвукового потока осуществляется по сходящимся в пространстве направлениям. Их построение осуществляется методами газодинамического конструирования на некотором расчетном режиме, для которого аналитически или численно определяется базовое сверхзвуковое течение меньшей размерности. Поверхности тела сжатия воздухозаборника следуют по линиям тока либо непосредственно этого течения, либо его комбинаций. Использовались как осесимметричные течения во внутренних каналах [3–5], так и комбинирование плоских течений, образующихся при обтекании стреловидных клиньев и V-образных тел [5–8].

Конвергентные воздухозаборники имеют компактную, близкую к круговой, форму поперечного сечения входного участка внутреннего канала. Это обеспечивает малую омываемую площадь внутреннего канала гиперзвуковых воздушно-реактивных двигателей и облегчает их теплозащиту. В конвергентных воздухозаборниках достигается также более высокая степень внешнего сжатия потока по сравнению с плоскими при тех же углах наклона поверхностей, что подтверждено экспериментально [9–12].

Достаточно простыми и привлекательными являются конвергентные воздухозаборники, для построения начального участка сжатия которых используются осесимметричные течения в сужающихся конических каналах [4, 5]. Однако они имеют "лотковые" поперечно-вогнутые поверхности сжатия, которые сложно сопрягать с поверхностью летательного аппарата, обычно поперечно-выпуклой или близкой к плоской. В связи с этим рассматривались несущие конфигурации со стреловидными, также поперечно-вогнутыми, поверхностями сжатия [13–15], с которыми



Фиг. 1. Общий вид модельной конфигурации: а, б, в – сбоку, снизу и спереди; 1 – строительная ось модели; 2 – ось для построения носовой части и воздухозаборника; 3 – поверхность предварительного сжатия для воздухозаборника; 4 – клин внешнего сжатия; 5 – боковые щеки; 6 – крыло

просто komponуются лотковые конвергентные воздухозаборники. Как показали проведенные численные исследования, эти конфигурации при больших сверхзвуковых скоростях формируют трехмерные течения сжатия со сходящимися на поверхности линиями тока. При этом реализуется продольный градиент давления и в конечном сечении достигается степень сжатия более высокая, чем например, на треугольных крыльях той же стреловидности с плоской или вогнутой конической нижней поверхностью. Указанные поперечно-вогнутые поверхности, используемые как носовые поверхности предварительного сжатия, в компоновке с лотковыми воздухозаборниками позволяют в полной мере реализовать принцип конвергентности сжатия всей струи, захватываемой в набегающем потоке и проходящей через двигатель. Такие конфигурации являются новыми, их обтекание и аэрогазодинамические свойства мало изучены.

До настоящего времени экспериментально определены лишь характеристики изолированных конвергентных воздухозаборников [5, 7, 9–12]. Представленная работа направлена на реализацию и исследование концепции аэродинамической конфигурации с конвергентным воздухозаборником, интегрированным с носовой конвергентной поверхностью сжатия.

**1. Описание модельной конфигурации.** Общий вид разработанной интегрированной конфигурации гиперзвукового летательного аппарата с конвергентными воздухозаборником и носовой поверхностью сжатия представлен на фиг. 1.

Носовая часть несущего корпуса имеет пирамидальную форму. Вдоль ее нижней поверхности 3 происходит предварительное сжатие струи, захватываемой воздухозаборником. Эта поверхность образуется треугольной в плане вырезкой из усеченного конуса, обращенного вершиной вниз по потоку, т.е. она является поверхностью вращения с уменьшающимся по длине радиусом ( $R_n < R_0$ ). Угол полуотствора конуса  $\theta_n$  равен  $7,5^\circ$  относительно ее проектной оси 2, которая наклонена под углом  $7,5^\circ$  к конструктивной оси 1 модели так, что прямолинейная образующая поверхности 3 в плоскости симметрии расположена вдоль оси 1. Стреловидность передних кромок  $\chi = 80^\circ$  поверхности выбрана согласно общей дельтовидной форме в плане модельной конфигурации. Форма носовой поверхности сжатия соответствует данным [15, 16], показывающим, что стреловидные поверхности, радиус поперечной кривизны которых уменьшается вниз по потоку, при их обтекании под углом атаки потоком с

большой сверхзвуковой скоростью, формируют трехмерные конвергентные течения сжатия.

С носовой поперечно-вогнутой поверхностью komponуется конвергентный лотковый воздухозаборник вида [4], для построения которого рассчитывается сверхзвуковое течение в сужающемся коническом канале. Он имеет клин внешнего сжатия 4 с поперечно-вогнутым контуром поверхности, а также боковые щеки 5 со стреловидной прямолинейной передней кромкой.

