

УДК 533.6.11:51+533.6.011.72
DOI: 10.15372/PMTF202215215

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ И КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ОБТЕКАНИЯ ВОЗДУХОЗАБОРНИКА, ИСПЫТЫВАЕМОГО В ИМПУЛЬСНОЙ ТРУБЕ

Ю. П. Гунько, И. Н. Кавун

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
Новосибирск, Россия
E-mails: gounko@itam.nsc.ru, i_k@list.ru

Представлены результаты численного моделирования нестационарного течения в осесимметричном воздухозаборнике внутреннего сжатия, испытанного в импульсной аэродинамической трубе с форкамерой фиксированного объема. Выполненные расчеты позволили выявить основные особенности различных режимов: нестационарных режимов запуска трубы и воздухозаборника, режима квазиустановившегося рабочего потока в трубе, режима квазистационарного обтекания воздухозаборника в запущенном состоянии при сверхзвуковой скорости потока в канале, а также последующего нестационарного перехода к режиму с выбитой головной ударной волной на входе при дозвуковой скорости в канале. Выявлен неизвестный ранее режим обтекания воздухозаборника с волнообразным перемещением головной ударной волны. Показано, что со временем колебания затухают, при этом положение ударной волны в набегающем потоке стабилизируется на некотором расстоянии от передней кромки воздухозаборника с сохранением рабочего режима течения в трубе.

Ключевые слова: импульсная аэродинамическая труба, испытания воздухозаборников, осесимметричный воздухозаборник внутреннего сжатия, нестационарные и квазистационарные режимы обтекания воздухозаборника, колебательный режим обтекания

Введение. Экспериментальное исследование аэрогазодинамики высокоскоростных летательных аппаратов (ЛА) с воздушно-реактивными двигателями (ВРД) в высокоэнтальпийных импульсных и ударных трубах кратковременного действия при значениях числа Маха $M = 3 \div 15$ начато в 1960-х гг. [1–3]. Актуальность таких исследований обусловлена тем, что они проводятся при числе Рейнольдса, на порядок превышающем число Рейнольдса для наземных аэродинамических труб и близком к его значению в условиях натурного полета исследуемых в этих трубах ЛА с ВРД. Воздухозаборники ВРД этих ЛА должны эффективно функционировать при летных скоростях в запущенном состоянии при наличии сверхзвукового потока на участке внутреннего сжатия канала от его входного сечения до горла воздухозаборника. Таким образом, обеспечение запуска воздухозаборников является существенной проблемой, возникающей при исследовании аэрогазодинамики высокоскоростных ЛА с ВРД. Имеющиеся экспериментальные данные о запуске воздухозаборников получены в ударных и импульсных трубах [2–5] при различных числах Маха рабочего

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер госрегистрации АААА-А17-117030610137-0).

© Гунько Ю. П., Кавун И. Н., 2023

потока для различных конфигураций моделей с различающимися определяющими геометрическими параметрами. В результате экспериментов определено запущенное (незапущенное) состояние воздухозаборника в момент возникновения режима квазистационарного рабочего потока и получены газодинамические характеристики конкретных конфигураций в этом режиме. Ударно-волновая структура течения, формирующегося в процессе запуска, и изменение режимов обтекания в ходе испытания детально не исследовались.

В последнее время в ряде работ экспериментально и численно изучались процессы импульсного запуска воздухозаборников, испытываемых в ударных трубах (см. [6, 7]).

Проведенные численные исследования ограничены решением задач для плоского течения с упрощенной постановкой условий формирования течений в ударных трубах при импульсном запуске воздухозаборников и с кратковременным выходом на режим квазистационарного рабочего потока. В настоящее время отсутствуют численные данные, которые могут быть сопоставлены с результатами экспериментов. Проведены численные исследования режима запуска воздухозаборников в импульсных трубах [8–10]. В частности, в [8, 9] выполнены численные расчеты параметров нестационарного осесимметричного течения в трубе ИТ-301, формирующегося в процессе совместного запуска трубы и испытываемого в ней осесимметричного воздухозаборника внутреннего сжатия. Рассмотренный в работах [8, 9] воздухозаборник, имеющий внутренний конический канал с полууглом $\delta_k = 5^\circ$, был испытан в трубе ИТ-301 [2, 5] при $M = 7,6 \div 8,2$. Для модельного воздухозаборника был реализован режим со сверхзвуковым втеканием и получена степень сжатия $A_\infty/A_{th} = 30$ [2, 5], что при $A_\infty = A_0$ соответствует относительной площади сечения горла $A_{th}/A_0 \approx 0,033$. Эта площадь значительно меньше площади $(A_{th}/A_0)_{st} \approx 0,63$, которая согласно известному критерию Кантровица — Дональдсона необходима для запуска воздухозаборника. В численных расчетах [8, 9] получен запуск воздухозаборника с испытанной модельной конфигурацией.

В численных исследованиях, проведенных при условиях, соответствующих условиям испытаний воздухозаборников в ударных [6, 7] и импульсных [8, 9] трубах, получены данные о газодинамическом характере процессов запуска этих труб совместно с воздухозаборниками. На выходе из сопла и перед воздухозаборником за бегущей начальной ударной волной (УВ) возникает сложная пусковая система вторичных УВ и газодинамических разрывов. Протяженность этой системы вдоль оси симметрии превышает продольный размер воздухозаборника, и ее прохождение в канале модельного воздухозаборника определяет процесс его запуска. В результате возникает либо режим со сверхзвуковым втеканием во внутренний канал воздухозаборника (происходит его запуск), либо режим обтекания с выбитой головной УВ перед входом во внутренний канал и дозвуковым потоком в канале (воздухозаборник не запускается). После прохождения всей пусковой системы УВ через рабочую часть трубы и воздухозаборник поток в сопле и канале запущенного воздухозаборника становится квазиустановившимся. В этом случае число Маха для потока на входе в воздухозаборник практически не изменяется, а давление, температура и единичное число Рейнольдса уменьшаются во времени. Режим обтекания воздухозаборника в запущенном состоянии может сохраняться в течение некоторого времени, его продолжительность зависит, главным образом, от перепада начального давления в форкамере по сравнению с начальным противодавлением в выхлопной, обычно вакуумируемой емкости.

В работе [7] проведены расчеты течения в ударной трубе при наличии в ней плоского воздухозаборника с клином внешнего сжатия при $M = 7$ и различных значениях отношения противодавления к статическому давлению потока, набегающего на воздухозаборник. В расчетах режим с запуском воздухозаборника был получен при противодавлении, на порядок меньшем давления набегающего потока, расчеты проводились до момента выхода течения в канале воздухозаборника на квазиустановившийся режим. В эксперименталь-

ных исследованиях [2, 5] осесимметричного воздухозаборника с внутренним коническим каналом в ИТ-301 были проведены его испытания при $M = 7,6 \div 8,2$ в запущенном состоянии до момента разрушения рабочего потока в трубе. Начальные параметры потока, набегающего на воздухозаборник в этих испытаниях, в [2, 5] не приводятся и могут быть охарактеризованы некоторыми интервалами: $M = 7,6 \div 8,6$, $P_0 \approx (2 \div 6) \cdot 10^7$ Па, $T_0 \approx 900 \div 1300$ К, $Re_1 = (0,8 \div 3,2) \cdot 10^7$ 1/м, в выхлопной емкости давление откачивалось до значений $1,50 \div 0,15$ Па. Режим сверхзвукового втекания потока в воздухозаборник и режим квазиустановившегося рабочего потока возникали при $\tau > 1$ мс. Режим сверхзвукового втекания потока в воздухозаборник наблюдался в диапазоне $\tau = 8 \div 50$ мс, когда число Рейнольдса рабочего потока, определенное по длине канала воздухозаборника, было больше некоторой критической величины $Re_{L_{inl}} > Re_{cr}$. Затем происходил “срыв” втекания: почти мгновенно возникал режим обтекания воздухозаборника с выбитой головной УВ. В работах [2, 5] определены значения $Re_{cr} \approx 1,5 \cdot 10^6$ и $Re_{1cr} = 0,88 \cdot 10^7$ 1/м, которые имели место в рабочем режиме при $\tau \approx 40$ мс. Заметим также, что в указанных экспериментах использовалась система оптической визуализации течения с временным разрешением, при котором “срыв” воспринимался как мгновенный и его волнообразный характер не наблюдался.

