

УДК 533.6.071.5

Особенности течений, формирующихся в процессах импульсного запуска сверхзвуковой аэродинамической трубы с различными диффузорами

Ю.П. Гунько, И.Н. Кавун

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

E-mail: gounko@itam.nsc.ru, i_k@list.ru

Рассматриваются особенности сверхзвуковых нестационарных течений, формирующихся в процессах импульсного запуска аэродинамической трубы, содержащей форкамеру, сопло, диффузор и выхлопную емкость. Форкамера отделяется от тракта трубы тонкой разрушаемой диафрагмой. Перед запуском трубы газ, содержащийся в выхлопной емкости, откачивается до очень малого давления, затем в форкамеру начинает подаваться рабочий газ под большим давлением. При достижении некоторой величины этого давления в форкамере диафрагма «мгновенно» разрушается, и рабочий газ начинает истекать через сопло: возникает быстропротекающий неустановившийся процесс запуска трубы. Выполнено численное моделирование течений, формирующихся при импульсном запуске простейшей экспериментальной импульсной установки с плоским соплом, на выходе которого реализуется сверхзвуковой поток с числом Маха 2,9, и со сменными плоскими диффузорами, имеющими различные относительные площади горловины. Численные расчеты плоских нестационарных течений выполнены с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и SST $k-\omega$ модели турбулентности. Рассчитанные численно структуры течения сопоставляются с данными оптической визуализации течения, полученными в экспериментальной установке в процессе ее запуска.

Ключевые слова: сверхзвуковая аэродинамическая труба, сопло, диффузор, импульсный процесс запуска, нестационарное сверхзвуковое течение.

Введение

В настоящее время для экспериментального исследования аэродинамических характеристик гиперзвуковых летательных аппаратов широко используются установки кратковременного действия со временем работы менее секунды — ударные и импульсные аэродинамические трубы. Принцип действия этих установок одинаков. В их состав входит некоторая емкость фиксированного объема — форкамера, в которую тем или иным способом может быть быстро подведено большое количество энергии и создано высокое давление, и которая отделена разрушаемой мембраной от остальных элементов установки — сопла, рабочей части и выхлопной емкости большого объема, в которых перед пуском создается очень низкое давление. Разрыв мембраны при повышении давления или ее принудительное разрушение приводят к возникновению распада газодинамического разрыва, при котором образуется ударная волна, распространяющаяся по газу с малым давлением, за ней инициируется поток газа, который направляется в сопло

и создает на выходе из него высокоскоростной рабочий поток с параметрами, требуемыми для проведения испытаний моделей. Прохождение начальной ударной волны в сопле сопровождается образованием пусковой системы волн. Если после выхода этой системы из сопла в нем формируется сверхзвуковой поток, считается, что сопло и, следовательно, труба, запускаются. Этот быстротекущий процесс запуска в описываемом типе труб называется ударным или импульсным.

Запуск импульсной трубы может быть осложнен присутствием испытываемых моделей, которые устанавливаются на выходе из сопла в рабочей части установки и обтекание которых начинается с момента появления перед ними начальной ударной волны. Обычно размеры этих моделей выбирают таким образом, чтобы загромождение рабочей части моделью не влияло на запуск сопла и трубы.

Явление импульсного запуска представляет особый интерес в отношении к испытаниям моделей воздухозаборников. Процесс их запуска начинается, когда начальная ударная волна появляется на входе во внутренний канал воздухозаборника. Значения горла запуска, реализованные при испытаниях воздухозаборников в ударных и импульсных аэродинамических трубах [1–4], значительно меньше по сравнению с теми, которые определяются известным соотношением Кантровица–Дональдсона [5]. Следует отметить, что это соотношение основано на предположениях квазистационарности процесса запуска и одномерности невязкого течения в воздухозаборнике. Считается, что запуск воздухозаборника происходит при некоторой сверхзвуковой скорости набегающего на него потока, когда на входе возникает пусковой прямой скачок уплотнения, и при этом скорость дозвукового потока за этим скачком во внутреннем канале не достигает звуковой критической в горле.

