

УДК 533.697.2

К вопросу о запуске лобовых осесимметричных воздухозаборников в импульсных аэродинамических трубах

Ю.П. Гунько¹, И.И. Мажуль^{1,2}

¹*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

²*Новосибирский государственный технический университет*

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

В работе представлены результаты анализа условий запуска некоторых лобовых осесимметричных воздухозаборников внутреннего сжатия, испытанных при числах Маха набегающего потока $M = 3-8,4$ в импульсных аэродинамических трубах. Результаты испытаний сопоставляются с данными численных расчетов невязкого, ламинарного и турбулентного течений, выполненных методом установления с определением горла запуска и критического горла воздухозаборников, соответствующего максимально возможной степени геометрического сжатия захватываемой сверхзвуковой струи при ее торможении в уже запущенном воздухозаборнике. Анализируется изменение расчетных картин течения в воздухозаборниках в зависимости от изменения проходных сечений внутреннего канала воздухозаборника.

Ключевые слова: численное моделирование, сверхзвуковое осесимметричное течение, импульсные трубы, лобовые воздухозаборники внутреннего сжатия, критические условия реализации режимов течения.

Введение

В исследованиях воздухозаборников сверхзвуковых летательных аппаратов (ЛА) с воздушно-реактивными двигателями (ВРД) существенное значение имеет определение условий их запуска — установления режима сверхзвукового течения в воздухозаборнике при переходе от дозвуковой скорости полета к заданной сверхзвуковой. Экспериментально этот вопрос обычно исследуется при испытаниях моделей воздухозаборников в сверхзвуковых аэродинамических трубах стационарного действия, при этом процесс запуска воздухозаборника связан с запуском самой трубы. Процессы запуска воздухозаборника и аэродинамической трубы являются нестационарными и простейшая их теория основана на одномерном рассмотрении течения с прохождением по тракту устройства прямого нестационарного скачка уплотнения.

В натуральных условиях по мере увеличения скорости полета ЛА перед воздухозаборником достигается сверхзвуковая скорость потока и образуется прямой скачок уплотнения, что соответствует режиму обтекания незапущенного воздухозаборника с дозвуковой скоростью на входе. При дальнейшем увеличении скорости полета до некоторого значения скачок начинает быстро перемещаться во входной сужающийся

канал воздухозаборника, в котором начинает формироваться сверхзвуковое течение, скорость потока перед скачком остается дозвуковой. Если этот скачок проходит за горло воздухозаборника, происходит запуск и установление режима обтекания запущенного воздухозаборника со сверхзвуковым течением во входном сужающемся канале.

Запуск сверхзвуковой трубы стационарного действия происходит при постепенном увеличении давления в ее форкамере. В ней сначала возникает дозвуковой поток, в некоторый момент в горле сопла трубы образуется пусковой скачок уплотнения, который проходит по дозвуковому потоку в рабочей части до входного сужающегося участка диффузора трубы, и если перепад давления в форкамере и на выхлопе трубы достаточно высок, диффузор запускается, то есть пусковой скачок уплотнения проходит за горло диффузора. Соответственно, в рабочей части трубы устанавливается рабочий сверхзвуковой поток. Одновременно с прохождением пускового скачка по рабочей части при запуске трубы должен происходить и запуск воздухозаборника. Принято считать, что запуск воздухозаборников при таких испытаниях, когда в его канале перед запуском поток является дозвуковым, соответствует натурным условиям.

Как известно, запуск воздухозаборника возможен только при относительной площади горла, большей некоторой минимальной $A_r/A_0 = (\bar{A}_r)_{\text{зап}}$. Классическим условием для оценки площади $(\bar{A}_r)_{\text{зап}}$ является критерий Кантровица–Дональдсона [1]. Он получен при одномерном рассмотрении сверхзвукового течения с прямым скачком уплотнения перед воздухозаборником и дозвуковым потоком в его канале. Предполагается, что запуск воздухозаборника происходит, если при расположении прямого скачка непосредственно в сечении входа во внутренний канал число Маха дозвукового потока в горле меньше критического: $M < 1$.

Запуск воздухозаборника тесно связан с максимально возможной степенью геометрического сжатия захватываемой сверхзвуковой струи при ее торможении в уже запущенном воздухозаборнике. Простейшее условие достижения такого предельного режима в одномерном приближении соответствует уменьшению скорости сверхзвукового потока в канале до критической ($M = 1$) в сечении с минимальной площадью в горле. Эта площадь $(\bar{A}_r)_{\text{кр}}$ существенно меньше горла запуска, и в обычных условиях реализация режимов со сверхзвуковым потоком в воздухозаборнике при $(\bar{A}_r)_{\text{кр}} < \bar{A}_r < (\bar{A}_r)_{\text{зап}}$ возможна лишь с использованием специальных устройств его запуска. Реально величины $(\bar{A}_r)_{\text{зап}}$ и $(\bar{A}_r)_{\text{кр}}$ зависят от числа Маха набегающего потока, геометрии воздухозаборника и структуры формирующегося при этом неоднородного течения.

Критерий Кантровица–Дональдсона широко используется для оценки горла запуска воздухозаборников сверхзвуковых летательных аппаратов в натуральных условиях полета до чисел Маха $M < 4-5$, а также в условиях испытаний моделей с воздухозаборниками в аэродинамических трубах стационарного действия, и он дает удовлетворительные результаты для воздухозаборников внутреннего сжатия [2]. Заметим, что в настоящее время в исследованиях запуска воздухозаборников наибольшее внимание уделяется плоским и осесимметричным воздухозаборникам с внешним сжатием [2–5]. Для них характерно воздействие скачков уплотнения на пограничный слой, развивающийся на поверхности предварительного сжатия перед входом во внутренний канал, которое может сопровождаться отрывом пограничного слоя. В процессе запуска это будет воздействие пускового прямого скачка на пограничный слой, развивающийся уже при дозвуковой скорости, а в процессе формирования структуры обтекания воздухозаборника после запуска — это воздействие скачков уплотнения от обечайки и внутренних отраженных скачков при сверхзвуковой скорости. Эти воздействия приводят к отличию

экспериментально получаемых значений горла запуска воздухозаборников с внешним сжатием по сравнению со значениями, полученными по критерию Кантровица–Дональдсона.