В расчетах, проведенных в данной работе, начальные значения давления и температуры газа (воздуха) в форкамере задавались таким образом, чтобы получить параметры потока, набегающего на воздухозаборник, в котором число Рейнольдса Re_1 близко к экспериментальному числу Рейнольдса или на порядок больше его.

Согласно численным данным, полученным в настоящей работе, режим обтекания воздухозаборника с выбитой головной УВ возникает постепенно. Сначала в канале воздухозаборника появляется внутренняя УВ в виде диска Маха, перемещающаяся вверх по потоку до входного сечения. Возникшая затем головная УВ начинает двигаться в направлении, противоположном направлению набегающего потока, до тех пор пока не остановится на некотором расстоянии от входного сечения, после чего движется обратно. Далее происходит ее пульсационно-волнообразное перемещение против потока и обратно с уменьшением амплитуды колебаний, а затем стабилизация в некотором положении перед входным сечением.

Целью данной работы является исследование неизвестного ранее режима обтекания воздухозаборника с волнообразным переходом от запущенного состояния к состоянию с выбитой головной УВ на входе. Анализируется взаимосвязь изменения газодинамических параметров потока в канале осесимметричного воздухозаборника внутреннего сжатия, испытанного в импульсной трубе типа ИТ-301, при последовательном изменении режимов его обтекания.

1. Методика численного моделирования. Схема импульсной трубы, соответствующая конфигурации ИТ-301 и использованная при проведении численных расчетов в [8, 9], а также в данной работе, представлена на рис. 1 (размеры указаны в миллиметрах). В расчетах использовалась цилиндрическая система координат с меридиональной плоскостью Oxy , начало которой расположено в выходном сечении сопла, ось x направлена по потоку вдоль оси трубы (см. рис. 1).

Труба ИТ-301 включала форкамеру объемом $\Omega_f = 0,0005$ м³, предсопловой канал диаметром 0,02 м и длиной 0,02 м, сопло с горловиной и конически расширяющейся частью, имеющими общую длину 0,765 м. Угол раствора конически расширяющейся части сопла равен $\varphi_{nz} = 10^\circ$, диаметр выходного сечения — $D_{nz} = 0,14$ м. Геометрические параметры сопла соответствовали номинальному рабочему числу Маха потока $M = 8$. Разрывающаяся диафрагма устанавливалась на входе в предсопловой канал. Струя, формирующаяся в сопле, истекала в рабочую часть диаметром 0,5 м и длиной 1,0 м, за которой находилась

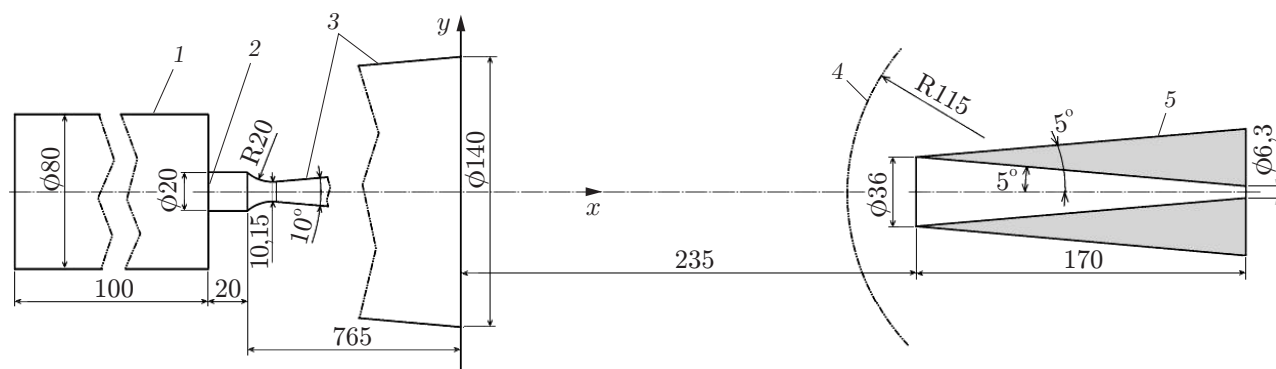


Рис. 1. Схема импульсной трубы ИТ-301 и испытанного в ней осесимметричного воздухозаборника:

1 — форкамера, 2 — диафрагма, 3 — сопло, 4 — оптическое окно, 5 — модельный воздухозаборник

выхлопная емкость объемом 8 м^3 . В рабочей части, на расстоянии $0,315 \text{ м}$ от выходного сечения сопла располагалось оптическое окно диаметром $0,23 \text{ м}$ для визуализации потока, обтекающего модели.

Расчеты проводились для осесимметричного воронкообразного воздухозаборника, результаты испытаний которого в ИТ-301 при числах Маха $M = 7,6 \div 8,2$ приведены в работах [2, 5]. Угол наклона стенки внутреннего сужающегося конического канала воздухозаборника равен $\delta_{inl} = 5^\circ$, диаметр входного сечения $D_{inl} = 0,036 \text{ м}$, длина $L_{inl} = 0,17 \text{ м}$. Расчетная относительная площадь сечения горла воздухозаборника составляла $A_{th}/A_0 = 0,0326$. В экспериментах были реализованы режимы запуска воздухозаборника, длительность режима сверхзвукового втекания в воздухозаборник составляла $5 \div 30 \text{ мс}$, затем возникал режим его обтекания с выбитой головной УВ на входе.

В расчетах предполагается, что воздухозаборник расположен в рабочей части на расстоянии $0,235 \text{ м}$ от выходного сечения сопла диаметром $0,14 \text{ м}$, что соответствует условиям испытаний воздухозаборника в ИТ-301 [2, 5] с визуализацией его внешнего обтекания через оптическое окно.

Перед испытанием форкамера ИТ-301 заполнялась рабочим газом, сжатым до некоторого высокого давления, воздух в вакуумной емкости и вакуумируемом канале трубы откачивался до минимально возможного давления. Запуск трубы происходил при подводе энергии к рабочему газу в результате электрического разряда в форкамере, температура и давление в ней повышались, при этом диафрагма разрывалась и начинался процесс истечения газа через сопло. Численное моделирование течения в трубе выполнено с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса (RANS) и SST- $(k-\omega)$ -модели турбулентности, реализованных в пакете ANSYS Fluent. Применялись основанная на плотности неявная схема второго порядка точности по пространству и схема Roe-FDS первого порядка по времени. В областях, соответствующих пограничному слою, течение разрешалось с использованием пристенных функций. Зависимость термодинамических свойств рабочего газа (воздуха) от температуры учитывалась с использованием соотношений, реализованных в ANSYS Fluent, процесс сжатия и нагрева рабочего газа в форкамере не рассматривался.

В расчетах задавались начальные статические значения давления и температуры рабочего газа, соответствующие моменту, предшествующему разрыву диафрагмы. Давление и температура принимались равными $P_f = 2,16 \cdot 10^7 \text{ Па}$, $T_f = 1000 \text{ К}$, что приблизительно соответствует условиям испытаний воздухозаборника в [2, 5] по числу Рейнольдса. Начальные значения давления и температуры остаточного воздуха в вакуумной емкости и

вакуумированном канале трубы приняты равными $P_v = 2,16 \cdot 10^2$ Па, $T_v = 290$ К, при этом $P_f/P_v = 10^5$.

В предсопловой вставке, сопле и воздухозаборнике расчетные сетки с числом ячеек, равным 100, были равномерными в радиальных направлениях. В продольном направлении сетки были многоблочными, ячейки в блоках задавались со сгущением вдоль оси, чтобы в зависимости от поперечного размера сечения канала сетка получалась максимально близкой к равномерной. В сопле использовалась расчетная сетка 100×1120 со сгущением ячеек вдоль оси в горловине. Для предсопловой вставки, в которой моделировался распад разрыва вследствие разрыва диафрагмы, на длине 0,2 м была использована равномерная вдоль оси вставки расчетная сетка с числом ячеек, равным 150 (сетка 100×150). В интервале $\Delta x = 10^{-3}$ м, в зоне установки диафрагмы, использовалась более густая сетка 100×100 . В форкамере размеры сетки составляли 200 ячеек по радиусу и 160 по длине. Для канала воздухозаборника использовалась сетка 100×400 . Общее число ячеек в расчетной области газодинамического тракта трубы не превышало $4,8 \cdot 10^3$. Построенная сетка обеспечивала значения параметра $y^+ = 40 \div 70$ для ячеек вблизи стенок горла сопла, $y^+ \leq 5$ для ячеек вблизи стенки на выходе из воздухозаборника в режиме его обтекания в запущенном состоянии со сверхзвуковым потоком в канале и $y^+ = 20 \div 250$ в локальных отрывных областях. Шаг по времени равен 1 мкс (высокая сходимость решения на каждом временном шаге) или 0,1 мкс (низкая сходимость), число итераций на временном шаге составляло $50 \div 200$ в зависимости от степени сходимости решения.