Условия запуска моделей воздухозаборников при их испытаниях в установках кратковременного действия с точки зрения теории детально, по большому счету, долгое время не рассматривались. В последнее время такие исследования активизировались [6–9]. В работах [6, 7] были выполнены численные исследования условий запуска осесимметричного и плоского воздухозаборников в ударной трубе соответственно при числах Маха $M = 3,85–6,5$ и $M = 7$. В вычислениях использовались осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса и SST $k-\omega$ модель турбулентности для расчета нестационарного течения. Ударный запуск рассматривался упрощенно, по существу лишь имитировался. Условия для распада газодинамического разрыва, при котором образовывалась пусковая ударная волна, ставились с заданием параметров невозмущенного набегающего потока на входной границе расчетной области, располагаемой непосредственно вблизи передней кромки тела или клина внешнего сжатия воздухозаборника; во всей расчетной области задавались параметры неподвижного газа с малым давлением. В работе [8] решалась более полная задача о нестационарном процессе запуска плоского воздухозаборника с клином внешнего сжатия в условиях его испытаний в ударной трубе при числе Маха, равном 7. Также использовались осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса и SST $k-\omega$ модель турбулентности. Условия для распада газодинамического разрыва, при которых образовывалась пусковая ударная волна, ставились на входной границе расчетной области, располагаемой в камере ударной трубы перед соплом на некотором расстоянии. Соответственно образующаяся пусковая ударная волна проникала в сопло, вслед за ней начиналось истечение газа через сопло, и затем формировалось обтекание воздухозаборника, установленного в рабочей части. В работе [9] были выполнены численные расчеты обтекания осесимметричных воздухозаборников внутреннего сжатия методом установления применительно к анализу экспериментальных данных по их запуску, полученных при числах Маха $M = 6,9–8,4$ в импульсной аэродинамической трубе [2]. Расчеты также проводились с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса и SST $k-\omega$ модели турбулентности. Полученные результаты

в процессе решения происходит непрерывная перестройка его структуры, определяемая как развитием газодинамических образований — ударных волн, контактных разрывов, их взаимодействием, так и вязкими эффектами — развитием пограничного слоя на стенках и его отрывами, индуцируемых падающими на стенки скачками уплотнения, развитием сдвиговых слоев в поле течения. Детализация структуры течения требует задания достаточно густой расчетной сетки во всей расчетной области без специального выделения пристенных зон с пограничным слоем. С учетом сложности и малоизученности рассматриваемого течения в первую очередь ставилась задача по моделированию и выявлению основных возможных особенностей формирования и изменения во времени структуры течения, поэтому в расчетах применялась простая сетка, на которой пограничный слой не разрешался, и для расчета течения непосредственно у стенки использовались пристенные функции. Сетка была равномерной по высоте в сопле и в диффузоре с числом ячеек, равным 200. Число ячеек по оси x задавалось от $2,4 \cdot 10^3$ до $4,2 \cdot 10^3$ в зависимости от вариантов расчета, и их шаг выбирался так, чтобы сетка в целом была близка к равномерной. Общее количество ячеек в форкамере, в сопле и в диффузоре составляло около $6 \cdot 10^5$.

Разрыв диафрагмы моделировался заданием в начальный момент времени либо ступенчатой функции для давления в сечении, соответствующим месту установки диафрагмы, либо линейной функции со скачкообразным изменением давления на малом интервале Δx . Шаг по времени изменялся в зависимости от степени сходимости решения и был равен 10^{-7} мс (в случае высокой сходимости на каждом временном интервале) или 10^{-8} мс (в случае низкой сходимости).

Рассматривалось два варианта сверхзвукового диффузора, испытанных в [10]. В первом случае диффузор имел относительную площадь горла $\bar{A}_{гд} = A_d/A_c = 0,57$, где A_c — выходная площадь сопла при $x = 113,5$ мм. Эта площадь меньше величины горла запуска ($\bar{A}_{гд})_{зап} = 0,72$, определяемой по критерию Кантровица–Дональдсона для числа Маха $M_c = 2,9$ на выходе из сопла. Геометрия этого варианта диффузора с высотой горла $h_{гд} = 11$ мм показана на рис. 1. Во втором случае диффузор имел относительную площадь горла $\bar{A}_{гд} = 0,31$, которая была несколько больше критической ($\bar{A}_{гд})_{кр} = 0,28$, соответствующей изэнтропическому торможению потока от числа Маха потока $M_c = 2,9$ на выходе из сопла до числа Маха $M_{гд} = 1$ в горле диффузора. Для этого варианта диффузора угол наклона стенок входного сужающегося участка являлся таким же, как и в предыдущем случае, длина этого участка увеличивалась соответственно уменьшению высоты горла до $h_{гд} = 6,28$ мм.