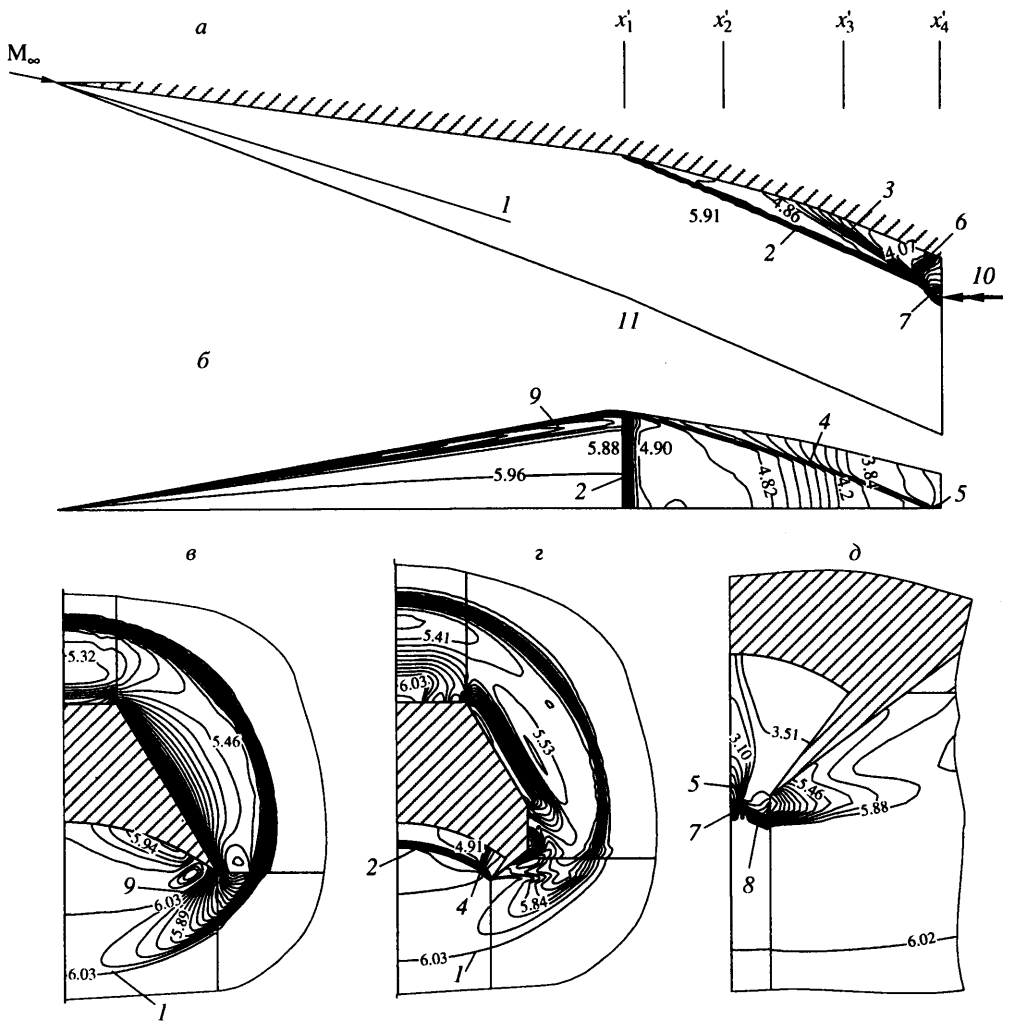
При разработке модели предварительно были проведены построение и анализ характеристик изолированного воздухозаборника с расчетным числом  $M_p = 6$ . Базовое осесимметричное течение, исходное для построения, находилось методом характеристик. Применительно к модели были определены значения начального угла клина внешнего сжатия  $\theta_n = 7,5^\circ$ , конечного угла  $\theta_k = 15^\circ$  и угла секторной вырезки  $\psi = 75^\circ$ . Однако такой изолированный воздухозаборник не может быть непосредственно сконструирован с рассматриваемой носовой поперечно-вогнутой поверхностью сжатия из-за несовпадения их конструктивных осей и сложности сопряжения поверхностей вращения. Поэтому для его построения в системе летательного аппарата была выбрана наклонная ось 2, общая с носовой поверхностью сжатия.

Для воздухозаборника в системе летательного аппарата были сохранены значения углов  $\theta_n$ ,  $\theta_k$  и  $\psi$ , однако радиусы поверхности вогнутого клина сжатия, в частности начальный  $R_n$  и конечный  $R_k$ , задавались от общей оси 2, так что они оставались измененными по сравнению с исходным изолированным. Кроме того, нормали внутренних граней боковых щек имели наклон около  $6^\circ$  по отношению к продольной оси конфигурации, что является следствием сопряжения с носовой частью. Заметим, что для изолированного воздухозаборника на расчетном режиме эти грани боковых щек параллельны направлению набегающего потока.

Рассматриваемая модельная конфигурация в целом имела относительные параметры: удлинение общей несущей поверхности в плане  $\lambda = l^2/S_{пл} = 0,709$  (где  $l$  – размах,  $S_{пл}$  – площадь конфигурации в плане); площадь крыла  $S_{кр}/S_{пл} = 0,35$ ; толщину клиновидного профиля крыла с плоской нижней поверхностью  $0,0524$ ; площади миделевого сечения фюзеляжа с мотогондолой  $F_m/S_{пл} = 0,104$  и лобовой поверхности воздухозаборника  $A_0/S_{пл} = 0,034$ ; площади поперечных сечений входа и горла воздухозаборника  $A_{вх}/A_0 = 0,121$  и  $A_r/A_0 = 0,123$ . Габаритные размеры модели, испытанной в аэродинамической трубе, равнялись (в мм): длина 750, размах 264,5, высота 100, ширина и высота корпуса без мотогондолы соответственно 108 и 40, длина носовой части корпуса до передней кромки клина сжатия воздухозаборника 300.

**2. Численное решение задачи обтекания носовой части с конвергентным воздухозаборником.** Для исследования невязкого трехмерного сверхзвукового стационарного течения около рассматриваемой конфигурации проводилось численное решение уравнений Эйлера методом конечных объемов. Интегрирование вдоль маршевого направления выполнено с помощью сохраняющих монотонность решения явных TVD-схем Рунге – Кутты высоких порядков аппроксимации (до третьего) [17], позволяющих проводить сквозной счет течений с газодинамическими разрывами без введения искусственной вязкости. Для восстановления на гранях ячеек газодинамических параметров из их величин, осредненных по объему, был применен метод MUSCL ван Леера третьего порядка аппроксимации [18]. Потoki на гранях между расчетными ячейками определялись из решения задачи о взаимодействии сверхзвуковых потоков, для чего использовался приближенный метод Хартена-Лакса – ван Леера – Айнфельдта [19], отличительной чертой которого является его высокая надежность при моделировании гиперзвуковых течений. Примененный алгоритм подробно описан в [20].

Вследствие сложной геометрии исследуемой конфигурации при построении расчетной сетки был использован многоблочный подход. В каждом поперечном сечении вычислительная область разбивалась на несколько зон. Узлы на границах между соседними зонами являлись общими, внутри различных зон сетки генерировались



Фиг. 2. Изолинии чисел Маха в плоскости симметрии (а) и на поверхности сжатия при виде в плане (б) и в поперечных сечениях (в, г, д) при  $M_\infty = 6$ : 1 – носовой скачок уплотнения; 2 – скачок уплотнения от клина внешнего сжатия воздухозаборника; 3 – изоэнтропическая волна сжатия; 4 – боковой скачок уплотнения; 5 – отраженный боковой скачок уплотнения; 6 – пересечение боковых скачков в плоскости симметрии; 7 – результирующий скачок; 8 – результирующий скачок уплотнения над щечкой; 9 – волна расширения при поперечном перетекании; 10 – положение передней кромки обечайки воздухозаборника; 11 – граница расчетной области

полностью независимо. В зоне, соответствующей течению в области сжатия собственно воздухозаборника, использована более густая расчетная сетка. Полное число ячеек в каждом вычислительном поперечном сечении равнялось приблизительно  $1,5 \cdot 10^4$ , при этом число шагов в маршевом направлении при интегрировании до сечения входа в канал составляло около  $8 \cdot 10^3$ .