При постановке граничных условий предполагалось, что стенка сопла является адиабатической, а температура стенки воздухозаборника равна $T_w = 290$ К. Для адиабатической стенки температурный фактор равен $\bar{T}_{wr} = T_w/T_r = 1$ (T_r — температура восстановления в пограничном слое). Для стенки воздухозаборника с температурой $T_w = 290$ К при $T_r \approx T_0 = T_f$ значение $\bar{T}_{wr} \approx 0,3$ соответствует условиям испытаний рассматриваемого воздухозаборника в ИТ-301 при $M = 7,6 \div 8,2$ [2, 5]. В сечении на выходе из канала воздухозаборника ($x = 0,405$ м) ставились граничные условия неотражения. Поперечное сечение рабочей части, принятое в расчетах в качестве выходного, соответствует координате передней кромки воздухозаборника $x = 0,235$ м; площадь кольцевого сечения определяется диаметром рабочей части $D = 0,5$ м и диаметром входного сечения воздухозаборника $D_{inl} = 0,036$ м. В этом сечении также ставились граничные условия неотражения.

В ИТ-301 разрывающаяся диафрагма устанавливается на выходе из форкамеры и на входе предсопловой вставки — короткого цилиндрического участка канала перед соплом. Внезапный разрыв диафрагмы моделировался распадом газодинамического разрыва идеального газа в предположении, что в начальный момент времени на входе в предсопловую вставку распределения давления и температуры вдоль оси являются линейными ступенчатобразными функциями на малом интервале, значительно меньшем длины предсопловой вставки. Слева от этого интервала задавались давление P_f и температура T_f , соответствующие форкамере, справа — давление P_v и температура T_v , соответствующие вакуумной емкости.

Существует большое количество работ, в которых проведена верификация результатов численного решения различных задач о высокоскоростных течениях в ударных трубах с использованием RANS и SST- $(k-\omega)$ -модели турбулентности. Достаточно хорошо численно изучена структура волновых процессов при импульсном запуске сопел (см. [6]).

Методика расчетов, основанная на использованных в данной работе численном методе RANS и SST- $(k-\omega)$ -модели турбулентности, была апробирована на примере расчета нестационарного осесимметричного течения, инициируемого разрушением мембраны в ударной трубе с соплом [11]. Результаты численных расчетов сравнивались с результатами аналитических решений задачи о распаде разрыва (задачи Римана) и задачи об

отражении УВ. Проведено также сравнение результатов численных расчетов с данными экспериментов [12] для течения в ударной трубе с отражением УВ от торца трубы, ее бифуркацией и последующим развитием псевдоскачка. Из результатов предварительных расчетов течения в трубе ИТ-301 следует, что сеточная сходимость зависит от густоты сетки в предсопловой вставке, в которой имитировался разрыв диафрагмы. Густота сетки, даже бóльшая, чем в остальной части трубы, оказывается недостаточной для разрешения задачи Римана и определения параметров начальной УВ, соответствующих параметрам аналитического решения. Какие-либо экспериментальные данные о параметрах начальной УВ и иницируемого ею потока в предсопловой вставке на входе в сопло при разрушении диафрагмы в ИТ-301 отсутствуют. В проведенных расчетах сетка задавалась на основе результатов расчетов [13]. Поэтому следует учитывать, что формирование пускового течения в сопле и его эволюция в области перед воздухозаборником определяются скоростью движения начальной УВ и ее интенсивностью, определяемыми приближенно при расчете начальных параметров течения в предсопловой вставке.

2. Изменение во времени параметров рабочего потока. Основные особенности структуры течения, возникающего в процессе запуска сопла трубы, а также запуска испытываемого воздухозаборника и выхода на режим его квазиустановившегося обтекания, отмечены в [8, 9] и в данной работе подробно не рассматриваются. Однако, поскольку выявлен новый режим обтекания воздухозаборника с колебаниями выбитой головной УВ, необходимо определить взаимосвязь последовательно сменяющихся режимов обтекания с учетом характера изменения во времени параметров газа в форкамере, параметров потока на выходе из сопла трубы и параметров потока непосредственно перед входом во внутренний канал воздухозаборника. Изменение этих параметров обусловлено переходом режима течения, соответствующего сначала фазе запуска сопла, а затем развитию выходного течения из сопла вплоть до завершающей фазы квазиустановления рабочего режима течения перед воздухозаборником. Согласно данным [8, 9] и результатам расчетов, проведенных в настоящей работе, запуск сопла происходит в течение $\tau_{st} = 0,012 \div 0,013$ с при значениях параметров $P_f = 2,16 \cdot 10^2$ Па, $T_f = 1000$ К, после чего поток на выходе из сопла становится квазиустановившимся. Среднемассовое число Маха для этого потока изменяется в диапазоне от $M_{nz} = 7,45$ при $\tau = 1,2$ мс до $M_{nz} = 7,41$ при $\tau = 5$ мс (изменение не превышает 0,5 %). В выходном сечении сопла, в невязком ядре потока диаметром $D = 0,062$ м, изменение числа Маха не превышает 0,1 %. Этот режим соответствует рабочему режиму для ИТ-301 [2].

В рабочем режиме параметры газа в форкамере уменьшаются со временем. Согласно расчетам при $P_f = 2,16 \cdot 10^7$ Па, $T_f = 1000$ К в момент времени $\tau = 5$ мс уменьшение давления в форкамере относительно начального давления составляет приблизительно 66 %, температуры — 90 %. Уменьшение этих параметров газа сопровождается колебаниями, обусловленными последовательными отражениями интенсивных газодинамических волн в форкамере от ее задней стенки и от выходного сечения. Отражение волн от задней стенки первоначально инициируется волной расширения, возникающей в момент распада разрыва при “мгновенном” разрушении диафрагмы и распространяющейся в область высокого давления — в форкамеру. Эта волна доходит до задней стенки и отражается от нее в виде волны сжатия. Другая интенсивная газодинамическая волна, отражающаяся в форкамере, инициируется следующим образом. Начальная УВ, возникающая в момент распада разрыва при “мгновенном” разрушении диафрагмы, сначала перемещается в предсопловом канале, при прохождении этой волной горла сопла возникает отраженная УВ, движущаяся в противоположную сторону, в форкамеру. Частота колебаний определяется временем прохождения звукового возмущения по длине форкамеры, амплитуда колебаний постепенно уменьшается.

Течение на выходе из сопла появляется в момент времени $\tau = 0,632$ мс после прохождения начальной УВ через выходное сечение. Далее в этом сечении наблюдаются возмущения параметров, вызванные прохождением пусковой ударно-волновой системы, сформировавшейся в сопле, после чего параметры потока на выходе из сопла становятся колебательно уменьшающимися при $\tau > 1,3$ мс. В интервале времени $\tau = 1,5 \div 5,0$ мс частота колебаний составляет от 2800 до 2700 Гц. Для давления начальные амплитуды колебаний в рабочем режиме составляют приблизительно 18 % максимального значения, для температуры — 5 %, для числа Маха потока они не превышают 2 %. Эти амплитуды постепенно уменьшаются и в момент времени $\tau = 5$ мс для давления составляют приблизительно 8 % максимального значения, для температуры — 3 %, для числа Маха — 0,7 %.