Все расчеты проводились с заданием в форкамере установки начальных параметров неподвижного газа — давления $p_\phi = 1,52 \cdot 10^6$ Па и температуры $t_\phi = 293$ К. В общем объеме сопла, диффузора и выхлопной емкости также задавались параметры неподвижного газа с температурой $t_{вых} = 293$ К и начальным малым давлением, соответствующим относительным значениям, равным $p_\phi/p_{вых} = 50, 100, 1 \cdot 10^4$. Стенки трубы полагались нетеплопроводными. Теплоемкость газа (воздуха) считалась постоянной, а вязкость и теплопроводность зависящими от температуры, вязкость газа рассчитывалась с использованием формулы Сазерленда, теплопроводность — по формуле Эйкена.

Следует отметить, что на начальных этапах разработок и использования ударных и импульсных труб анализ особенностей их рабочего нестационарного процесса проводился в предположении одномерности течения. Классическая газодинамическая модель процесса, возникающего при мгновенном разрушении диафрагмы в простейшей ударной трубе постоянного поперечного сечения, основана на распаде произвольного разрыва в идеальном газе, для которого известны решения в аналитическом виде, приводимые в различных публикациях, например, в [12]. Методы исследований с применением

одномерной газодинамики широко используются для интерпретации экспериментальных результатов, получаемых в ударных трубах [13], причем картина изменения параметров течения вдоль оси канала во многих случаях согласуется с данными одномерного расчета. В то же время в работе [13] отмечалось, что ввиду сложности нестационарных течений с ударными волнами в каналах практически не проводились расчеты, например, в предположении их двухмерности. И хотя в последнее время получили развитие программные реализации численных методов газодинамики для расчета двухмерных плоских и осесимметричных течений применительно к трубам кратковременного действия, одномерные оценки по-прежнему целесообразны для интерпретации результатов численных расчетов.

В настоящей работе используется аналитическое решение [14] задачи о распаде произвольного разрыва в трубе постоянного сечения, первоначально разделенной на две области, в которых присутствует идеальный газ с большим и малым давлением соответственно. Это решение применимо для горлового участка сопла с постоянным поперечным сечением и длиной $\Delta x = 3,5$ мм, в начальном сечении которого, как предполагается, устанавливается разрушающаяся диафрагма. Высокое давление соответствует начальному давлению, задаваемому в форкамере, низкое давление соответствует начальному давлению, задаваемому в общем объеме сопла, диффузора и выхлопной емкости. Ввиду задания начальной температуры, одинаковой во всей расчетной области, ее скачок в момент разрыва диафрагмы отсутствует.

О запуске трубы с диффузором $\bar{A}_{гд} = 0,57$

Экспериментальные данные [10] показывают, что импульсный запуск газодинамической установки с диффузором $\bar{A}_{гд} = 0,57$ при $p_{\phi} = 1,52 \cdot 10^6$ Па происходил при перепаде давления $p_{\phi}/p_{\text{вых}} > 120$. Для $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = 5 \cdot 10^5$ по данным оптической искровой визуализации, полученным в моменты времени $\tau = 0,25, 3,5$ и 10 мс, было заключено, что уже при $\tau = 3,5$ мс течение установилось. Установление течения оценивалось по совпадению картин течения для моментов времени $\tau = 3,5$ и 10 мс. Углы наклона начальных скачков в диффузоре ($\beta_{\text{ск}} = 26^\circ - 28^\circ$) в обоих случаях соответствовали простейшей расчетной оценке, которая для $M_c = 2,9$ дает значение угла $\beta_{\text{ск}} \approx 30^\circ$. Численные расчеты нестационарного течения в процессе импульсного запуска модельной установки были проведены при $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = (50, 100, 1) \cdot 10^4$.

Эволюция течения при запуске трубы с диффузором $\bar{A}_{гд} = 0,57$ при $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = 50$

Рассмотрим результаты расчетов запуска варианта модельной трубы $\bar{A}_{гд} = 0,57$ при $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = 50$. В этом случае разрыв диафрагмы моделировался заданием в начальный момент времени ступенчатой функции для изменения давления в сечении $x = 3$ мм. Как известно, при распаде произвольного разрыва в трубе постоянного сечения возникает ударная волна, бегущая от места разрыва по газу с малым давлением, и волна расширения, распространяющаяся от места разрыва в обратную сторону по газу с большим давлением. Ударная волна инициирует движущийся за ней поток, давление и температура которого существенно выше по сравнению со значениями этих параметров неподвижного газа перед волной. Поверхность разрыва, первоначально разделяющая области газа с высоким и низким давлениями, также перемещается от места разрыва в область низкого давления со скоростью, меньшей скорости ударной волны, на ней скачком повышается число Маха и скачком понижается температура потока, давление и скорость газа остаются одинаковыми по обе стороны поверхности разрыва. По данным аналитического расчета