Расчеты обтекания проведены для носовой части модельной конфигурации до сечения входа в канал воздухозаборника, при этом использовалась система координат  $x'y'z'$ , связанная с осью 2, общей для построения носовой поверхности и воздухозаборника (фиг. 1). Учитывая симметрию модели, рассчитывалась половина конфигу-

рации. Угол атаки  $\alpha$  определялся в системе координат  $x, y, z$ , связанной с конструктивной осью  $l$  модели, он соответствовал углу наклона носовой поверхности сжатия (в плоскости симметрии) к направлению набегающего потока. Реальная модель включала крыло, начинающееся вблизи концевое сечения пирамидальной носовой части, однако предполагалось, что оно оказывало слабое влияние на обтекание участка внешнего сжатия воздухозаборника и в расчетах не учитывалось.

Основные расчеты проведены при  $M_\infty = 4$  и  $6$  в диапазоне углов атаки  $\alpha = 0-7,5^\circ$ . Пример рассчитанных характеристик обтекания конфигурации при  $M_\infty = 6$  и  $\alpha = 0$  приводится на фиг. 2. Представлены изолинии чисел Маха в плоскости симметрии (фиг. 2, а) и на поверхностях сжатия при виде в плане (фиг. 2, б), а также в поперечных сечениях (фиг. 2, в-д) с относительными продольными координатами  $x'_1/L' = 0,64$ ,  $x'_2/L' = 0,75$  и  $x'_4/L' = 1$ . Здесь  $L' = 462,6$  мм – длина конфигурации от носка до сечения входа в канал воздухозаборника в системе координат  $x'y'z'$ . Координаты  $x'_1$  и  $x'_2$  соответствуют сечениям носовой поверхности сжатия непосредственно перед воздухозаборником и вблизи начала изэнтропического участка клина внешнего сжатия ( $x'_1/L' = 0,77$ ),  $x'_4$  – сечению, проходящему через переднюю кромку обечайки воздухозаборника. Положение этих сечений отмечено на фиг. 2. На этой фигуре показано также положение сечения  $x'_3$  ( $x'_3/L' = 0,89$ ), которое соответствует концу изэнтропического участка сжатия воздухозаборника.

Проведенные расчеты показывают, что течение около исследуемой конфигурации носит сложный трехмерный характер.

При рассматриваемых сверхзвуковых скоростях обтекание пирамидальной носовой части модели не зависит от установленного ниже по потоку воздухозаборника. Для ее обратной конической поперечно-вогнутой поверхности, обтекаемой под углом атаки потоком с большой сверхзвуковой скоростью, характерен эффект конвергентности течения, который проявляется в сходимости линий тока к плоскости симметрии и соответственно в увеличении давления вниз по потоку вдоль поверхности [15, 16]. Следует отметить, что в отличие от этого, например, для обычной конической поперечно-вогнутой поверхности сжатия параметры потока постоянны вдоль конических образующих, исходящих из вершины, и указанный эффект повышения давления не имеет места.

При  $\alpha = 0$ , когда обратная коническая поверхность сжатия расположена по потоку, эффект конвергентности не должен проявляться. Так, расчеты показывают, что в этом случае на носовой поверхности сжатия модельной конфигурации в плоскости симметрии до сечения  $x'_1$  давление практически постоянно и близко к значению в набегающем потоке.

В то же время при  $M_\infty = 4$  и углах атаки  $\alpha = 5$  и  $7,5^\circ$  давление повышается к концу носовой поверхности примерно на 6%, т.е. имеет место слабо выраженный эффект конвергентности течения в продольном направлении. Для рассматриваемой конфигурации он ослаблен из-за того, что стреловидные передние кромки конфигурации являются дозвуковыми, а верхняя и боковые поверхности носовой части имеют достаточно большой наклон  $7,5-8^\circ$  к строительной оси модели. Поэтому при  $\alpha < 8^\circ$  эти поверхности формируют течение сжатия, которое приводит к поперечному перетеканию потока с боковых поверхностей на нижнюю. Это можно видеть, например, по вееру изолиний Маха  $\eta$  на боковой кромке контура обтекаемого тела в поперечном сечении  $x'_1$  (фиг. 2, в).

Течение около носовой части в компоновке с воздухозаборником включает прежде всего следующие газодинамические структуры (фиг. 2, а).

Поперечно-выпуклый скачок уплотнения  $l$ , образующийся под носовой поверхностью сжатия и исходящий от носка конфигурации. При  $\alpha \leq 0$  он вырождается в поверхность характеристических линий Маха.

Поперечно-вогнутый скачок уплотнения 2, формируемый клином внешнего сжатия воздухозаборника.

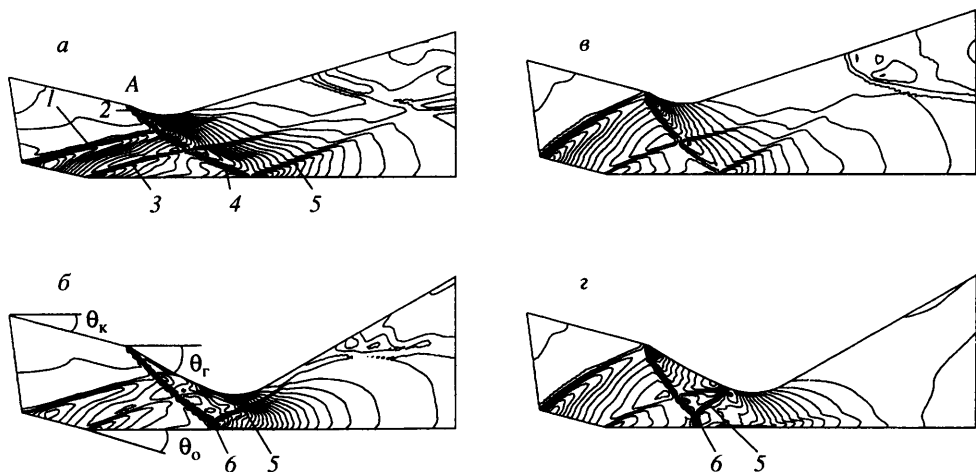
Изоэнтропическую волну сжатия 3, образующуюся на криволинейном участке клина воздухозаборника.