Следует отметить, что течение во внутреннем канале воздухозаборника непосредственно перед входным сечением возникает в момент $\tau = 0,64$ мс, когда на входе в канал ($x = 0,235$ м) появляется начальная УВ. По мере прохождения пусковой ударно-волновой системы в канале при $\tau \approx 0,83$ мс возникает режим обтекания воздухозаборника со сверхзвуковым втеканием в его внутренний канал, при этом во входном сечении вдоль его оси число Маха потока увеличивается до значения $M = 10,05$. Поток на входе во внутренний канал воздухозаборника становится квазиустановившимся по числу Маха при $\tau > 2,0$ мс, при этом до момента $\tau = 5,2$ мс число Маха вдоль оси практически не изменяется: $M = 8,18 \pm 0,2$ %, в поперечном направлении отклонения числа Маха от осевого значения не превышают 0,1 %. В этом интервале времени единичное число Рейнольдса уменьшается на 14 % (от значения $Re_1 = 2,19 \cdot 10^7$ 1/м до значения $Re_1 = 1,89 \cdot 10^7$ 1/м).

Согласно численным данным при $\tau > 2,0$ мс на участке от выходного сечения сопла ($x = 0$) до входного сечения канала воздухозаборника ($x = 0,235$ м) квазистационарный поток является ускоряющимся, увеличение числа Маха вдоль оси рабочей части струи составляет $\Delta M / \Delta x = 0,071$. При этом осевые градиенты давления и температуры являются отрицательными.

В работах [2, 5] не приводятся экспериментальные данные о характеристиках рабочего потока в ИТ-301, с которыми могут быть непосредственно сопоставлены результаты выполненных численных расчетов параметров течения в трубе, но картина течения, формирующегося перед воздухозаборником и рассчитанного численно, согласуется с картиной течения, приведенной в [2, 5]. Следует отметить, что эти данные получены либо путем измерений с большими погрешностями, либо на основе результатов расчета течения в одномерном приближении. Например, аппаратура, использованная для измерения характеристик течения в ИТ-301 [2, 5], измеряла давление с погрешностью от $4 \div 5$ до 20 %, что не позволяло определить указанные выше колебания параметров потока во времени.

3. Структура течения в запущенном воздухозаборнике. Рассмотрим структуру обтекания воздухозаборника после его запуска, когда течение на выходе из сопла и на входе в воздухозаборник становится квазиустановившимся. В данной работе картины течения, соответствующие отдельным областям течения, представлены в виде полей и изолиний числа Маха в меридиональной плоскости Oxy , в характерных зонах поля течения указаны значения числа Маха, соответствующие изменениям. Следует учитывать, что скачки уплотнения, возникающие в осесимметричных течениях, имеют форму поверхностей вращения и проявляются в меридиональных плоскостях в виде отрезков кривых или прямых линий.

На рис. 2,а показана картина течения на участке от сечения 1 на выходе из сопла до входного сечения 2 воздухозаборника и течения в его канале до выходного сечения 3 в момент $\tau = 1,302$ мс. На рис. 2,б показано течение в канале воздухозаборника в большем масштабе.

Поток, набегающий на воздухозаборник, является достаточно равномерным в его входном поперечном сечении 2 ($x = 0,235$ м), число Маха потока равно $M = 8,56$, число Рей-

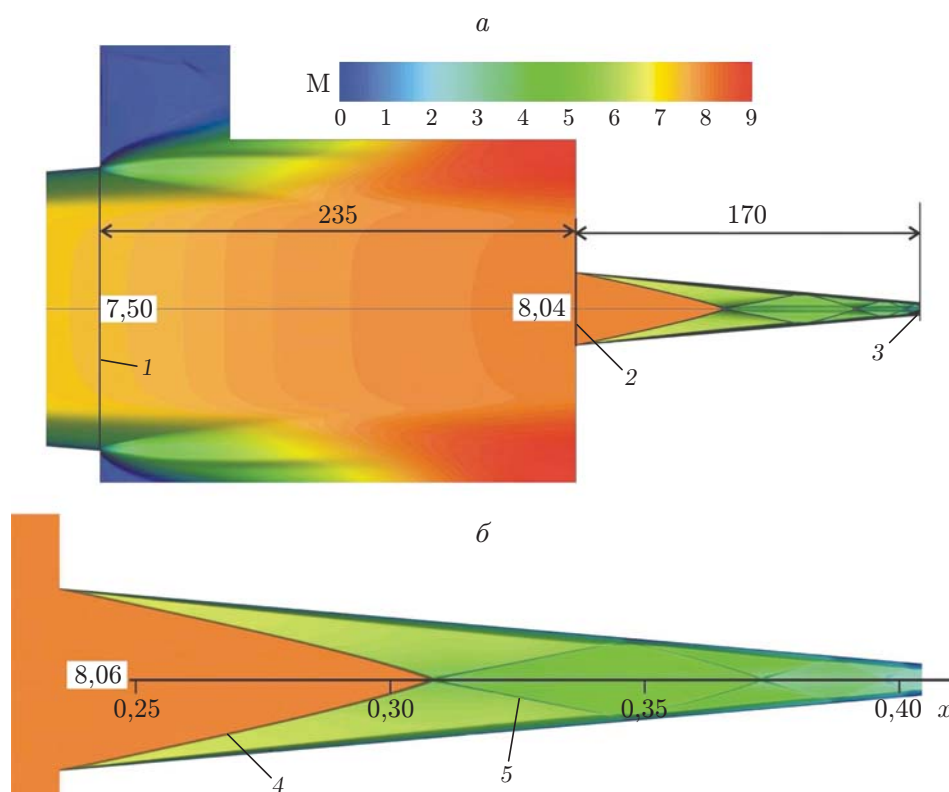


Рис. 2. Картина течения при $\tau = 1,302$ мс:

a — на выходе из сопла и в воздухозаборнике, b — в канале воздухозаборника (в большем масштабе); 1 — выходное сечение сопла трубы, 2, 3 — входное и выходное сечения канала воздухозаборника, 4 — начальный конусообразный скачок уплотнения, распространяющийся от передней кромки воздухозаборника, 5 — отраженный от оси конусообразный скачок уплотнения

нольдса $Re_1 = 2,1 \cdot 10^7$ 1/м. В расчетном сверхзвуковом течении в канале воздухозаборника возникает начальный конусообразный скачок уплотнения 4, распространяющийся от круговой передней кромки воздухозаборника и сходящийся к оси, где происходит его квазирегулярное отражение, после чего отраженный скачок 5 падает на стенку. Далее образуется система конусообразных скачков уплотнения, отраженных от стенки, сходящихся к оси и отражающихся от нее. Следует отметить, что в осесимметричном течении интенсивность сходящегося к оси квазиконического скачка уплотнения увеличивается по мере приближения к ней, скорость за ним должна достигать скорости звука и теоретически он должен распространяться далее к оси как сильный скачок с дозвуковой скоростью за ним. Однако в численных расчетах скачок в этой области нерегулярно отражается от оси, при этом возникает диск Маха, который при малых размерах в численных расчетах может быть обнаружен только специальным образом с использованием густой расчетной сетки. В проведенных численных расчетах происходит “иллюзорно-регулярное” отражение падающих на ось квазиконических скачков уплотнения, что объясняется большими числами Маха потока, малой интенсивностью скачков и их “размазанностью” по толщине. Результаты расчетов показывают, что в данном случае отсутствуют локальные отрывы пограничного слоя, обусловленные повышением давления при отражении скачков уплотнения от стенок канала.

На выходе из канала воздухозаборника с минимальной площадью поперечного сечения ($x = 0,405$ м) пограничный слой занимает значительную по площади (приблизительно

80 %) зону вблизи стенки, его толщина δ_{ex} , отнесенная к радиусу сечения и длине канала, равна $\delta_{ex}/(D_{ex}/2) \approx 0,37$ и $\delta_{ex}/L_{inl} \approx 0,007$ соответственно. Скорость потока в “невязком” ядре является сверхзвуковой с максимальным значением числа Маха $M \approx 2,7$ на границе невязкого ядра потока ($y = 0,014$ м) и среднемассовым значением $\tilde{M} \approx 2,2$ в сечении. Это значение существенно меньше по сравнению с максимальным, поскольку значительная часть профиля скорости имеет вид, характерный для пограничного слоя. Скорости потока в сечении также малы по сравнению со скоростью потока ($M = 8,56$) на входе в канал, что объясняется торможением сверхзвукового потока в сужающемся канале.