распада произвольного разрыва в идеальном газе при рассматриваемых начальных условиях для давления $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = 50$ в соответствии с [14] можно получить:

- скорость распространения начальной ударной волны $V_{\text{нв}} = 732$ м/с, число Маха $M_{\text{нв}} = 2,13$ по отношению к скорости звука в области малого давления;
- число Маха потока M_1 , возникающего непосредственно за начальной ударной волной, равно 0,87, давление $p_1/p_{\text{вых}} = 7,2$, температура $t_1/t_{\text{вых}} = 2,52$;
- скорость распространения поверхности разрыва $V_p = 476$ м/с, число Маха потока M_2 , следующего за поверхностью разрыва, равно 1,83, давление $p_2/p_{\text{вых}} = 7,2$, температура $t_2/t_{\text{вых}} = 0,575$.

Согласно этим аналитическим данным, начальная ударная волна, возникающая при $x = 3$ мм, достигнет начального сечения расширяющегося участка сопла при $x = 3,5$ мм уже через $\sim 0,0007$ мс. После этого должно начаться ее прохождение в расширяющемся участке сопла. В проведенных численных расчетах не преследовалась задача получения детальной структуры начального течения в горловине и начальном участке сопла, и густота расчетной сетки в области горловины сопла была недостаточна для разрешения этой структуры. Получаемая в расчетах ударная волна и контактный разрыв размывались — их «толщина» соответствовала постепенно возрастающему числу слоев расчетной сетки. По данным численного расчета уже при $\tau = 0,001$ мс начальная ударная волна оказывается размытой вдоль оси на $\Delta x \approx 2$ мм, и она достигает сечения $x \approx 4,2$ мм во входном участке расширяющейся части сопла.

Исходя из одномерного анализа взаимодействий бегущей ударной волны с расширением канала, описанных в работе [13], можно утверждать, что так как скорость потока за ударной волной является дозвуковой, то от начального сечения расширяющегося участка сопла должна отразиться волна расширения, движущаяся в обратную сторону. В расширяющемся участке поток с дозвуковой скоростью затормозится, при этом скорости перемещения поверхности разрыва и бегущей ударной волны должны уменьшиться. Такая же структура течения должна соответствовать распаду разрыва в том случае, если диафрагма расположена в начальном сечении расширяющегося участка. Так как скорость потока за поверхностью разрыва является сверхзвуковой, то после прохождения потоком начального сечения расширяющегося участка будет происходить его ускорение. В силу того, что скорость этого ускоряющегося потока больше скорости потока непосредственно за начальной ударной волной, при дальнейшем продвижении начальной ударной волны должна возникнуть обращенная ударная волна, для которой теоретически вниз по потоку должны скачкообразно уменьшаться число Маха и скачкообразно увеличиваться давление и температура. Эта волна примыкает к контактному разрыву и движется вслед за ним вниз по потоку с отставанием от начальной ударной волны. Кроме того, с самого начала движения начальной ударной волны в расширяющемся участке сопла течение за ней развивается под воздействием эффектов его двухмерности.

Картина течения в области горловины сопла, полученная при $\tau = 0,01$ мс, показана на рис. 2. Здесь и далее представлено поле чисел Маха, отмечены значения числа Маха

в характерных точках поля. На входе в расширяющийся участок сопла поток уже становится сверхзвуковым, от изломов контура сопла при $x = 3,5$ мм исходят центрированные волны расширения, достигающие плоскости симметрии при $x \approx 7$ мм. По аналитическим

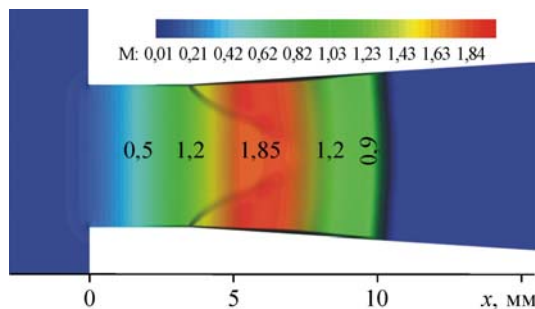


Рис. 2. Картина течения в горловине сопла при $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = 50$ и $\tau = 0,01$ мс.