Характерной особенностью течения являются внутренние боковые скачки уплотнения 4 (фиг. 2, б), исходящие от вершин щек воздухозаборника и направленные к плоскости симметрии. Эти скачки имеют место уже при  $\alpha = 0$  и усиливаются с увеличением угла атаки. Возникновение их связано с тем, что нормали внутренних граней боковых щек рассматриваемого модельного воздухозаборника имеют наклон около  $6^\circ$  по отношению к продольной оси конфигурации. В то же время местный поток, образующийся при обтекании носовой поверхности сжатия и набегающий на клин сжатия воздухозаборника, в основном направлен параллельно образующей носовой поверхности в плоскости симметрии. Так, по данным численного расчета при  $M_\infty = 4$  и  $6$  отклонения вектора скорости от плоскости симметрии при  $\alpha = 5^\circ$  вблизи передних кромок не превышают  $3,5^\circ$ , причем эти отклонения способствуют увеличению углов атаки местного потока, набегающего на боковые щеки.

Боковые скачки уплотнения 4 взаимодействуют друг с другом в плоскости симметрии, что приводит к возникновению боковых, отраженных от плоскости симметрии скачков уплотнения 5 (фиг. 2, б). Линия б их пересечения в плоскости симметрии видна на фиг. 2, а. В зависимости от параметров набегающего потока отраженные скачки уплотнения 5 могут или непосредственно попадать на вход воздухозаборника ( $M_\infty = 6$  и  $\alpha = 0-7,5^\circ$ ), или падать на поверхность боковых щек перед входом ( $M_\infty = 4$  и  $\alpha = 0-7,5^\circ$ ). В последнем случае на вход воздухозаборника попадают уже вторичные боковые скачки уплотнения, отраженные от щек. Таким образом, боковые скачки от щек существенным образом влияют на характер распределения параметров потока в сечении входа воздухозаборника.

Следует отметить, что боковые скачки 4, начиная с вершин щек, взаимодействуют с поперечно-вогнутым скачком 2, который формируется клином внешнего сжатия, как это можно видеть, например, в сечении  $x'_2$  (фиг. 2, з). Кроме того, перед сечением входа в канал воздухозаборника происходит тройное взаимодействие скачка 2, изоэнтропической волны сжатия 3 и боковых скачков 4 и 5. В результате образуется сложная система результирующих скачков уплотнения, включающая характерный локально "вспученный" скачок уплотнения 7 и скачки 8 над щеками, что можно видеть, например, по сгущениям изолиний числа Маха в сечении входа (фиг. 2, д). С уменьшением  $M_\infty$  или с увеличением  $\alpha$  размеры области указанного взаимодействия возрастают. Результирующие скачки, образующиеся при этом взаимодействии, в исследованном диапазоне параметров набегающего потока проходят над боковыми щеками и над передней кромкой обечайки, т.е. перед входом происходит перетекание потока в продольном направлении над обечайкой и в боковом направлении над щеками.

**3. Численное исследование течения во внутреннем канале воздухозаборника.** Результаты расчетов внешнего обтекания воздухозаборника совместно с носовой частью конфигурации послужили в качестве исходных данных для проведения нестационарных расчетов трехмерного сверхзвукового течения во внутреннем канале мотогондолы. Стационарное течение внутри канала находилось методом установления. Интегрирование по времени осуществлялось с помощью TVD-схемы Рунге – Кутты третьего порядка аппроксимации, представленной в [21], а вычисление потоков газодинамических величин между ячейками расчетной сетки выполнялось методом [19]. На выходной границе внутреннего канала все величины определялись экстраполяцией изнутри расчетной области, т.е. использовались условия сверхзвукового истечения из протока. В начальный момент времени значения газодинамических параметров в расчетных ячейках всех поперечных сечений задавались равными их значениям в соответствующих ячейках первого сечения, совпадающего с плоскостью



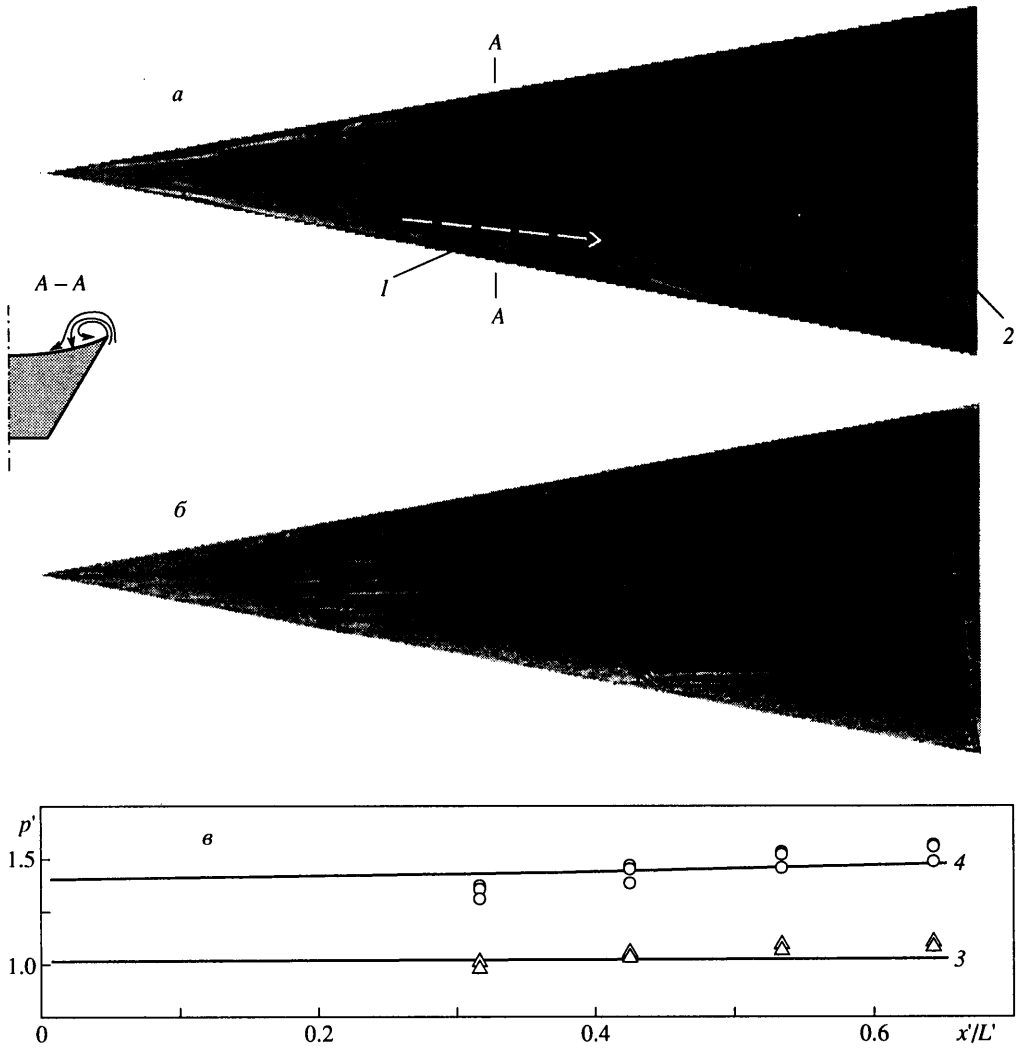
Фиг. 3. Линии равных плотностей в плоскости симметрии внутреннего канала воздухозаборника: *a* –  $M_\infty = 6$  и  $h_r = 14,4$  мм; *б* – 6 и 7; *в* – 4 и 14,4; *г* – 4 и 7; 1 – скачок уплотнения от обечайки; 2 – скачок на начальном участке горла; 3 – скачок от излома обечайки; 4 – падающий на обечайку скачок уплотнения; 5 – отраженный скачок; 6 – ножка Маха