4. Смена режимов течения в воздухозаборнике при переходе к режиму обтекания с выбитой головной ударной волной. Как отмечено выше, при $\tau > 2,0$ мс развитие течения в канале воздухозаборника происходит при уменьшении единичного числа Рейнольдса входного потока (на 14 % в диапазоне $\tau = 2,0 \div 5,2$ мс). Это уменьшение оказывает незначительное влияние на увеличение толщины пограничного слоя на стенке канала. Согласно простейшим оценкам характеристик турбулентного слоя со степенным профилем скорости для пластины [14] его относительная толщина должна изменяться по закону $\delta/L \sim 1/\text{Re}_L^{0,2}$. При рассматриваемых значениях параметров входного потока указанное уменьшение числа Рейнольдса Re может привести к увеличению δ_{ex} приблизительно на 4 %. Таким образом, если не учитывать сжатие струи в канале воздухозаборника, то изменение величины δ_{ex} является незначительным.

В то же время при $\tau > 2$ мс появляется небольшой локальный отрыв пограничного слоя уже в области падения на стенку первого скачка, отраженного от оси канала, возникают отрывной скачок 1 и отрывная зона 2 (рис. 3, а). Позднее появляются локальные отрывы пограничного слоя в зонах падения на стенку других скачков уплотнения, отраженных от оси. Отрывы индуцируют слабые отрывные скачки уплотнения, взаимодействующие с падающими, в результате чего возникают скачки, замыкающие отрывные зоны.

Известно, что продольные и поперечные размеры отрывных зон пропорциональны толщине пограничного слоя, вниз по потоку за отрывными скачками происходит замедление потока с некоторой потерей полного давления. Поскольку эти скачки распространяются поперек канала, с уменьшением Re должно происходить постепенное уменьшение среднемассовой скорости в выходном сечении, что подтверждается результатами численного расчета течения.

Постепенно интенсивность отрывных скачков, образующихся при падении на стенку скачков уплотнения в концевой части канала, увеличивается настолько, что они должны отражаться от оси канала нерегулярно. Это приводит, в частности, к возникновению при $\tau = 4,922$ мс, $x \approx 0,385$ м концевой центральной скачка 3 типа диска Маха с достаточно большим поперечным размером (см. рис. 3, а). Этот концевой диск является выпуклым по отношению к локальному неравномерному потоку, в котором он возникает, и диск постепенно смещается вперед. На выходе из канала воздухозаборника вблизи оси скорость остается сверхзвуковой, но ее среднемассовое значение в выходном сечении уменьшается ($\tilde{M} \approx 2,01$). Уменьшение скорости продолжается по мере смещения вперед концевой диска Маха.

Расчетные данные показывают, что в интервале времени $\tau = 5,0 \div 5,3$ мс на выходе из канала воздухозаборника (в горле) достигаются критические условия записания неравномерного потока. Эти условия оценивались согласно [15] с использованием интегральной функции $q(\tilde{M}) = \int \frac{\rho V_n}{\tilde{P}_0 F} df$ (ρ — плотность; V_n — компонента скорости потока, направленная по нормали к рассматриваемому сечению площадью F ; $\tilde{P}_0$ — среднемассовое значение полного давления; $\tilde{M}$ — среднемассовое число Маха для потока), являющейся аналогом

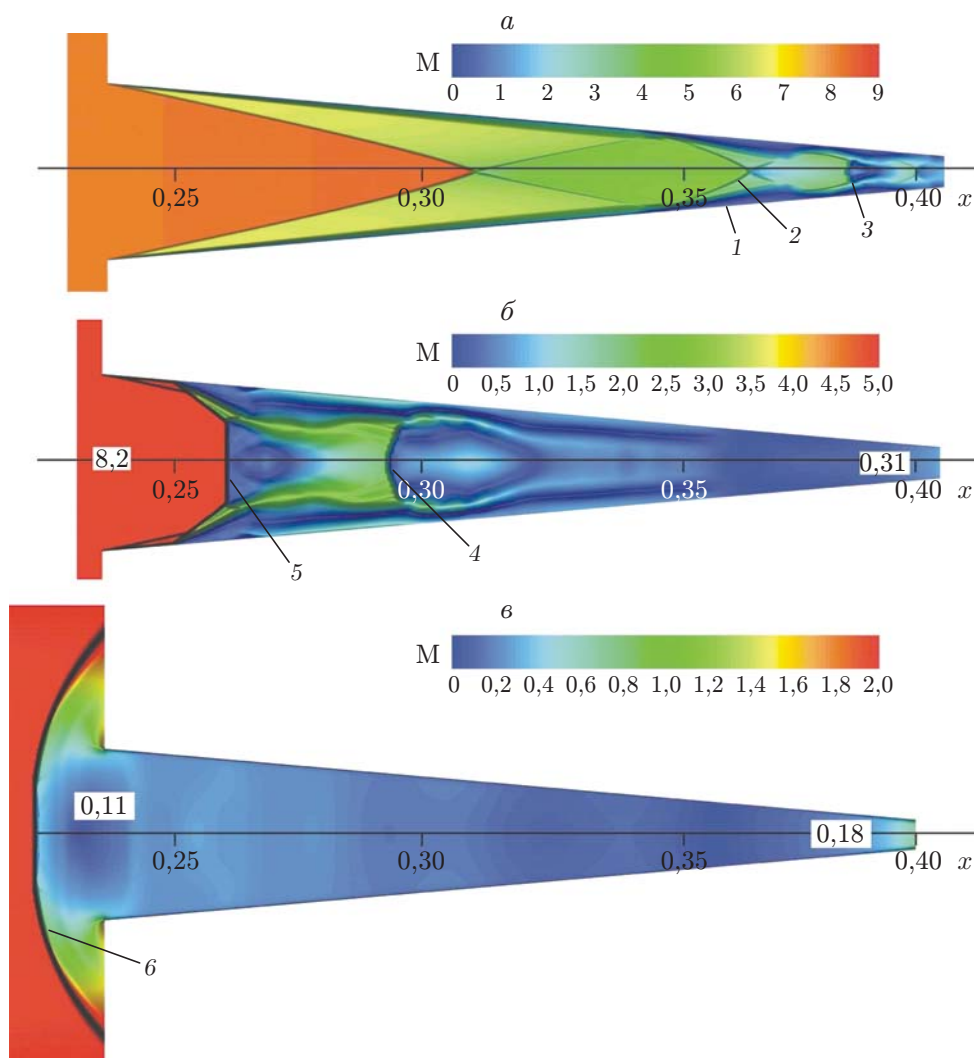


Рис. 3. Картины течения в воздухозаборнике при $\tau > 4$ мс:

a — $\tau = 4,922$ мс, b — $\tau = 5,352$ мс, v — $\tau = 6,462$ мс; 1 — зона отрыва пограничного слоя, 2 — скачок уплотнения, индуцированный отрывом, 3 — внутренний дискообразный центральный скачок, возникающий при нерегулярном отражении отрывного скачка от оси, 4 — начальный диск Маха в зоне с дозвуковым потоком, возникающей в процессе движения дискообразного скачка 3, 5 — диск Маха, возникающий вследствие запираания канала воздухозаборника, 6 — выбитая головная УВ

функции приведенного расхода для неравномерной адиабатической струи. Если на некотором участке канала имеет место неравномерный поток с дозвуковыми и сверхзвуковыми зонами в поперечных сечениях, для которого начальные значения числа Маха $\tilde{M} > 1$, а затем $q(\tilde{M}) \rightarrow 1$ и $\tilde{M} < 1$, то выполняется критическое условие запираания неравномерного потока, эквивалентное критическому условию запираания $q(M) = 1$ при $M = 1$ для одномерного потока. Согласно данным проведенных численных расчетов на выходе из канала происходит скачкообразное изменение среднемассового числа Маха для потока от значения $\tilde{M} \approx 2,01$ при $\tau = 4,5$ мс до значения $\tilde{M} \approx 0,77$ при $\tau = 4,95$ мс, что свидетельствует о достижении критических условий.