Для экспериментальных исследований гиперзвуковых ЛА с ВРД с максимальными числами Маха полета ($M > 5$) используются высокоэнтальпийные установки кратковременного действия — в частности, импульсные аэродинамические трубы [6, 7]. Принцип работы этих труб заключается в практически мгновенном подводе большой энергии к рабочему газу в небольшом замкнутом объеме, отделенном разрывающейся диафрагмой от сопла трубы и последующей рабочей части. Истекающий газ поступает в емкость с большим объемом, из которой имеющийся в ней газ перед каждым испытанием откачивается до очень малого давления. Запуск трубы происходит при разрыве диафрагмы, при этом пусковой прямой скачок уплотнения проходит по неподвижному газу с очень малым давлением в сопле и в рабочей части — это так называемый ударный запуск трубы [6]. Соответственно происходит и ударный запуск модельного воздухозаборника, когда дозвуковой поток в его канале отсутствует, и далее пограничный слой в воздухозаборнике развивается одновременно с установлением сверхзвукового течения. В описанных условиях запуск воздухозаборников облегчен по сравнению с испытаниями моделей воздухозаборников в сверхзвуковых аэродинамических трубах стационарного действия, что было подтверждено в ИТПМ СО РАН экспериментально в 70-х годах прошлого столетия [6, 8]. Аналогичный ударный запуск воздухозаборников происходит при их испытаниях в ударных трубах [2]. Теоретические данные по условиям запуска моделей воздухозаборников в установках кратковременного действия, по существу, отсутствуют.

В настоящей работе обсуждаются результаты анализа условий запуска некоторых лобовых осесимметричных воздухозаборников внутреннего сжатия, испытанных в ИТПМ СО РАН в импульсных аэродинамических трубах ИТ-301, ИТ-302М, «Транзит» в диапазоне чисел Маха набегающего потока $M = 3–8,4$ [6–9]. Анализ выполнен в сопоставлении с результатами численных расчетов течения в каналах рассмотренных воздухозаборников с использованием метода установления. Численно определены значения горла запуска $(\bar{A}_T)_{\text{зап}}$ и критического горла $(\bar{A}_T)_{\text{кр}}$ воздухозаборников, соответствующих максимально возможной степени геометрического сжатия захватываемой сверхзвуковой струи при ее торможении в уже запущенном воздухозаборнике. Некоторые численные данные по определению $(\bar{A}_T)_{\text{зап}}$ и $(\bar{A}_T)_{\text{кр}}$ для лобовых осесимметричных воздухозаборников в диапазоне $M = 2–8$, полученные авторами, представлены в работе [10]. В частности, было показано, что расчетная относительная площадь горла запуска $(\bar{A}_T)_{\text{зап}}$ хорошо согласуется с теоретическими оценками условий запуска по критерию Кантровица–Дональдсона.

Следует отметить, что в указанных импульсных трубах непосредственно после их запуска в течение 4–6 мс реализуется квазиустановившийся рабочий режим длительностью 30–100 мс с практически постоянным числом Маха, но с падающими по времени полными давлением и температурой рабочего потока и соответственно изменяющимся единичным числом Рейнольдса Re_1 . Численные расчеты течений в каналах рассмотренных воздухозаборников проводились, в основном, для параметров рабочего потока, соответствующих началу рабочего режима. Предполагалось, что стационарное течение, получаемое численным расчетом в процессе установления, должно быть эквивалентным квазиустановившемуся течению, реализующемуся в импульсных трубах.

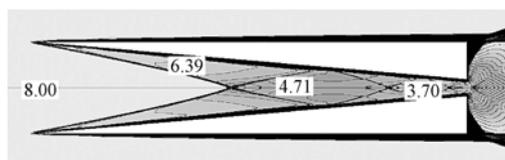
Осесимметричный воздухозаборник, испытанный в импульсной аэродинамической трубе ИТ-301

В работах [6, 8] представлены результаты серии опытов с различными моделями воздухозаборников в импульсной аэродинамической трубе ИТ-301 ИТПМ СО РАН при числах Маха набегающего потока $M = 7,6-11,3$. Испытания моделей проводились на режиме работы трубы с падающими по времени параметрами торможения потока, что позволяло в одном испытании получать данные в некотором диапазоне чисел Рейнольдса. Время установления течения в моделях воздухозаборников по данным работы [8] составляет 1–4 мс от начала рабочего режима длительностью 30–50 мс. Получено, что в начальном интервале рабочего режима — до 15–40 мс, когда числа Рейнольдса Re , определенные по характерной длине модели, превышают некоторое значение $Re > Re_*$, имело место эффективное сверхзвуковое втекание в воздухозаборники, но в дальнейшем, с уменьшением $Re < Re_*$, наблюдалось течение с головным скачком на входе. Таким образом, в процессе пуска трубы реализовались режимы обтекания как «запущенного», так и «незапущенного» воздухозаборников. В работах [6, 8] опубликованы, в частности, результаты испытаний при $M = 7,6-8,2$ простейшего лобового воздухозаборника с внутренним сужающимся коническим каналом с углом наклона образующей $\delta_k = 5^\circ$, длиной $L = 170$ мм, диаметром сечения входа $D_0 = 36$ мм, диаметром сечения горла $D_r = 6,5$ мм и относительной площадью горла $\bar{A}_r = A_r/A_0 = 0,0326$, где $A_0 = \pi D_0^2/4$ — площадь сечения входа воздухозаборника (лобовая площадь), $A_r = \pi D_r^2/4$ — площадь горла. По приведенным в этих работах данным для исследуемого воздухозаборника получено значение $Re_* \approx 1,5 \cdot 10^6$ (при уменьшении числа Рейнольдса от $Re = 5,5 \cdot 10^6$ в начале рабочего режима). Отметим, что, согласно критерию Кантровица–Дональдсона, для числа Маха $M = 8$ значение горла запуска равно $(\bar{A}_r)_{\text{зап}} = 0,62$. То есть экспериментально запуск рассматриваемого простейшего воздухозаборника реализован при относительной площади горла, существенно меньшей этой величины.