входа в канал. Так как воздухозаборник имеет продольную плоскость симметрии, вычислительная область включала только половину всего канала. Расчетная сетка содержала  $27,3 \cdot 10^4$  ячеек ( $175 \times 41 \times 38$ ).

Расчеты проведены при числах  $M_\infty = 4$  и 6 и  $\alpha = 0$  для двух значений высоты горла  $h_r = 14,4$  и 7 мм (соответственно  $A_r/A_0 = 0,127$  и  $0,0665$ ). Следует отметить, что для рассматриваемой модельной конфигурации форма поперечного сечения внутреннего канала воздухозаборника изменяется от трапецевидной на входе до прямоугольной в горле. Расчетный канал не имеет сужения на выходе и не может привести к запырению в нем сверхзвукового течения за горлом воздухозаборника.

О структуре потока можно судить по изолиниям плотностей в плоскости симметрии канала (фиг. 3). Несмотря на то что углы наклона обечайки и клина сжатия на входе равны ( $\theta_0 = \theta_k = 15^\circ$ ), вследствие неравномерности потока во входном сечении и его непараллельности поверхности клина сжатия на передней кромке обечайки возникает скачок уплотнения 1. Вследствие криволинейной формы передней кромки обечайки этот скачок образуется как поперечно-выпуклый. При числе  $M_\infty = 6$  для рассмотренных значений высот горла скачок от передней кромки обечайки взаимодействует со скачком уплотнения 2, возникающим в месте сопряжения клина воздухозаборника и начала криволинейного участка горла с углом наклона  $\theta_r = 22,5^\circ$  (точка А, фиг. 3, *a*). Для  $M_\infty = 4$  точка взаимодействия указанных скачков находится практически в точке излома поверхности (фиг. 3, *в*, *г*). Следует также отметить наличие скачка уплотнения 3, возникающего на изломе поверхности обечайки. Кроме того, в сечении входа в канал воздухозаборника боковые стенки также имеют излом поверхности, на которых возникают внутренние боковые скачки, следы которых не проявляются в плоскости симметрии.

В целом при высоте горла  $h_r = 14,4$  мм, течение при  $M_\infty = 6$  и 4 является всюду сверхзвуковым со сложной структурой взаимодействующих в канале скачков уплотнения. С уменьшением высоты горла до 7 мм при падении скачка уплотнения 4 на верхнюю поверхность обечайки имеет место нерегулярное его отражение с возникновением небольшой ножки Маха 6. В этом случае картины течения при  $M_\infty = 6$  и 4 различаются принципиально. При числе Маха, равном 6, возникший при нерегулярном отражении от верхней поверхности обечайки скачок уплотнения 5 попадает за

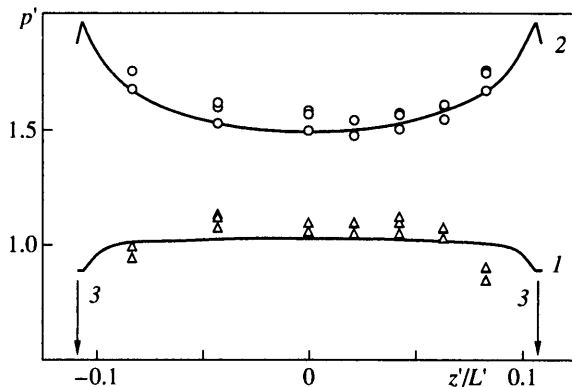


Фиг. 4. Саже-масляная картина предельных линий тока (*а, б*) и распределение давления в плоскости симметрии (*в*) на поверхности носовой части при  $M_\infty = 4$ : *а, б* –  $\alpha = 0$  и  $5^\circ$ ; *1* – линия присоединения; *2* – передняя кромка воздухозаборника; *3, 4* –  $\alpha = 0$  и  $5^\circ$ ; символы – эксперимент; кривые – численный расчет

горлом в расширяющийся участок внутреннего канала и не вызывает изменения структуры течения на входе в канал (фиг. 3, б). Однако при  $M_\infty = 4$  указанный скачок уплотнения падает на поверхность перед сечением горла канала (фиг. 3, з). Такое течение является неустойчивым, в расчетах наблюдаются возрастание размеров ножки Маха и перемещение системы скачков с нерегулярным отражением от поверхности обечайки вперед по потоку. В результате происходит разрушение сверхзвукового режима втекания в канал воздухозаборника и реализуется режим с выбитым головным скачком на входе.

Таким образом, проведенные численные расчеты внутреннего невязкого течения дают общее представление о возможной структуре сверхзвукового потока во входном канале воздухозаборника и возникающих в нем скачков уплотнения.