После достижения на выходе из канала критического условия запираания неравномерного потока внутреннее течение развивается таким образом, что в канале образует-

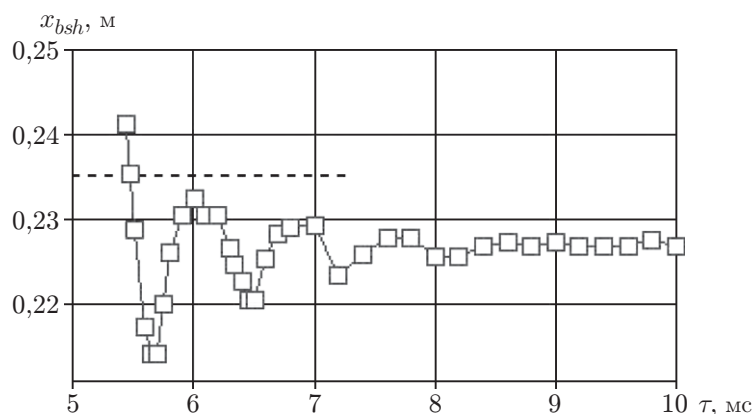


Рис. 4. Зависимость положения выбитой головной УВ от времени (штриховая линия — входное сечение воздухозаборника)

ся протяженная зона дозвукового течения. Как показано на рис. 3,б, в момент времени $\tau = 5,352$ мс дозвуковая зона начинается с выпуклого диска Маха 4 ($x = 0,293$ м), обусловленного нерегулярным отражением от оси отрывных скачков, и простирается до конечного сечения. Этот диск формируется в результате перестройки внутреннего течения со смещением вперед конечного диска Маха 3, указанного на рис. 3,а. Кроме того, запираение потока в выходном сечении канала приводит к появлению при $\tau = 5,352$ мс, $x = 0,26$ м начального “плоского” диска Маха 5 в носовой части воздухозаборника, в захватываемом им набегающем потоке (см. рис. 3,б). Диск Маха 5 индуцирует отрыв пограничного слоя на стенке носовой части и возникновение отрывного скачка, взаимодействующего с диском.

Диск Маха 5 постепенно смещается вперед, в момент времени $\tau = 5,472$ мс он достигает входного сечения и в воздухозаборнике возникает структура течения с “плоским” диском Маха во входном сечении его внутреннего канала. При этом в канале воздухозаборника поток является дозвуковым и неравномерным вдоль оси. Заметим, что поток, захватываемый воздухозаборником в момент $\tau = 5,472$ мс, характеризуется параметрами $M = 8,06$, $Re_1 = 1,9 \cdot 10^7$ 1/м.

При $\tau = 6,462$ мс возникает режим обтекания воздухозаборника с выбитой головной УВ 6 перед входом (см. рис. 3,в). Изменение положения УВ 6 со временем показано на рис. 4. Сначала она движется против потока до некоторого положения, максимально удаленного от сечения входа ($\tau \approx 5,57$ мс), а затем движется обратно, причем ее перемещение является волнообразным. В интервале $\tau = 5,8 \div 8,2$ мс частота колебаний составляет $f \approx 1180$ Гц, их амплитуда уменьшается, поэтому при $\tau > 8,5$ мс выбитая головная УВ стабилизируется в положении $x_{bsh} \approx 0,227$ м, соответствующем режиму обтекания незапущенного воздухозаборника с головной УВ перед входом.

Заметим, что в рассматриваемом случае давление, температура и другие статические параметры потока также колеблются, причем колебания являются затухающими. В процессе колебаний температура не превышает температуры торможения потока, набегающего на воздухозаборник.

Рассмотрим изменение во времени расходных характеристик воздухозаборника и определим массовый расход воздуха m_+ , захватываемого непосредственно на входе во внутренний канал воздухозаборника, и массовый расход воздуха m_- , вытекающего из канала воздухозаборника. В интервале времени $\tau = 1,3 \div 5,4$ мс поток, втекающий в воздухозаборник, является сверхзвуковым. Для невязкого течения, в случае если воздухозаборник является запущенным, его коэффициент расхода должен быть равен $\varphi = m_-/m_+ = 1$. То же значение должно иметь место в случае установившегося течения с неизменными

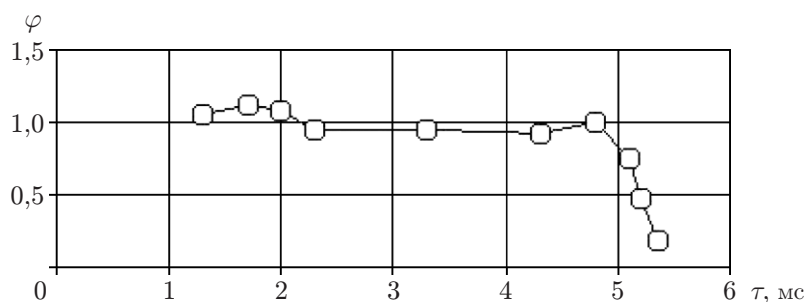
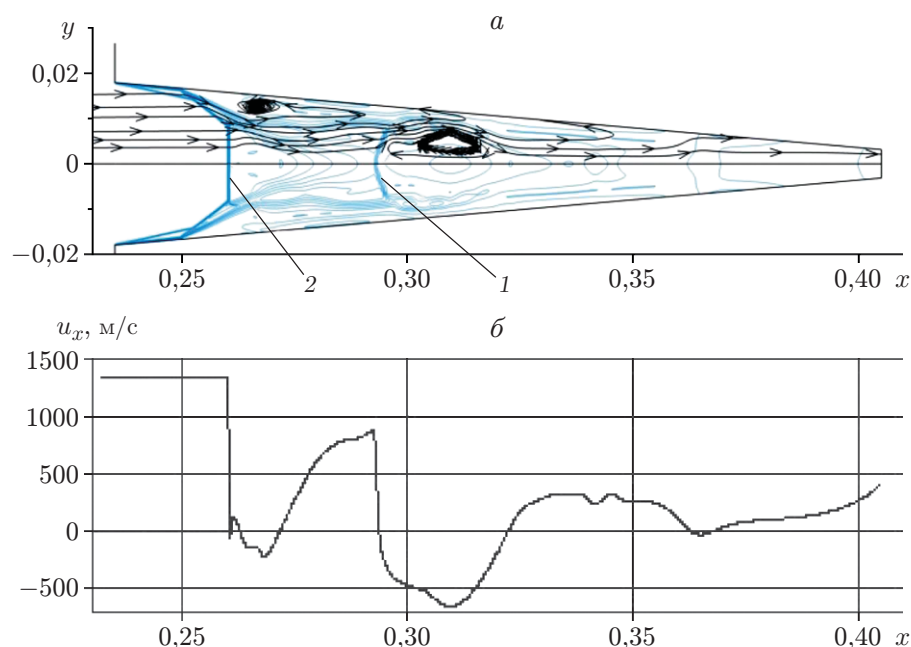


Рис. 5. Зависимость коэффициента расхода воздухозаборника от времени

Рис. 6. Картина течения в воздухозаборнике (а) и распределение скорости потока вдоль оси (б) при $\tau = 5,352$ мс:

1 — положение центрального дискообразного скачка, за которым сформировался дозвуковой поток, 2 — положение центрального дискообразного скачка, возникающего в невозмущенном набегающем потоке, захватываемом воздухозаборником, с формированием отрыва и отрывного скачка

параметрами сверхзвукового втекания. На рис. 5 представлена зависимость рассчитанного коэффициента расхода φ от времени. Видно, что в начальные моменты времени $1,3 \text{ мс} < \tau < 2,3 \text{ мс}$, после возникновения режима со сверхзвуковым втеканием потока в воздухозаборник, коэффициент расхода больше единицы. В данном случае значение m_+ является максимально возможным, следовательно, объем воздуха, вытекающего из канала воздухозаборника, больше объема втекающего воздуха, т. е. внутреннее течение в воздухозаборнике является неустановившимся. В интервале времени $\tau = 2,3 \div 4,3 \text{ мс}$ изменение коэффициента расхода мало: $\varphi = 0,93 \div 0,95$ (не более 2 %). Это значение меньше теоретически возможного $\varphi = 1$, т. е. объем воздуха, вытекающего из канала воздухозаборника, меньше объема втекающего воздуха. В экспериментах [2, 5] по визуализации обтекания рассматриваемого воздухозаборника измерения для определения коэффициента расхода не проводились, поэтому полагалось, что в режиме обтекания воздухозаборника со сверхзвуковым втеканием $\varphi = 1$.