Рассмотрим результаты численного моделирования осесимметричного течения в указанном модельном воздухозаборнике. Расчеты проводились при $M = 8$ методом установления на основе решения уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности $k-\omega$ SST. Кроме того, были получены некоторые данные для невязкого и ламинарного течения. Теплофизические свойства воздуха принимались не зависящими от температуры с постоянным показателем адиабаты $\gamma = 1,4$, течение предполагалось адиабатическим, соответственно для поверхностей принималось граничное условие адиабатической стенки. Решалась задача на установление течения в воздухозаборнике со сверхзвуковым втеканием, начальные условия внутри расчетной области соответствовали параметрам невозмущенного набегающего потока. На «входных» границах расчетной области задавались параметры невозмущенного набегающего потока, на «выходных» ставились «мягкие» граничные условия с заданием статического давления и температуры торможения, соответствующих параметрам невозмущенного набегающего потока. В расчетах использовалась схема второго порядка точности. Основная сетка имела 100 узлов по диаметру канала, при этом на область пограничного слоя приходилось около 15–20 ячеек (значение $y^+ \sim 10$ вдоль большей части поверхности). Численные тесты со сгущением сетки к поверхности канала при условии $y^+ \leq 1$ показали, что это не приводит к изменению результатов по определению критического режима течения в воздухозаборниках.

Для рассматриваемого воздухозаборника прежде всего были проведены параметрические численные расчеты турбулентного течения с целью определения минимально возможной критической площади горла при $M = 8$. Данные получены в диапазоне $\bar{A}_r = 0,03-0,07$ при числе Рейнольдса $Re = 3,03 \cdot 10^6$. Расчеты показали, что величина

Рис. 1. Расчетная картина течения при $M = 8$,
 $Re = 24,7 \cdot 10^6$.

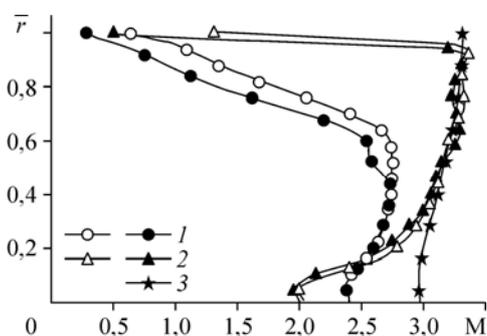


критической площади горла находится в интервале $0,05 < (\bar{A}_r)_{кр} < 0,06$, т.е. она

заметно больше фактической площади $\bar{A}_r = 0,0326$, для которой экспериментально реализован запуск. В связи с этим были проведены численные расчеты для выявления влияния числа Рейнольдса, рассчитывалось турбулентное или ламинарное течение в модельном воздухозаборнике в широком диапазоне чисел $Re \sim (1,5-50) \cdot 10^6$. Для примера на рис. 1 представлена расчетная структура турбулентного течения, которая получается на режиме со сверхзвуковым втеканием в воздухозаборник при $Re = 24,7 \cdot 10^6$ (показаны линии равных чисел Маха — изомахи). Следует отметить, что при падении скачка уплотнения на ось канала в осесимметричном течении должен образовываться диск Маха с локальной областью дозвукового потока за ним. Диаметр этого диска зависит от числа Маха набегающего потока и интенсивности падающего скачка. В рассматриваемом случае диск Маха практически не проявляется как при падении на ось начального скачка уплотнения от передней кромки воздухозаборника, так и последующих отраженных от стенки волн сжатия. Это обусловлено высокой скоростью потока, когда формируется начальный диск Маха малого поперечного размера, который, по-видимому, может быть разрешен с использованием более густой расчетной сетки. Аналогичная структура в целом имеет место и в случае ламинарного или невязкого течения. Для турбулентного и ламинарного течений в данном случае отсутствуют отрывы пограничного слоя, которые могли бы быть индуцируемы скачками уплотнения, падающими на стенки канала.

На рис. 2 показаны профили чисел Маха в выходном сечении воздухозаборника при различных типах течения — невязком, ламинарном и турбулентном; здесь $\bar{r} = r/R$ — относительная радиальная координата, R — радиус выходного сечения. Для вязких течений данные приведены для одинаковых чисел Рейнольдса: $Re = 24,7 \cdot 10^6$ и $34 \cdot 10^6$. Заметно существенное увеличение толщины вязкого слоя около стенки канала в случае турбулентного течения, который может занимать до 50 % радиуса выходного сечения канала. В случае ламинарного течения оно составляет всего ~10 %. Среднемассовые значения чисел Маха в выходном сечении при этом составляют $M_{ср} = 2,3, 3,1$ и $3,2$ при турбулентном, ламинарном и невязком течении соответственно.

Численные данные, показывающие возможное влияние числа Рейнольдса на режимы течения на входе в воздухозаборник, приводятся на рис. 3. Здесь круглыми и треугольными символами отмечены результаты вычислений, заштрихованная область выше горизонтальной оси соответствует сверхзвуковому втеканию в воздухозаборник («запуск»), ниже оси — течению с головной волной на входе («незапуск»). По данным численных расчетов значение числа Рейнольдса Re , соответствующее переходу от течения с головной волной к сверхзвуковому втеканию в воздухозаборник, близко для турбулентного и



ламинарного течений и составляет $\sim 22 \cdot 10^6$. Это значение существенно больше величины $Re^* \approx 1,5 \cdot 10^6$, экспериментально определенной для рассматриваемого воздухозаборника.

Рис. 2. Профили чисел Маха в выходном сечении канала воздухозаборника.

Течения: 1 — турбулентное, 2 — ламинарное, 3 — невязкое; светлые символы — $Re = 34 \cdot 10^6$, темные — $Re = 24,7 \cdot 10^6$.

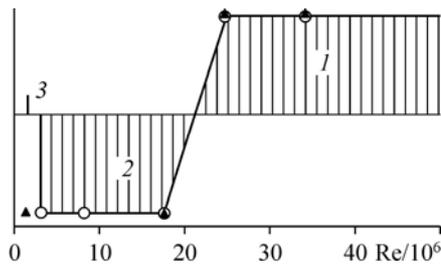


Рис. 3. Влияние числа Рейнольдса на режимы течения на входе в воздухозаборник.

1 — режим со сверхзвуковым втеканием, 2 — режим обтекания с головным скачком на входе, 3 — критическое число Рейнольдса в ИТ-301; светлые символы — турбулентное течение, темные — ламинарное.