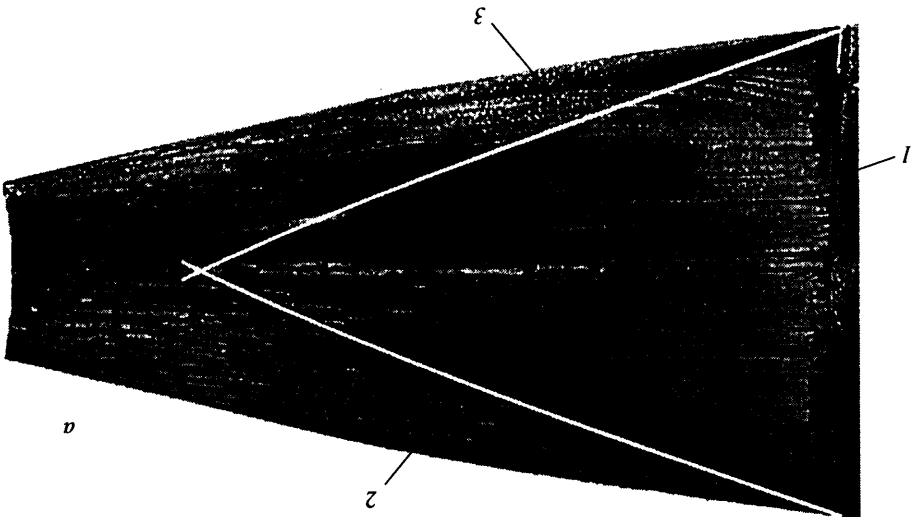
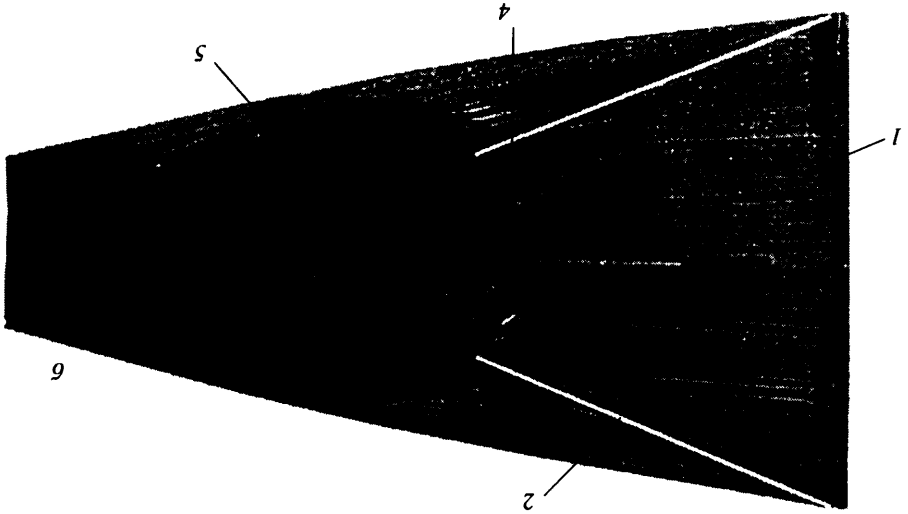
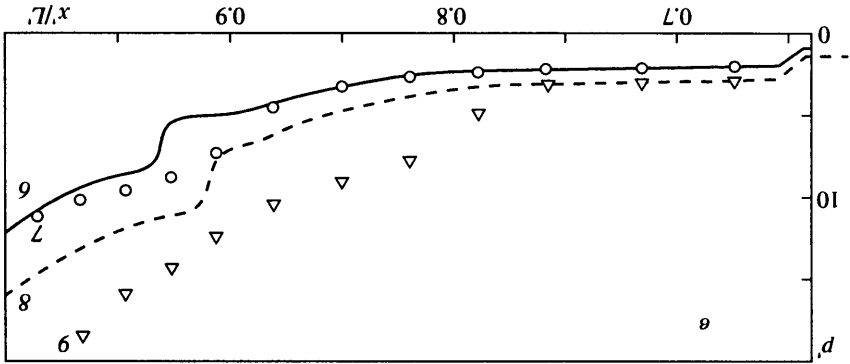


Фиг. 5. Распределение давления в поперечном сечении  $x'_1$  носовой части при  $M_\infty = 4$ : 1, 2 –  $\alpha = 0$  и  $5^\circ$ ; 3 – передние кромки; символы – эксперимент; кривые – численный расчет

**4. Результаты экспериментального исследования.** Испытания модели проведены в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН [22] при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 4,05$  (число Рейнольдса  $Re_1 = 5 \cdot 10^7$  1/м, скоростной напор  $q_\infty = 7,5 \cdot 10^4$  Н/м<sup>2</sup>). Измерение давлений осуществлялось с помощью многоканального измерителя МИД-100 [23] с диапазонами измерений 0–10<sup>5</sup> и 0–6 · 10<sup>5</sup> Н/м<sup>2</sup> и абсолютной погрешностью  $\Delta_p$  не более 0,3% от верхнего предела измерительного диапазона. Получены также саже-масляные спектры обтекания поверхностей внешнего сжатия струи, захватываемой воздухозаборником.

Результаты измерений продольного распределения давления  $p' = p/p_\infty$  на носовой поверхности сжатия, в плоскости симметрии и в сечении  $x'_1$  ( $x'_1/L' = 0,633$ ) представлены на фиг. 4, в и 5 для  $M_\infty = 4$ ,  $\alpha = 0$  и  $5^\circ$  в сравнении с расчетным ( $x'_1/L' = 0,64$ ). Как уже отмечалось, численные расчеты показывают, что при  $\alpha > 0$  должен проявляться эффект повышения давления вдоль поверхности вниз по потоку. Экспериментально некоторое возрастание давления в этом направлении (фиг. 4, в) наблюдается как при  $\alpha = 0$ , так и при  $\alpha = 5^\circ$ . Характер расчетного поперечного распределения давления достаточно хорошо согласуется с экспериментальным (фиг. 5). При  $\alpha = 0$  поперечный профиль давления является выпуклым, а с увеличением  $\alpha$  он становится вогнутым, как при  $\alpha = 5^\circ$ . Расхождение расчетных и экспериментальных распределений давления в продольном и поперечном направлениях не превосходит или сопоставимо с погрешностью измерений, которая в данном случае составляет  $\Delta'_p = \Delta_p / p_\infty = \pm 0,15$ .