данным начальная ударная волна в трубе постоянного сечения в это время должна достигнуть сечения $x \approx 10,3$ мм, а контактный разрыв — $x \approx 7,8$ мм. Данные численного расчета согласуются с этими оценками с учетом небольшого разгона потока в расширяющемся участке сопла: размытая начальная ударная волна проявляется в интервале $\Delta x = 10\text{--}10,4$ мм, сразу за ней следует поток с числом Маха $M \approx 0,9$. Размытый контактный разрыв проявляется в интервале $\Delta x = 6,6\text{--}9$ мм, где вниз по потоку наблюдаются скачкообразное уменьшение числа Маха и увеличение температуры, а давление практически не изменяется; непосредственно перед этим разрывом $M \approx 1,85$. Обратная волна сжатия пока не сформировалась.

На рис. 3 представлены расчетная картина течения и распределение параметров потока по оси сопла в момент времени $\tau = 0,101$ мс. Начальная ударная волна достигает сечения $x \approx 71$ мм. В интервале $\Delta x = 47\text{--}52$ мм наблюдается резкое уменьшение вниз по потоку числа Маха и увеличение температуры, но давление практически не изменяется, что характерно для изменения этих параметров при переходе через контактный разрыв. В интервале $\Delta x = 32\text{--}47$ мм наблюдается уменьшение вниз по потоку числа Маха и некоторое увеличение давления и температуры, что соответствует наличию размытой обращенной ударной волны, примыкающей к контактному разрыву. Слой газа в интервале $\Delta x = 50\text{--}70$ мм между начальной и обращенной ударными волнами характеризуется повышенной температурой $t = 476\text{--}452$ К по сравнению с температурой газа $t_{\text{вых}} = 293$ К, по которому движется начальная ударная волна, и такой слой называют высокотемпературной волновой пробкой. Следует отметить, что пограничный слой, который начинает развиваться за начальной ударной волной, заметно утолщается в области $x = 35\text{--}52$ мм, что связано с теоретически предполагаемым скачкообразным изменением параметров потока на контактном разрыве и обращенной ударной волне. Выше по потоку толщина пограничного слоя постепенно уменьшается.

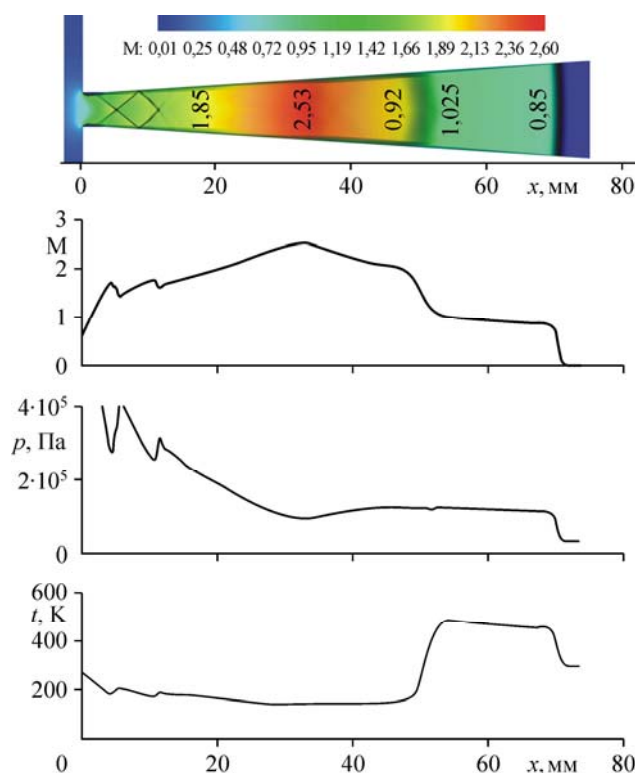


Рис. 3. Картина течений в сопле и распределение параметров потока вдоль оси при $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 50$ и $\tau = 0,101$ мс.