Переход от режима обтекания запущенного воздухозаборника (со сверхзвуковым потоком на входе) к режиму обтекания незапущенного воздухозаборника (с головной волной перед входом) связан с взаимодействием пограничного слоя на стенках канала со скачками уплотнения. На рис. 4 представлен пример последовательных расчетных картин течения (в виде изомах), отображающих развитие турбулентного течения в воздухозаборнике в процессе установления численного решения. Первоначально устанавливается структура скачков уплотнения без отрывов пограничного слоя внутри канала воздухозаборника. В последующем вблизи выходного сечения канала, где пограничный слой является наиболее толстым, вследствие взаимодействия скачков уплотнения с развивающимся пограничным слоем возникают отрывные зоны (рис. 4a) и индуцированные ими отрывные скачки уплотнения. Их размеры постепенно возрастают, при этом в выходном сечении канала достигаются критические условия запираания неравномерного потока, который на входе в канал был сверхзвуковым. Отрывные зоны начинают перемещаться вперед. При взаимодействии начального скачка уплотнения от передней кромки воздухозаборника с отрывным скачком возникает новый начальный диск Маха большего размера, далее формируются последующие диски Маха (рис. 4b). Область с отрывами и дисками Маха постепенно перемещается вперед, и в результате перед сечением входа воздухозаборника образуется головная волна и формируется дозвуковое течение во всем канале воздухозаборника (рис. 4c). В этом случае в сечении горла также реализуются условия запираания неравномерного потока, который на входе в канал являлся дозвуковым. Для определения критических условий запираания неравномерного потока использовалась интегральная функция $\tilde{q}(M)$, полученная в работе [11] для адиабатического течения и являющаяся аналогом функции приведенного расхода для неравномерного потока:

$$\tilde{q}(M) = (1/A) \left(\int_A p_0 q(M) \cos \theta dA \right)^2 / \int_A p_0^2 q(M) \cos \theta dA,$$

здесь p_0 — давление торможения в потоке, $q(M)$ — газодинамическая функция приведенного расхода, θ — наклон вектора скорости, A — площадь поперечного сечения. Значение $\tilde{q}(M) \rightarrow 1$ дает критическое условие запираания неравномерного потока, эквивалентное условию запираания $q(M) = 1$ при $M = 1$ в одномерном приближении. Для рассматриваемого случая численного установления течения при $Re \sim 17,5 \cdot 10^6$ в начале

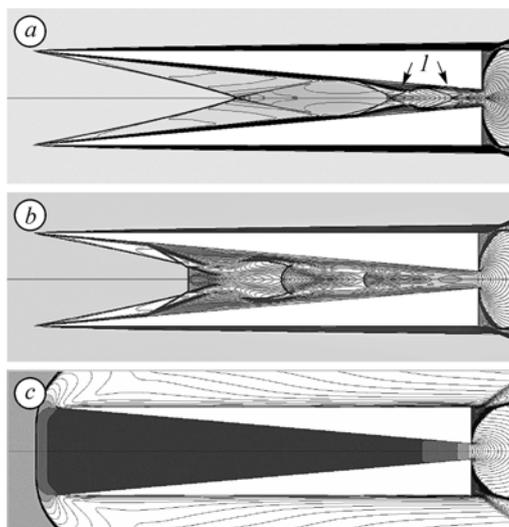
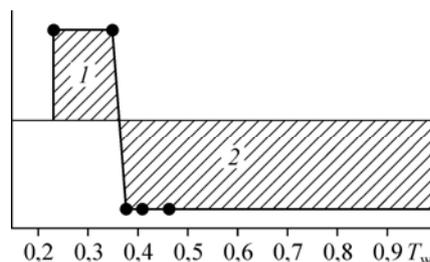


Рис. 4. Развитие течения в процессе установления решения при $Re = 17,5 \cdot 10^6$.

1 — отрывные зоны.

Рис. 5. Влияние температурного фактора на режимы обтекания воздухозаборника.

1 — режим со сверхзвуковым втеканием,
2 — режим обтекания с головным скачком на входе.



процесса установления значение $\bar{q}(M)$ возрастает, а затем остается практически постоянным, отличающимся от $\bar{q}(M) = 1$ не более чем на 1 %, вплоть до возникновения и установления режима обтекания воздухозаборника с головным скачком перед входом.

По данным численных расчетов, полученных в предположении адиабатической стенки, режим запуска воздухозаборника со сверхзвуковым втеканием должен иметь место при значениях $Re > 22 \cdot 10^6$, в то время как в эксперименте этот режим реализовывался в диапазоне чисел Рейнольдса от $Re = 5,5 \cdot 10^6$ в начале рабочего режима до $Re_* = 1,5 \cdot 10^6$ спустя ~ 40 мс. Расхождение расчетных и экспериментальных данных режимов втекания может быть связано с различием граничных условий на собственно поверхности канала воздухозаборника. Такой эффект был отмечен, например, в работе [12], в которой проводились численные расчеты обтекания плоского воздухозаборника внешнего сжатия, испытанного в экспериментальной установке периодического действия с длительностью режима ~ 2 мин в диапазоне чисел Маха $M = 2,5-8$. Настоящие расчеты выполнялись на основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса с использованием $k-\omega$ SST модели турбулентности. В частности, в расчетах с граничным условием адиабатической стенки ($T_0 \sim 900$ К) было получено число Маха запуска $M_{\text{зап}} = 4$, а в расчетах с изотермическим граничным условием при температуре стенки $T_w = 300$ К — величина $M_{\text{зап}} = 3,3$, что соответствует полученным в настоящей работе экспериментальным данным, — запуск воздухозаборника в испытаниях происходил при числах Маха $M \geq 3,3$. Таким образом, расчеты показали, что в случае адиабатической стенки запуск воздухозаборника должен происходить при больших значениях числа Маха набегающего потока по сравнению с изотермическим случаем.

В условиях проводимых испытаний в импульсных трубах металлическая модель, установленная в рабочей части, непосредственно перед испытанием обычно имеет «комнатную» температуру ($T_w \approx 293$ К) и в течение кратковременного рабочего режима импульсной трубы, составляющего 30–50 мс, модель не успевает прогреться. По данным работ [6, 8] температурный фактор составлял $T_{wr} = T_w/T_r = 0,15-0,3$, где T_w — температура поверхности канала модели, T_r — температура восстановления в пограничном слое, близкая к температуре торможения невозмущенного набегающего потока ($T_0 \approx 900-1300$ К). То есть стенки модели остаются относительно холодными. Как известно, уменьшение температурного фактора приводит к увеличению сил вязкости на поверхности, что способствует повышению отрывных свойств пограничного слоя [13].