Саже-масляная картина предельных линий тока на носовой поверхности сжатия при  $M_\infty = 4$ ,  $\alpha = 0$  и  $5^\circ$  (фиг. 4, а, б) показывает, что при  $\alpha = 0$  имеет место отрыв потока (с линией присоединения 1) вдоль стреловидных передних кромок с образованием продольных вихрей (сечение А–А). Это обусловлено тем, что при обтекании носовой части происходит сжатие потока на ее боковых гранях и возникает поперечное перетекание потока на нижнюю поверхность, на что также указывают результаты численных расчетов, приведенные выше (фиг. 2, в). При угле атаки  $\alpha = 5^\circ$  отмеченный отрыв потока и образование вихрей уже не наблюдается. На этом режиме, по данным расчетов, имеется отмеченное поперечное перетекание, но оно слабое и поперечный градиент давления на поверхности при этом, по-видимому, недостаточен, чтобы вызвать отрыв. Таким образом, в условиях обтекания рассмотренной конфигурации при малых углах  $\alpha < 5^\circ$  реально имеет место структура обте-



кания носовой поверхности сжатия с отрывом потока и образованием вихрей вдоль ее передних стреловидных кромок.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по распределению давления в плоскости симметрии клина внешнего сжатия воздухозаборника представлено на фиг. 6, в. Наблюдается скачкообразное возрастание давления на передней кромке воздухозаборника (при  $x'_1/L' = 0,64$ ) и далее его увеличение на поперечно-вогнутой поверхности клина сжатия. Экспериментальные значения давления начинают интенсивно нарастать на участке перед входом в канал воздухозаборника ( $0,89 \leq x'/L' \leq 1$ ) при  $\alpha = 0$  и на участке изоэнтропического сжатия ( $0,77 \leq x'/L' \leq 0,89$ ) при  $\alpha = 5^\circ$ . Результаты численных расчетов показывают, что боковые скачки уплотнения 2 от щек воздухозаборника, положение которых показано на фиг. 6, а, б, взаимодействуют между собой в плоскости симметрии за участком изоэнтропического сжатия. В точках пересечения боковых скачков уплотнения в расчетах наблюдается скачок давления ( $x'/L' \approx 0,93$  и  $0,91$  при  $\alpha = 0$  и  $5^\circ$ ). С этим связан отмеченный при  $\alpha = 0$  рост давления на участке перед входом в канал воздухозаборника. Экспериментальные значения давления повышаются здесь плавно, что можно объяснить эффектами взаимодействия боковых скачков с пограничным слоем. Следует отметить, что при  $M_\infty = 4$  и  $\alpha = 0$  реализован режим запуска воздухозаборника со сверхзвуковым втеканием на входе и совпадение экспериментальных и расчетных результатов можно считать достаточно хорошим на всем участке внешнего сжатия воздухозаборника. Их расхождение вне зоны пересечения боковых скачков не превосходит погрешность измерений, составляющую  $\Delta'_p = \pm 0,9$ .

При  $\alpha = 5^\circ$  реализуется режим незапуска воздухозаборника с выбитым головным скачком на входе и сходимость расчетных и экспериментальных данных имеет место только на начальном участке клина воздухозаборника ( $x'/L' \leq 0,77$ ). Точка вдоль продольного контура воздухозаборника, начиная с которой проявляется отклонение расчетного профиля давления от экспериментального, перемещается вперед с увеличением  $\alpha$ . Характер изменения давления перед входом связан с возникновением здесь поперечного отрыва пограничного слоя, индуцируемого выбитым головным скачком.

Саже-масляная картина предельных линий тока на клине внешнего сжатия воздухозаборника для  $M_\infty = 4$ ,  $\alpha = 0$  и  $5^\circ$  представлена на фиг. 6, а, б. При  $\alpha = 0$  обтекание клина воздухозаборника происходит без поперечных отрывов пограничного слоя. Однако вблизи вершин боковых щек наблюдаются искривленные линии стекания 3, которые можно интерпретировать как зарождающиеся линии отрыва, распространяющиеся вниз по течению вдоль щек.

При угле атаки  $\alpha = 5^\circ$  образуется поперечный отрыв пограничного слоя уже на начальном участке изоэнтропического сжатия. В данном случае взаимодействие боковых скачков уплотнения 2 с головным скачком на входе, возникающем вследствие режима незапуска воздухозаборника, приводит к образованию на поверхности клина внешнего сжатия сложной центральной отрывной зоны с дугообразной начальной линией отрыва 4. В этой зоне образуются два характерных симметричных вихря 5, которые можно назвать торнадообразными. Подобные вихри отмечены в исследованиях изолированных конвергентных воздухозаборников [5, 7], а также при взаимодействии плоского скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на пластине, ограниченной боковыми стенками [24–26].

---

Фиг. 6. Саже-масляная картина предельных линий тока для  $\alpha = 0$  (а) и  $5^\circ$  (б) и распределения давления в плоскости симметрии (в) клина внешнего сжатия воздухозаборника при  $M_\infty = 4$ : 1 – передняя кромка воздухозаборника; 2 – расчетное положение боковых скачков уплотнения; 3 – боковые линии стекания; 4 – линия поперечного отрыва; 5 – симметричные торнадообразные вихри; 6, 7 –  $\alpha = 0$ ; 8, 9 –  $\alpha = 5^\circ$ ; символы – эксперимент; кривые – численный расчет

Таким образом, главной причиной расхождения расчетных и экспериментальных данных по распределению давления на клине сжатия перед входом при  $M_\infty = 4$  и  $\alpha \geq 5^\circ$  является режим незапуска воздухозаборника, образование выбитого головного скачка и индуцированного им сложного отрыва пограничного слоя перед входом в канал воздухозаборника.

**Заключение.** Проведено расчетное и экспериментальное исследование обтекания аэродинамической конфигурации гиперзвукового летательного аппарата новой концепции с лотковым конвергентным воздухозаборником, интегрированным с носовой поперечно-вогнутой конвергентной поверхностью сжатия. Изучено сложное трехмерное течение около носовой части и воздухозаборника, выявлены газодинамические структуры, определяющие характер обтекания поверхностей сжатия исследуемой конфигурации. Совместные численные расчеты и физические эксперименты позволили адекватно интерпретировать основные особенности течения, наблюдаемые экспериментально. Существенно, что при обтекании воздухозаборника возникают трехмерные скачки уплотнения, взаимодействующие между собой и с пограничным слоем, причем в последнем случае образуются сложные косые и поперечно-косые отрывы. Несмотря на то что реальное обтекание носовой части с воздухозаборником осложнено вязкостными эффектами, проведенные сравнения расчетных и экспериментальных данных демонстрируют удовлетворительное их соответствие в областях течения без отрывов пограничного слоя.