Течение в горловине сопла осложнено обтеканием прямых углов на выходе из форкамеры. При обтекании этих углов образуются локальные отрывы потока, в результате чего формируется течение с линиями тока, ограничивающими отрывные зоны и образующими виртуальную сглаженную горловину, имеющую поперечный размер $\Delta y \approx 4,4$ мм при геометрической высоте горловины сопла $h_f = 5$ мм. Эти линии тока присоединяются к стенкам горла сопла до его выходного сечения с координатой $x = 3,5$ мм. Здесь на стенки натекает сверхзвуковой поток с локальным числом Маха $M \approx 1,3$, что приводит к образованию сходящихся λ -образных волн сжатия, распространяющихся далее в расширяющийся участок сопла, где наблюдаются последующие их отражения от плоскости симметрии и от стенок сопла, как это можно видеть на рис. 3. Виртуальная горловина сохраняется с дальнейшим развитием и установлением течения.

Эволюция обтекания диффузора $A_{гд} = 0,57$ в процессе его запуска при $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = 50$ показана на рис. 4. На рис. 4а представлена расчетная картина течения в момент времени $\tau = 0,251$ мс, когда начальная ударная волна уже достигла концевой сечения горловины диффузора, а размытая обращенная ударная волна — стыка сопла и диффузора. Поток перед входом в диффузор является сверхзвуковым (с числом Маха $M \approx 2$) и относительно холодным ($t \approx 136$ К). Поток в диффузоре непосредственно перед горловиной является еще дозвуковым, а в горловине он достигает небольшой сверхзвуковой скорости, и этот поток в диффузоре имеет повышенную температуру $t = 525\text{--}475$ К. Обтекание углов сжатия $\theta_d = 12,3^\circ$ на стыке сопла и диффузора при $x = 113,5$ мм происходит с пограничным слоем, существенно утолщенным по сравнению со сформировавшимся в сужающемся участке диффузора, и здесь возникают зоны отрыва пограничного слоя протяженностью $\Delta x \approx 5$ мм. Соответственно формируются сходящиеся λ -образные волны сжатия, эквивалентные λ -образным скачкам, возникающим при отрывном взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем. В результате смыкания верхней и нижней λ -образных волн сжатия формируется центральный поперечный прямой скачок уплотнения — ножка Маха.

Как указывалось выше, пограничный слой существенно утолщается выше по потоку перед обращенной ударной волной. В данном случае это происходит в области течения $x = 80\text{--}108$ мм перед диффузором. Ранее отмечалось, что поток здесь вдоль оси сопла

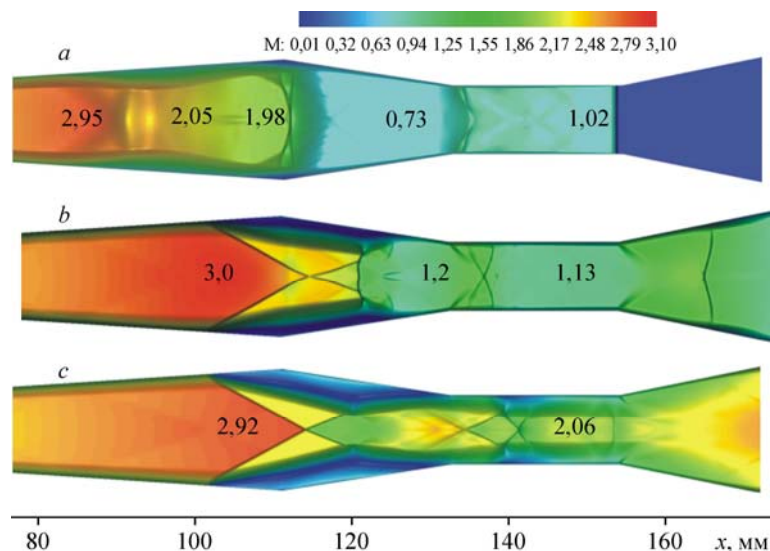


Рис. 4. Эволюция течения в процессе запуска диффузора при $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = 50$. $\tau = 0,251$ (а), 0,331 (б), 0,601 (с) мс.