Результаты численных расчетов по влиянию температурного фактора для рассматриваемого воздухозаборника представлены на рис. 5, они получены для турбулентного течения с граничным условием изотермической стенки при $Re = 3,03 \cdot 10^6$. По этим данным запуск воздухозаборника (режим со сверхзвуковым втеканием на входе) должен реализовываться при значениях $T_{wr} < 0,36$, как и наблюдалось в эксперименте.

Результаты расчетов обтекания рассматриваемого воздухозаборника с площадью горла $\bar{A}_r = 0,032$, при которой экспериментально реализован его запуск, показывают, что эта площадь, по-видимому, близка к минимально возможной для режима обтекания этого воздухозаборника в запущенном состоянии.

Осесимметричный воздухозаборник, испытанный в импульсной аэродинамической трубе ИТ-302М

Авторами настоящей работы был испытан простейший воздухозаборник с внутренним сужающимся коническим каналом в импульсной аэродинамической трубе ИТ-302М ИТПМ СО РАН при числах Маха набегающего потока $M = 8,4$ с начальными параметрами рабочего режима $P_{0н} = 35 \cdot 10^6$ Па, $T_{0н} = 870$ К, $Re_1 = 58 \cdot 10^6$ 1/м и при $M = 6,9$ с $P_{0н} = 22 \cdot 10^6$ Па, $T_{0н} = 800$ К, $Re_1 = 65 \cdot 10^6$ 1/м. Воздухозаборник имел угол наклона образующей сужающегося конического участка $\delta_k = 12,5^\circ$ и диаметр сечения входа $D_0 = 72,3$ мм при различных диаметрах сечения горла D_r . В испытаниях при $M = 8,4$ диаметр горловины воздухозаборника последовательно увеличивался с начального значения $D_r = 18$ мм ($\bar{A}_r \approx 0,0625$) до $D_r = 41$ мм ($\bar{A}_r \approx 0,32$), при этом длина конического участка L изменялась от 123 до 71 мм. При $M = 6,9$ был испытан вариант с $D_r = 41$ мм.

Для рассматриваемого воздухозаборника численные расчеты осесимметричного адиабатического течения выполнялись при $M = 8,4$ методом установления на основе решения уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности $k-\omega$ SST. Решалась задача на установление течения в воздухозаборнике со сверхзвуковым втеканием и определение режима его разрушения. Расчеты показали, что при $D_r = 19$ мм ($\bar{A}_r \approx 0,0696$) численное решение соответствует режиму обтекания запущенного воздухозаборника со сверхзвуковым втеканием (рис. 6), а при $D_r = 18$ мм ($\bar{A}_r \approx 0,0625$) устанавливается режим обтекания, соответствующий незапуску воздухозаборника с головным скачком на входе. Переход от режима со сверхзвуковым втеканием к режиму обтекания рассматриваемого воздухозаборника с головной волной на входе при $D_r = 18$ мм связан, как уже рассматривалось выше, со взаимодействием отраженного от диска Маха скачка уплотнения с пограничным слоем на стенке конического участка, появлением отрывной зоны и индуцированных ею отрывных скачков уплотнения, и, соответственно, с достижением критических условий записания неравномерного потока в горле. Согласно расчетным данным $0,0625 < (\bar{A}_r)_{кр} < 0,0696$.

Для воздухозаборника были также выполнены численные расчеты для определения горла запуска $(\bar{A}_r)_{зап}$ при $M = 8,4$. Решалась задача на установление режима его обтекания с головным скачком уплотнения, начальные условия внутри расчетной области соответствовали параметрам потока с дозвуковой скоростью. Было определено, что при $D_r = 57$ мм ($\bar{A}_r = 0,627$) должен реализоваться режим обтекания запущенного воздухозаборника со сверхзвуковым втеканием, а при $D_r = 56$ мм ($\bar{A}_r = 0,605$) будет иметь место режим «незапуска» воздухозаборника с головным скачком на входе (рис. 7). Эти величины согласуются с критерием Кантровица–Дональдсона, который в данном случае равен $(\bar{A}_r)_{зап} = 0,618$.

В ходе испытаний при $M = 8,4$ и при диаметрах горловины $D_r \leq 38$ мм ($\bar{A}_r \approx 0,28$) модельный воздухозаборник не запускался, а при $D_r = 41$ мм ($\bar{A}_r \approx 0,32$)

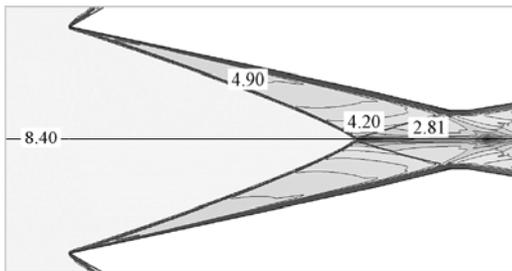
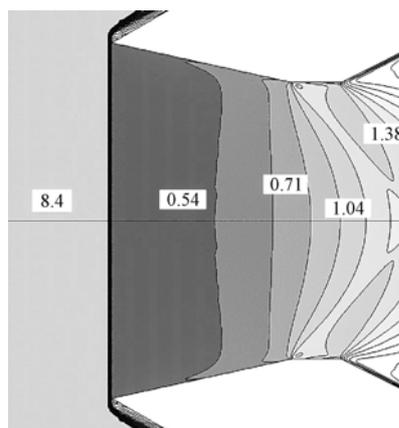


Рис. 6. Расчетная картина течения в запущенном воздухозаборнике при $M = 8,4$, $D_r = 19$ мм, $\bar{A}_r = 0,0696$.

Рис. 7. Расчетная картина обтекания незапущенного воздухозаборника при $M = 8,4$, $D_r = 56$ мм, $\bar{A}_r = 0,605$.

запуск был реализован (рис. 8а). В испытании при $M = 6,9$ с $D_r = 41$ мм воздухозаборник не запустился (рис. 8б). Таким образом, в данном случае экспериментально полученное значение относительной площади горла запуска заметно меньше расчетной величины $(\bar{A}_r)_{\text{зап}} = 0,618$ и существенно больше расчетной критической площади горла $(\bar{A}_r)_{\text{кр}} \approx 0,066$, минимально возможной для режима обтекания воздухозаборников в запущенном состоянии.