Тот факт, что согласно данным расчета в интервале $\tau = 2,3 \div 4,3$ мс объем воздуха, вытекающего из канала воздухозаборника, меньше объема втекающего воздуха, объясняется структурой течения, которую можно пояснить на примере картины течения, представленной на рис. 3,б ($\tau = 5,352$ мс). В этом случае внутри канала воздухозаборника наблюдаются две центральные поперечные дискообразные УВ (диски Маха): УВ 4 при $x = 0,293$ м и УВ 5 при $x = 0,26$ м. Эти УВ являются встречными и движутся против потока. Как отмечено выше, УВ 4 сформировалась в процессе развития течения в хвостовой части канала после возникновения концевой диска Маха (см. рис. 3,б), обусловленного отражением нестационарных УВ от выходного сечения канала. Возникновение УВ 5 — начального диска Маха — в воздухозаборнике, в захватываемом им невозмущенном набегающем потоке, обусловлено запирающим потоком на выходе из канала.

Рассмотрим указанную структуру течения, построив линии тока для поля скоростей в системе координат, связанной с продольным движением УВ 4 (рис. 6,а), а также изменение вдоль оси продольной составляющей скорости потока u_x , получаемой в этой системе координат (рис. 6,б). Согласно данным численного расчета течения в принятой неподвижной системе координат УВ 4 движется вперед вдоль оси со скоростью $D_x \approx 169,2$ м/с. В преобразованном поле скоростей на рис. 6,а УВ 4 занимает положение 1, УВ 5 — положение 2. Скорость дискообразной УВ 1 вдоль оси составляет $u_x = 0$ (см. рис. 6,б, $x = 0,293$ м), скорость невозмущенного потока, набегающего на воздухозаборник и захватываемого им (см. рис. 6,б, $x < 0,26$ м), равна $u_x = U_x \approx 1332$ м/с, на УВ 2 набегающий поток со скоростью $D_x + U_x$.

На рис. 6,а видно, что внутри воздухозаборника захватываемая струя разделяется на три части. Одна, поперечно-кольцевая, часть примыкает к стенке (во входном сечении $\Delta y = 0,018 \div 0,010$ м), ее линии тока проходят через отрывной скачок и разворачиваются, оставаясь в протяженной отрывной зоне ($\Delta x = 0,25 \div 0,35$ м). Линии тока в центральной части струи ($\Delta y = 0 \div 0,0088$ м), проходя через УВ 2 и УВ 1, попадают в возникшую за вторым диском замкнутую зону встречного течения, в которой $u_x < 0$ ($\Delta x = 0,293 \div 0,320$ м). Эта зона движется против потока вслед за УВ 1. Промежуточная поперечно-кольцевая часть струи (во входном сечении $\Delta y = 0,0100 \div 0,0088$ м) проходит через отрывную и отраженную УВ 2 тройной конфигурации, возникшей при падении на стенку УВ 2 (диска Маха), проходит вблизи стенки мимо УВ 1, огибает замкнутую зону встречного течения за УВ 1 и проникает дальше в хвостовую часть канала. Оттоком воздуха, захватываемого в отрывную зону и зону встречного течения, обусловлено постепенное увеличение отрывной зоны за счет перемещения УВ 1 и УВ 2 внутри канала. При этом параметры потока на выходе из него остаются критическими, поэтому изменение значений коэффициента расхода $\varphi < 1$ несущественно.

В расчетах при давлении в форкамере $P_f = 8,11 \cdot 10^7$ Па, большем давления $P_f = 2,16 \cdot 10^7$ Па, особенности формирования в сопле и при запуске воздухозаборника системы УВ сохранялись, но она характеризовалась большей интенсивностью и соответственно большими размерами зон отрывного взаимодействия с пограничным слоем.

В случае $P_f = 8,11 \cdot 10^7$ Па структура течения во внутреннем канале воздухозаборника в запущенном состоянии, сформировавшаяся при $\tau > 1,3$ мс, оставалась неизменной вплоть до момента времени $\tau \approx 22,2$ мс. Также в канале присутствовала система конусообразных сужающихся УВ, квазирегулярно отражающихся от оси, при этом локальные отрывы пограничного слоя, индуцированные падающими на нее скачками, на стенке отсутствовали. Такие отрывы появлялись при $\tau > 23$ мс, далее структура течения в воздухозаборнике эволюционировала аналогично случаю $P_f = 2,16 \cdot 10^7$ Па. В некоторый момент времени достигались критические условия запирающего неравномерного потока на выходе из канала, во входной части канала формировался четко выраженный диск Маха, который постепенно смещался вверх по потоку. При $\tau \approx 26,78$ мс его выбивало, перед воздухозаборником

появлялась выбитая головная УВ, что соответствует режиму обтекания воздухозаборника в незапущенном состоянии. Поток, захватываемый воздухозаборником в этот момент времени, характеризовался параметрами $M = 8,23$, $Re_1 = 3,28 \cdot 10^7$ 1/м.

Как и в случае $P_f = 2,16 \cdot 10^7$ Па, происходило волнообразное перемещение выбитой головной УВ при “срыве” режима обтекания воздухозаборника в запущенном состоянии. Частота колебаний была равна $f = 560$ Гц при $\tau = 28,5 \div 30,0$ мс и $f = 400$ Гц при $\tau = 30,0 \div 32,5$ мс, амплитуда колебаний быстро уменьшалась, поэтому при $\tau > 32,5$ мс выбитая УВ стабилизировалась в положении $x_{bsh} \approx 0,226$ м.

В обоих случаях ($P_f = 2,16 \cdot 10^7$ Па и $P_f = 8,11 \cdot 10^7$ Па) для рассматриваемого воздухозаборника с использованием результатов проведенных расчетов было получено одно и то же критическое число Рейнольдса $Re_{cr} \approx 3 \cdot 10^6$, при котором происходило выбивание головной УВ. Это значение больше экспериментального значения $Re_{cr} \approx 1,5 \cdot 10^6$ [2]. При интерпретации результатов испытаний в [2] предполагалось, что при возникновении квазиустановившегося режима обтекания воздухозаборника в запущенном состоянии пограничный слой на поверхностях внутреннего канала является практически турбулентным, по крайней мере, в областях, где возможен отрыв, и “срыв” втекания происходил вследствие обратного перехода пограничного слоя из турбулентного состояния в ламинарное при уменьшении числа Рейнольдса $Re_{L_{inl}}$. Полученные результаты численных расчетов показывают, что такое предположение является обоснованным.

5. Причины волнообразного перемещения головной ударной волны при “срыве” режима обтекания воздухозаборника в запущенном состоянии. Основной причиной волнообразного перемещения головной УВ в случае “срыва” режима обтекания воздухозаборника в запущенном состоянии является следующий газодинамический процесс. Когда возникает головная УВ, движущаяся от входного сечения против потока, в канале воздухозаборника возникает отраженная УВ, движущаяся к его выходному сечению по дозвуковому потоку (волна 2 ($x \approx 0,306$ м) на рис. 7). Поперек этой УВ параметры потока изменяются скачкообразно, при этом давление и температура перед фронтом волны больше, чем за ним. В работе [16] эта поперечная волна называется обращенной УВ. При достижении волной 2 выходного минимального сечения канала возникает новая отраженная УВ, которая, двигаясь против потока, проходит через входное сечение. При этом во входном сечении образуется новая отраженная УВ, распространяющаяся вниз по потоку в канале. УВ, прошедшая через входное сечение, достигает головной УВ и взаимодействует с ней, в результате чего головная УВ перемещается вниз в направлении набегающего потока. Повторяющиеся отражения волн приводят к возникновению колебательного процесса перемещения головной УВ и, соответственно, к колебательному изменению параметров в канале воздухозаборника. Амплитуда колебаний головной УВ со временем уменьшается, ее положение стабилизируется на некотором расстоянии от передней кромки воздухозаборника, что соответствует установлению режима обтекания незапущенного воздухозаборника с выбитой головной УВ.