Работа выполнена в Институте теоретической и прикладной механики СО РАН при финансовой поддержке Франко-русского центра по прикладной математике и информатике им. А.М. Ляпунова.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Trexler C.A.* Performance of an inlet for an integrated scramjet concepts // *J. Aircraft.* 1974. V. 11. № 9. P. 589–591.
2. *Vinogradov V.A., Stepanov V.A., Alexandrovich E.V.* Numerical and experimental investigation of airframe-integrated inlet for high velocities // *AIAA Paper.* 1989. № 89–2679. 8 p.
3. *Блохин А.М., Ветлуцкая Л.М., Гутов Б.И. и др.* Конвергентные входные диффузоры и осесимметричные сверхзвуковые конические течения сжатия Буземана // *Аэрофизические исследования.* Новосибирск: Изд-е Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1972. С. 105–108.
4. *Гутов Б.И., Затолока В.В.* Конвергентные входные диффузоры с начальным скачком и дополнительным внешним сжатием // *Аэрофизические исследования.* Новосибирск: Изд-е Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1973. Вып. 2. С. 64–66.
5. *Гутов Б.И.* Построение и исследование конвергентных течений сжатия применительно к гиперзвуковым и сверхзвуковым воздухозаборникам: Дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск: Ин-т теор. и прикл. механики СО АН СССР. 1981. 216 с.
6. *Гутов Б.И., Затолока В.В.* О классе конвергентных воздухозаборников с плоскими стенками и стреловидностью переднего и заднего участков передней кромки // *Физическая газодинамика.* Новосибирск: Изд-е Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1976. С. 57–61.
7. *Гутов Б.И., Затолока В.В.* Расчетное и экспериментальное исследование новых конфигураций конвергентных воздухозаборников с пространственными комбинациями течений: Препринт № 30. Новосибирск: Ин-т теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1983. 53 с.
8. *Гулько Ю.П., Затолока В.В., Юдинцев Ю.Н.* О классе форм гиперзвуковых летательных аппаратов с конвергентным воздухозаборником, построенных из пространственных комбинаций V-образных тел // *Исследования по гиперзвуковой аэродинамике.* Новосибирск: Изд-е Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1978. С. 68–84.
9. *Goldfeld M.A.* Experimental study of 3-D inlets for high supersonic flight velocities // *The Science Report of the International Center of Aerophysical Research.* Novosibirsk: ITAM SB RAS, 1994. № 5. 41 p.
10. *Гутов Б.И., Затолока В.В.* Испытания модели конвергентного воздухозаборника с расчетным числом Маха 4 в диапазоне чисел Маха и углов атаки // *Вопросы газодинамики.* Новосибирск: Изд-е Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1975. С. 231–233.

11. *Затолока В.В., Кисель Г.А.* Испытания гиперзвукового конвергентного воздухозаборника при  $M = 1,75-6$  // Вопросы газодинамики. Новосибирск: Изд-е Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1975. С. 236–238.
12. *Гутов Б.И., Затолока В.В., Кисель Г.А.* Испытания конвергентного входного диффузора под углами атаки  $0-12^\circ$  при числах Маха 8,4 и 11 // Вопросы газодинамики. Новосибирск: Изд-е Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1975. С. 228–230.
13. *Гулько Ю.П.* Газодинамическое конструирование аэродинамических конфигураций с конвергентными поверхностями сжатия и воздухозаборниками // Математическое моделирование, аэродинамика и газовая динамика. Новосибирск: Изд-е Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1995. С. 133–142.
14. *Гулько Ю.П.* Аэродинамические компоновки гиперзвуковых воздушнореактивных летательных аппаратов с конвергентными воздухозаборниками // Техника воздушного флота. 1996. Т. 70. № 5–6. С. 63–71.
15. *Гулько Ю.П., Маркелов Г.Н., Шашкин А.П.* Газодинамическое конструирование волнолетов с конвергентными поверхностями сжатия и воздухозаборниками // Сиб. физ.-техн. журн. 1993. Вып. 4. С. 47–55.
16. *Гулько Ю.П., Мажуль И.И., Рахимов Р.Д.* Численное исследование сверхзвукового обтекания несущих тел с поверхностями сжатия различной формы // Теплофизика и аэромеханика. 2000. № 1. С. 13–24.
17. *Yee H.C., Warming R.F., Harten A.* Implicit total variation diminishing (TVD) schemes for steady-state calculations // J. Comput. Phys. 1985. V. 57. № 3. P. 327–360.
18. *Anderson W.K., Thomas J.L., van Leer B.* Comparison of finite volume flux vector splitting for the Euler equations // AIAA Journal. 1986. V. 24. № 9. P. 1453–1460.
19. *Einfeldt B., Munz C.D., Roe P.L., Sjögren B.* On Godunov-type methods near low densities // J. Comput. Phys. 1991. V. 92. № 2. P. 273–295.
20. *Kudryavtsev A.N., Rakhimov R.D.* A marching procedure of numerical solution of two-dimensional and three-dimensional steady Euler equations using shockcapturing schemes // Proc. Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR-98). Novosibirsk, 1998. Pt 1. P. 117–122.
21. *Ivanov M.S., Kudryavtsev A.N., Gimelshein S.F., Markelov G.N.* Numerical simulation of three-dimensional regular and Mach reflections of shock waves in steady flows // Proc. 4<sup>th</sup> ECCOMAS CFD Conf. "Computational Fluid Dynamics'98". Athens, Greece, 1998. V. 1. Pt 2. P. 869–874.
22. *Волонихин И.И., Григорьев В.Д., Демьяненко В.С. и др.* Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-313 // Аэрофизические исследования. Новосибирск: Изд-е Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1972. С. 8–11.
23. *Амелина М.А., Бродецкий М.Д., Волонихин И.И. и др.* Многоканальный измеритель давления МИД-100 // Методы и техника аэрофизических исследований. Новосибирск: Изд-е Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1978. С. 98–113.
24. *Green J.E.* Interaction between shock waves and turbulent boundary layer // Progr. Aerospace Sci. Oxford-etc: Pergamon Press, 1970. V. 11. P. 235–340.
25. *Желтоводов А.А., Максимов А.И., Шевченко А.М.* Топология пространственного отрыва в условиях симметричного взаимодействия пересекающихся скачков уплотнения и волн разрежения с турбулентным пограничным слоем // Теплофизика и аэромеханика. 1998. Т. 5. № 3. С. 319–340.
26. *Желтоводов А.А., Максимов А.И., Шевченко А.М., Кнайт Д.Д.* Топология пространственного отрыва в условиях взаимодействия пересекающихся несимметричных скачков уплотнения и волн разрежения с турбулентным пограничным слоем // Теплофизика и аэромеханика. 1998. Т. 5. № 4. С. 529–551.

Новосибирск

Поступила в редакцию  
17.IV.2000