Осесимметричный воздухозаборник с двумя горловинами, испытанный в импульсной трубе «Транзит»

В работах [7, 9] приводятся результаты испытаний в импульсной газодинамической установке «Транзит» ИТПМ СО РАН осесимметричной модели с протоком, которая была предназначена для отработки методов измерений характеристик воздухозаборников. Носовая часть модели представляла собой простейший осесимметричный воздухозаборник с поверхностью внутреннего сжатия в виде обратного конуса с углом наклона образующей $\delta_k = 10^\circ$, диаметром сечения входа $D_0 = 12,2$ мм, диаметром сечения горла $D_r = 10$ мм и относительной площадью горла $\bar{A}_r = 0,672$. Диаметр ресивера протока модели был равен $D_p = 26$ мм, длина модели — 237 мм. На выходе из протока модели устанавливались сужающиеся мерные сопла различного диаметра $D_c = 8-16$ мм. Были предусмотрены измерения статического давления в горле воздухозаборника и в конце цилиндрического участка мерных сопел, а также давления торможения на выходе из мерных сопел с помощью осредняющей гребенки приемников Пито. Модель была испытана при числе Маха $M = 2,92$ (начальные параметры рабочего режима — полное давление и температура составляли: $p_{0н} \approx 1,8 \cdot 10^6$ Па, $T_{0н} \approx 290$ К) и $M = 3,95$ (с начальными параметрами $p_{0н} \approx 7,3 \cdot 10^6$ Па, $T_{0н} \approx 290$ К).

Коэффициент расхода φ в испытаниях модели [7, 9] определялся по измеренному значению давления торможения $P_{0\text{сп}}$ на выходе из мерных сопел и в предположении звуковой скорости в конце цилиндрического участка мерных сопел с учетом адиабатичности течения в протоке модели, то есть в виде $\varphi = p_{0\text{сп}} A_c / p_{0н} q(M_n) A_0$. В испытаниях

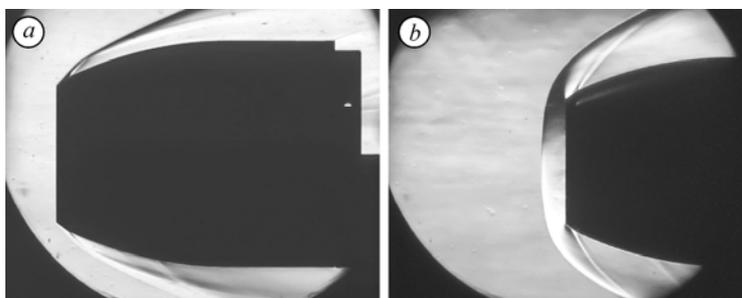


Рис. 8. Теплеровские картины течения при $D_r = 41$ мм, $\bar{A}_r \approx 0,32$.

а — $M = 8,4$ (запуск), б — $M = 6,9$ (незапуск).

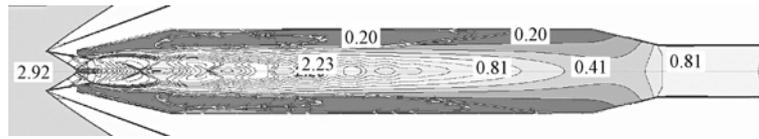


Рис. 9. Структура течения в модельной конфигурации при $M = 2,92$ при режиме запущенного воздухозаборника со сверхзвуковым втеканием.

при диаметрах мерного сопла $D_c = 16$ и 14 мм были получены практически одинаковые значения этого коэффициента. По данным работы [7] при $D_c = 16$ мм среднее за время рабочего режима измеренное значение коэффициента расхода при $M = 2,92$ получалось равным $\varphi \approx 0,968$ при среднеквадратичном отклонении $2,1$ %. Запущенному воздухозаборнику теоретически должно соответствовать $\varphi = 1$.

В настоящей работе анализ режимов обтекания был выполнен для конфигурации модели с $D_c = 16$ мм. Были проведены численные расчеты осесимметричного адиабатического течения методом установления на основе решения уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности $k-\omega$ SST. Расчетная сетка содержала 120 ячеек по диаметру до сечения горла и 160 ячеек по диаметру далее по всей длине. Расчетные данные получены при значениях единичных чисел Рейнольдса $Re_1 = 7,8 \cdot 10^7$ 1/м при $M = 2,92$ и $Re_1 = 9,3 \cdot 10^7$ 1/м при $M = 3,95$.

Для условий испытаний данной модельной конфигурации значения критерия Кант-ровица–Дональдсона для горла запуска составляют $(\bar{A}_r)_{\text{зап}} = 0,725$ при $M = 2,92$, что примерно на 8 % больше фактической площади горла воздухозаборника $\bar{A}_r = 0,672$. При $M = 3,95$ значение $(\bar{A}_r)_{\text{зап}} = 0,674$, что практически соответствует фактической площади \bar{A}_r . С учетом этих данных для $M = 2,92$ решалась задача как на установление течения в запущенном воздухозаборнике со сверхзвуковым втеканием, так и задача на установление режима его обтекания с головным скачком уплотнения. Следует также отметить, что площадь горловины выходного сужающегося мерного сопла с $D_c = 16$ мм по отношению к площади ресивера составляет $A_c/A_p = 0,38$, и при установлении течения в запущенном воздухозаборнике со сверхзвуковым втеканием можно было ожидать запирания течения в выходной горловине протока модели, что и подтвердили расчеты.

Структура течения (в виде распределения изомахов) в модельной конфигурации при $M = 2,92$ для режима с запущенным воздухозаборником со сверхзвуковым втеканием представлена на рис. 9, а для режима обтекания воздухозаборника с головным скачком уплотнения — на рис. 10.

Для режима течения с запущенным воздухозаборником при торможении сверхзвукового потока в ресивере формируется структура типа псевдоскачка. За горловым уступом вдоль стенок канала имеет место протяженная отрывная зона, которая распространяется вверх по потоку в горловой участок воздухозаборника, при этом в горле возникает вызванный отрывом скачок уплотнения, начинающийся практически с угловой точки

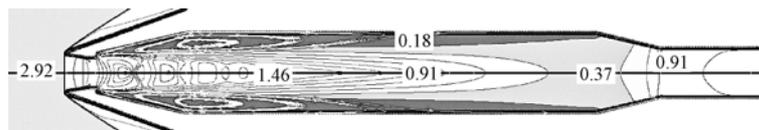


Рис. 10. Структура течения в модельной конфигурации при $M = 2,92$ при режиме обтекания воздухозаборника с головным скачком уплотнения.