При испытаниях моделей в импульсной трубе происходит истечение сверхзвуковой осесимметричной струи из сопла в рабочую часть с малым давлением, ограниченную стенками трубы, с ее натеканием на препятствие — испытываемую модель, которая в рассматриваемом случае испытаний в ИТ-301 является воздухозаборником. Возникновение колебательного газодинамического процесса в этих условиях можно было бы объяснить известным эффектом Гартмана (см., например, [17]) — возникновением автоколебательного процесса при натекании осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи на полую трубку, один конец которой открыт и направлен против потока струи, а другой закрыт. В случае эффекта Гартмана происходят колебания головной УВ, возникающей перед открытым концом трубки, а также колебания параметров газа в трубке. Эти колебания сопровождаются мощным акустическим излучением в окружающую среду, проявляется

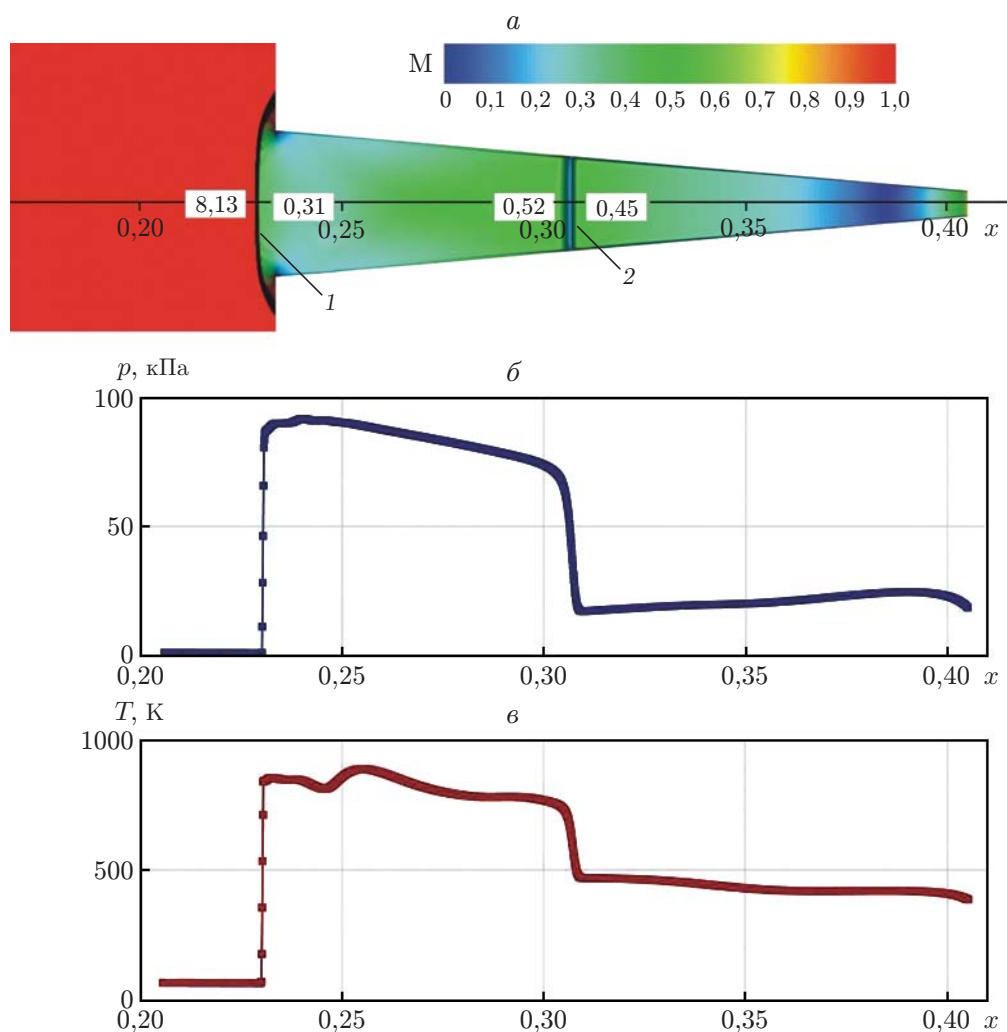


Рис. 7. Картина течения в воздухозаборнике (а) и распределения давления (б) и температуры (в) вдоль оси при $\tau = 5,902$ мс, $P_f = 2,16 \cdot 10^7$ Па:
 1 — выбитая головная УВ, 2 — обращенная УВ

также аэротермоакустический эффект Шпренгера — увеличение температуры газа вблизи дна трубки до значений, превышающих температуру торможения набегающей струи. Газодинамический механизм колебаний головной УВ в случае эффекта Гартмана [17] аналогичен рассмотренному выше, но в случае воздухозаборника струя в его канале не тормозится до нулевой скорости в выходном сечении с образованием застойной зоны. Колебания, имеющие место при обтекании воздухозаборника, являются затухающими. Условия теплообмена при заданной температуре стенки $T_w = 290$ К в канале воздухозаборника соответствуют охлаждению струи, ее температура торможения по мере приближения к выходному сечению уменьшается.

По сути, режим обтекания воздухозаборника с волнообразным перемещением выбитой головной УВ является переходным от режима обтекания воздухозаборника в запущенном состоянии со сверхзвуковым втеканием к режиму с выбитой головной УВ и дозвуковым потоком в его канале. Для того чтобы реализовать выявленную в численном решении смену режимов обтекания воздухозаборника, необходимо провести эксперимент, условия которого отличаются от условий экспериментов, проведенных в ИТ-301.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Поуп А.** Аэродинамические трубы больших скоростей / А. Поуп, К. Гойн. М.: Мир, 1968.
2. **Королев А. С.** Импульсные трубы в аэродинамических исследованиях / А. С. Королев, Б. В. Бошнятов, И. Г. Друкер, В. В. Затолока. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1978.
3. **Звегинцев В. И.** Газодинамические установки кратковременного действия. Ч. 1. Установки для научных исследований. Новосибирск: Параллель, 2014.
4. **Williams R. L.** Application of pulse facilities to inlet testing // J. Aircraft. 1964. V. 1, N 10. P. 236–241. DOI: 10.2514/3.43589.
5. **Бошнятов Б. В., Гилязетдинов Б. Н., Затолока В. В.** Экспериментальные исследования гиперзвуковых воздухозаборников // Аэромеханика: Сб. ст., посвящ. 60-летию акад. В. В. Струминского. М.: Наука, 1976. С. 87–98.
6. **Jiao X., Chang J., Wang Z., Yu D.** Investigation of hypersonic inlet pulse-starting characteristics at high Mach number // Aerospace Sci. Technol. 2016. V. 58. P. 427–436.
7. **Jiao X., Chang J., Yu D.** Numerical study on hypersonic nozzle-inlet starting characteristics in a shock tunnel // Acta Astronaut. 2017. V. 130. P. 167–179. DOI: 10.1016/j.actaastro.2016.10.027.
8. **Gounko Yu. P., Kavun N. I.** Starting processes at testing inlets in impulse wind tunnels // AIP Conf. Proc. 2018. V. 2027. 030011. DOI: 10.1063/1.5065105.
9. **Gounko Yu. P., Mazhul I. I., Kavun N. I.** An investigation of starting processes and flow patterns occurring in hypersonic axisymmetric inlets of internal compression // AIP Conf. Proc. 2017. V. 1893. 030057. DOI: 10.1063/1.5007515.
10. **Gounko Yu. P., Kavun I. N.** Numerical simulation of the shock-wave starting of an inlet tested in an impulse wind tunnel with a throttled plenum chamber // AIP Conf. Proc. 2021. V. 2351. 030045. DOI: 10.1063/5.0052059.
11. **Kotov M. A., Kryukov I. A., Ruleva L. B., et al.** Experimental investigations of an aerodynamic flow of geometrical models in hypersonic aerodynamic shock tube. San Diego, 2013. (Paper / AIAA; N 2013-2931).
12. **Matsuo K., Kawagoe S., Kage K.** The interaction of a reflected shock wave with the boundary layer in a shock tube // Bull. JSME. 1974. V. 17. P. 1039–1046.
13. **Гунько Ю. П., Кавун И. Н.** Нестационарный псевдоскачок в ударной трубе // ПМТФ. 2020. Т. 61, № 2. С. 71–80. DOI: 10.15372/PMTF20200207.
14. **Белянин Н. М.** Теория пограничного слоя // Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. С. 276–360.
15. **Гунько 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.
16. **Баженова Т. В.** Нестационарные взаимодействия ударных волн / Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева. М.: Наука, 1977.
17. **Бочарова О. В., Лебедев М. Г.** Аэроакустический эффект Гартмана: сто лет исследований и текущее состояние вопроса // Инж. журн.: наука и инновации. 2018. Вып. 9. С. 1–25. DOI: 10.18698/2308-6033-2018-9-1803.

*Поступила в редакцию 11/X 2022 г.,
после доработки — 15/XII 2022 г.
Принята к публикации 26/XII 2022 г.*