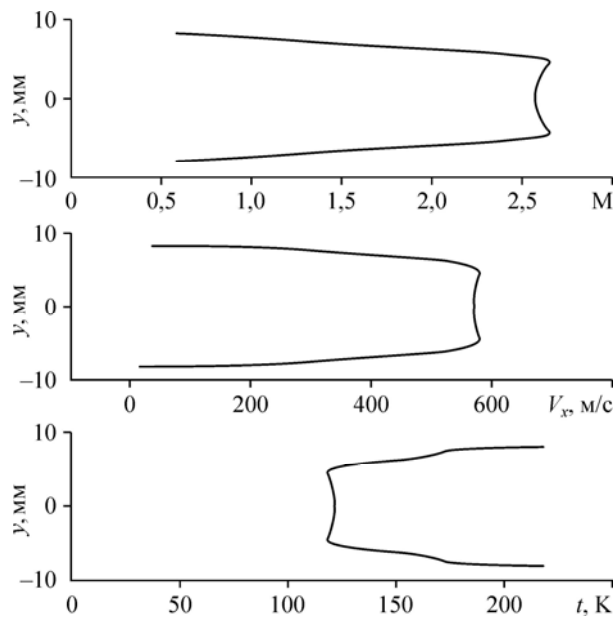


Рис. 5. Распределения параметров потока в поперечном сечении $x = 100$ мм при $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 50$ и $\tau = 0,251$ мс.

является относительно холодным, и так как рассчитывается течение в канале с нетеплопроводными стенками, пограничный слой должен характеризоваться большими поперечными градиентами температуры. На рис. 5 показаны профили числа Маха, осевой компоненты скорости и температуры потока в сечении $x = 100$ мм. Изменение давления поперек сечения составляет не более 10 %. Пограничный слой занимает около 40 % полувысоты сечения у стенки, в невязкой зоне течения вдоль оси $M \approx 2,6$ и $t \approx 121$ К, на границе пограничного слоя $M \approx 2,65$ и $t \approx 219,5$ К. Указанное утолщение пограничного слоя приводит к образованию в расширяющемся сопле местного виртуально сужающегося участка с торможением «невязкой» сверхзвуковой струи от $M \approx 2,95$ до $M \approx 2,05$ в X-образных волнах сжатия.

На рис. 4b показана расчетная картина течения в момент времени $\tau = 0,331$ мс, когда начальная ударная волна уже вышла из диффузора. К этому времени скорость потока перед диффузором увеличивается до $M \approx 3$. По всей длине диффузора поток становится сверхзвуковым. Увеличиваются и отрывные зоны пограничного слоя в области стыка сопла и диффузора. Они начинаются выше по потоку на стенках сопла, и здесь индуцируются отрывные косые скачки уплотнения. Верхний и нижний отрывные косые скачки пересекаются в плоскости симметрии, где образуются отраженные скачки. К моменту времени $\tau = 0,601$ мс формируется сверхзвуковое течение с бочкообразной структурой на входе в диффузор, картина которого показана на рис. 4с.

Расчеты показывают, что с дальнейшим увеличением времени ($\tau > 0,6$ мс) картина течения качественно не изменяется. Рассмотрим характер изменения во времени параметров потока. Изменение давления и температуры газа в форкамере начинается с распространения в нее волны расширения, возникающей с распадом разрыва при мгновенном разрушении диафрагмы на входе в сопло. Эта волна доходит до задней стенки форкамеры, отражается от нее, и уже отраженная волна распространяется обратно до входного сечения сопла. До этого момента времени отсутствует влияние волновых возмущений в форкамере на параметры потока в горле сопла. Затем возникает новая волна расширения, отраженная от входного сечения, что приводит к изменению параметров потока

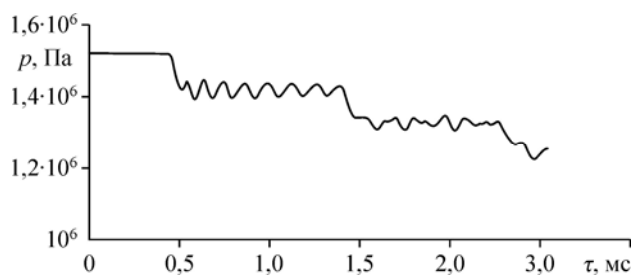


Рис. 6. Изменение давления в форкамере в зависимости от времени при $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 50$.

на входе в сопло. Изменение во времени давления на задней стенке форкамеры иллюстрируется на рис. 6. Давление не изменяется непосредственно после разрыва диафрагмы при $\tau = 0$ до момента $\tau \approx 0,4$ мс, пока в это сечение потока не пришла и не отразилась начальная волна расширения, после чего в интервале $\tau = 0,5–1,4$ мс устанавливается новый уровень давления. Уровень давления в интервале $\tau = 1,5–2,3$ мс соответствует приходу и отражению очередной волны расширения, падающей на заднюю стенку форкамеры. Далее этот процесс в форкамере последовательно повторяется и определяет основное периодически-ступенчатое уменьшение по времени давления и температуры газа на входе в сопло. Возмущения давлений меньшей амплитуды связаны с двумерными эффектами течения в форкамере, имеющей больший поперечный размер по отношению к поперечному размеру горловины сопла. Изменение температуры в форкамере происходит аналогично.