сопряжения входной конической поверхности с цилиндрической поверхностью горла. В концевой части ресивера за псевдоскачком поток является дозвуковым, затем его скорость достигает околоскритических значений в горловине сужающегося мерного сопла, при этом в выходном сечении сопла интегральная функция приведенного расхода $\bar{q}(M) \approx 0,99$, т.е. на выходе из протока модели реализуются условия запириания неравномерного потока. Коэффициент расхода в этом случае соответствует теоретическому — $\varphi = 1$. Среднемассовый коэффициент восстановления полного давления в выходном сечении мерного сопла получается равным $\sigma = p_{0cp}/p_{0н} = 0,149$, при этом экспериментально определена величина $\sigma_{изм} = 0,16$. Различие между экспериментальным и расчетным значениями составляет $\sim 7\%$. Расчетное относительное статическое давление на поверхности горлового участка воздухозаборника заметно отличается от измеренных величин, но установление причины расхождения не представляется возможным ввиду ограниченности данных, представленных в работах [7, 9].

Для режима обтекания воздухозаборника с головным скачком уплотнения поток на входе является дозвуковым, затем в горловине воздухозаборника его скорость достигает околоскритических значений — интегральная функция приведенного расхода на выходе из горлового участка $\bar{q}(M) = 0,993$. На выходе из воздухозаборника (за горловым уступом) образуется сверхзвуковая струя, при торможении которой в ресивере также формируется структура типа псевдоскачка. В выходной части проточного тракта течение является дозвуковым и его поведение аналогично вышеописанному. Как и в предыдущем случае, за горловым уступом вдоль стенок канала имеет место протяженная отрывная зона. Значение интегральной функции на выходе из мерного сопла $\bar{q}(M) = 0,993$, т.е. также реализуются условия запириания неравномерного потока. В этом случае расчетный коэффициент расхода составляет $\varphi = 0,913$ при измеренном $\varphi \approx 0,968$. Среднемассовый коэффициент восстановления полного давления в выходном сечении мерного сопла $\sigma = 0,136$, его отличие от экспериментального значения $\sigma_{изм} = 0,16$ составляет $\sim 15\%$.

Из сопоставления расчетных коэффициентов расхода и коэффициентов восстановления полного давления в выходном сечении с данными, определенными экспериментально, можно предполагать, что в испытании при $M = 2,92$ и $D_c = 16$ мм реализован режим с запущенным воздухозаборником со сверхзвуковым втеканием на входе.

Структура течения в модельной конфигурации при $M = 3,95$ для режима с запущенным воздухозаборником со сверхзвуковым втеканием показана на рис. 11. Она в целом аналогична представленной выше для $M = 2,92$. Однако следует отметить, что в этом случае отрывная зона в ресивере является более протяженной и достигает начала мерного сопла. Расчетный коэффициент расхода соответствует теоретическому $\varphi = 1$. Среднемассовый коэффициент восстановления полного давления в выходном сечении мерного сопла $\sigma = p_{0cp}/p_{0н} = 0,057$, при этом экспериментальное значение величины $\sigma_{изм}$ равно $0,068$. Различие между экспериментальным и расчетным значениями составляет $\sim 20\%$. Можно предполагать, что в испытании при $M = 3,95$ и $D_c = 16$ мм также реализован режим с запущенным воздухозаборником со сверхзвуковым втеканием на входе.

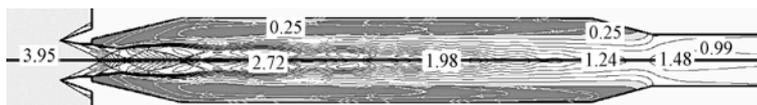


Рис. 11. Структура течения в модельной конфигурации при $M = 3,95$ при режиме запущенного воздухозаборника со сверхзвуковым втеканием.

Общее сопоставление рассмотренных экспериментальных и расчетных данных

Величины относительной площади горла \bar{A}_r , соответствующие режимам запуска или незапуска, полученным экспериментально для лобовых осесимметричных воздухозаборников, испытанных в импульсных аэродинамических трубах ИТПМ СО РАН и рассмотренных выше, представлены на рис. 12 в зависимости от числа Маха набегающего потока. Здесь приведены также расчетные данные по определению $(\bar{A}_r)_{\text{зап}}$ и $(\bar{A}_r)_{\text{кр}}$ для этих воздухозаборников, а также аналогичные расчетные данные работы [10], полученные для простейших лобовых осесимметричных воздухозаборников в диапазоне $M = 2-8$. На рисунке изображены кривая 1 $(\bar{A}_r)_{\text{зап}}$ соответствующая критерию Кантровица–Дональдсона, кривая 2 $(\bar{A}_r)_{\text{кр}}$, соответствующая одномерному критическому условию $M_r = 1$, а также кривая 3, аппроксимирующая предельные величины $(\bar{A}_r)_{\text{кр}}$, экспериментально реализованные при числах Маха $2,5 < M < 10$ [2]. Показан также представленный в работе [2] диапазон 14 относительной площади горла запуска недетализированных воздухозаборников, испытанных в ударной трубе при $M \approx 8,3$.

Как можно видеть, значения относительной площади горла запуска лобовых осесимметричных воздухозаборников внутреннего сжатия, реализованные экспериментально при $M > 7$ в импульсных и ударных аэродинамических трубах, являются значительно меньшими по сравнению со значениями, полученными по критерию запуска Кантровица–Дональдсона. Значения критической площади горла, минимально возможные для режима обтекания воздухозаборников в запущенном состоянии, экспериментально определяются неоднозначно. Так, для воздухозаборника с $\delta_k = 5^\circ$, испытанного в ИТ-301, реализованное значение горла запуска оказалось близко к расчетной критической площади горла, минимально возможной для режима обтекания воздухозаборников в запущенном состоянии, а для воздухозаборника с $\delta_k = 12,5^\circ$, испытанного в ИТ-302М, оно заметно превышает расчетную величину критической площади горла.

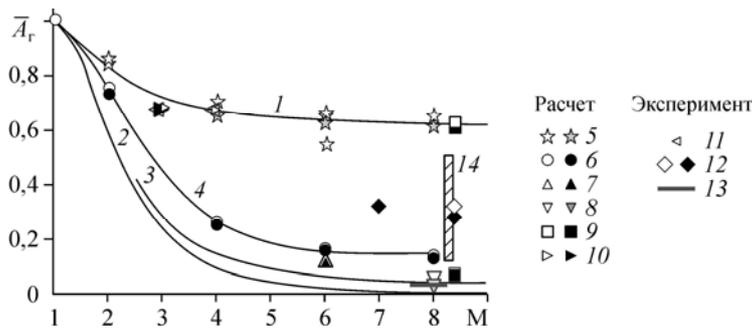


Рис. 12. Экспериментальные и расчетные данные по относительной площади горла запуска лобовых воздухозаборников, испытываемых в импульсных трубах, в зависимости от числа Маха.

- 1 — критерий Кантровица–Дональдсона, 2 — изэнтропическое одномерное течение сжатия, 3 — аппроксимация предельных значений [4], 4 — аппроксимация для $\delta_k = 15^\circ$ [9], 5, 6 — $\delta_k = 15^\circ$ [9], 7 — $\delta_k = 11^\circ$ [9], 8, 9 — результаты настоящей работы при $\delta_k = 5^\circ$ и $12,5^\circ$ соответственно, 10 — $\delta_k = 10^\circ$ (результаты настоящей работы, расчет для условий ИТ «Транзит»), 11 — $\delta_k = 10^\circ$ (ИТ «Транзит»), 12 — $\delta_k = 12,5^\circ$ (ИТ-302М, результаты настоящей работы), 13 — $\delta_k = 5^\circ$ ([1, 3], ИТ-301), 14 — литературные данные по импульсному запуску [2]; светлые символы — запущенный воздухозаборник, темные — незапущенный.

Заключение

Значения горла запуска $(\bar{A}_T)_{\text{зап}}$, реализованные при испытаниях лобовых осесимметричных воздухозаборников внутреннего сжатия в импульсных аэродинамических трубах, являются значительно меньшими по сравнению со значениями, полученными по критерию запуска Кантровица–Дональдсона. Значения критической площади горла $(\bar{A}_T)_{\text{кр}}$, минимально возможной для режима обтекания воздухозаборников в запущенном состоянии, экспериментально определяются неоднозначно. Эти характеристики зависят от конкретной геометрии воздухозаборника и априори неизвестны. Имеющиеся экспериментальные данные являются весьма ограниченными по спектру измеренных параметров, и эти данные недостаточны для полноценного установления условий, которые могут объяснить значения горла запуска, конкретно реализуемые в импульсных аэродинамических трубах. Это обуславливает необходимость как проведения дополнительных расчетов, так и постановки новых экспериментов.

Воздухозаборники с относительной площадью горла, соответствующей данным испытаний их моделей с запуском в импульсных аэродинамических трубах, должны использоваться для летательных аппаратов при условии возможности регулирования этой площади или обеспечения воздухозаборников устройствами запуска. Для полноценного экспериментального определения характеристик воздухозаборников в импульсных аэродинамических трубах целесообразно выполнять модельные воздухозаборники также с устройством запуска. Это устройство может быть относительно простым, но при этом быстродействующим двухпозиционным: в исходном его положении относительная площадь горла должна обеспечивать запуск, а после приведения его в действие относительная площадь горла должна обеспечивать желательные рабочие газодинамические параметры потока на выходе канала воздухозаборника. Практика испытаний моделей воздухозаборников с пусковым устройством в импульсных аэродинамических трубах отсутствует и требует отработки.

Список литературы

1. **Kantrowitz A., Donaldson C.** Preliminary investigation of supersonic diffusers // NACA WRL-713. 1945.
2. **Van Wie D.M., Kwok F.T., Walsh R.F.** Starting characteristics of supersonic inlets // AIAA, ASME, SAE, and ASEE Joint Propuls. Conf. and Exhibit, 32nd, Lake Buena Vista, FL, July 1–3. AIAA Paper. 1996. No. 96-2914. 12 p.
3. **Гурылев В.Г., Иванюшкин А.К., Пиотрович Е.В.** Экспериментальное исследование влияния числа Re_L на запуск воздухозаборников при больших сверхзвуковых скоростях потока // Уч. записки ЦАГИ. 1973. Т. 4, № 1. С. 33–44.
4. **Chevagin A.** Intake capability improvements in ramjet-type propulsion system // Paper of 28th Intern. Congress of the Aeronautical Sci., 2012. 10 p.
5. **Фалемпа Ф., Гольдфельд М.А., Семенова Ю.В., Старов А.В., Тимофеев К.Ю.** Экспериментальное исследование различных методов регулирования гиперзвуковых воздухозаборников // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 1. С. 1–10.
6. **Королев А.С., Бошнятов Б.В., Друкер И.Г., Затолока В.В.** Импульсные аэродинамические трубы в аэродинамических исследованиях. Новосибирск: Наука, 1978. 80 с.
7. **Звегинцев В.И.** Газодинамические установки кратковременного действия. Ч. 1. Установки для научных исследований. Новосибирск: Параллель, 2014. 551 с.
8. **Бошнятов Б.В., Гилязетдинов Б.Н., Затолока В.В.** Экспериментальные исследования гиперзвуковых воздухозаборников // Аэромеханика: сб. статей, посвященный 60-летию академика В.В. Струминского. М.: Наука, 1976. С. 87–98.
9. **Giljzetdinov B.N., Zvegintsev V.I.** Inlet performances measurement in short-duration Facility // Proc. of Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research. June 29–July 3, 1998. Part III. Novosibirsk, Russia. P. 119–124.

10. **Гулько Ю.П., Мажуль И.И.** Численное моделирование условий реализации режимов течения в сверхзвуковых осесимметричных конических воздухозаборниках внутреннего сжатия // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 5. С. 567–580.
11. **Гулько Ю.П., Мажуль И.И., Нурутдинов В.И.** Численное исследование разрушения сверхзвукового потока при дросселировании канала воздухозаборника // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 2. С. 163–178.
12. **Saha S., Chakraborty D.** Hypersonic intake starting characteristics — a CFD validation study // Defense Sci. J. 2012. Vol. 62, No. 3. P. 147–152.
13. **Абрамович Г.Н.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 823 с.

*Статья поступила в редакцию 6 июня 2016 г.,
после доработки — 21 июля 2016 г.*