Длительное изменение во времени параметров потока в некотором сечении канала сопла или диффузора также должно иметь периодически-ступенчатый характер соответственно изменению параметров на выходе из форкамеры в сопло, но со сдвигом по времени, зависящим от расстояния рассматриваемого сечения от сечения на входе в сопло.

На рис. 7 показано изменение во времени параметров потока, осредненных по площади в горле диффузора — в сечении $x_{\text{гд}} = 154$ мм. Согласно расчету, начальная ударная волна приходит к входному сечению диффузора к моменту $\tau \approx 0,17$ мс и достигает сечения в горле к моменту $\tau \approx 0,23$ мс. Как указано выше, в интервале $\tau = 0,33–0,6$ мс происходит установление сверхзвукового течения с бочкообразной структурой на входе в диффузор, где имеются большие отрывные зоны пограничного слоя, простирающиеся в сопло. В интервале $\tau = 1,2–2$ мс, который, с учетом сдвига по времени, приблизительно

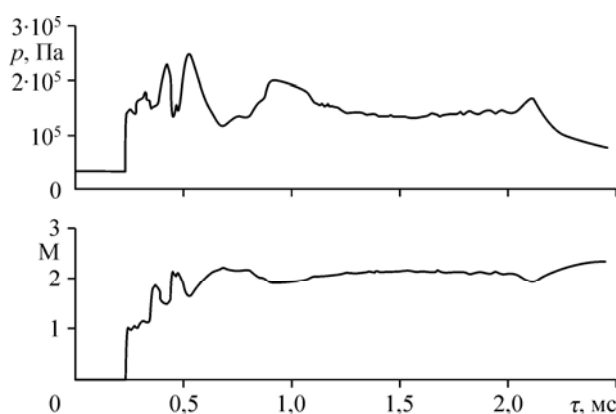


Рис. 7. Изменение средних давления и числа Маха в горловине диффузора в зависимости от времени при $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 50$.

соответствует изменению давления в форкамере в течение $\tau = 0,5\text{--}1,4$ мс, происходит некоторая стабилизация потока в горле диффузора по числу Маха и статическому давлению. При этом среднее число Маха потока в горле диффузора $M_{\text{гд}} = 2,1\text{--}2,15$, и соответственно картина течения качественно не изменяется. Это сверхзвуковое неоднородное течение не соответствует проектным условиям, поэтому его численный расчет в более длительном интервале времени не проводился.

Эволюция течения в трубе с диффузором $\bar{A}_{\text{гд}} = 0,57$ при $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$

В случае трубы с $A_{\text{гд}} = 0,57$ при $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$ разрыв диафрагмы моделировался заданием в начальный момент времени линейной функции для ступенчатообразного изменения давления в диапазоне $x = 1\text{--}3$ мм.

По данным аналитического расчета распада произвольного разрыва в идеальном газе в соответствии с [14] при рассматриваемых начальных условиях для давления $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$ можно получить:

- скорость распространения начальной ударной волны $V_{\text{нв}} = 1320$ м/с, число Маха $M_{\text{нв}} = 3,85$ по отношению к скорости звука в области малого давления;
- число Маха потока, возникающего непосредственно за начальной ударной волной, $M_1 = 1,29$, давление $p_1/p_{\text{вых}} = 23,9$, температура $t_1/t_{\text{вых}} = 5,33$;
- скорость распространения поверхности разрыва $V_{\text{р}} = 1025$ м/с, число Маха потока, следующего за поверхностью разрыва, $M_2 = 7,08$, давление $p_2/p_{\text{вых}} = 23,9$, температура $t_2/t_{\text{вых}} = 0,178$.

Следует отметить, что в данном случае ($p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$ по сравнению с $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 50$) существенно увеличивается скорость начальной ударной волны, развивающийся за ней поток становится сверхзвуковым, увеличиваются также скорость и число Маха потока за поверхностью разрыва. Согласно этим аналитическим данным, начальная ударная волна, если она возникает при $x = 3$ мм, достигнет начального сечения расширяющегося участка сопла при $x = 3,5$ мм уже через $\sim 0,0004$ мс. После этого должно начаться ее прохождение в расширяющемся участке сопла. Как следует из одномерного анализа взаимодействий бегущей ударной волны со стенкой канала в месте его расширения, описанных в работе [13], скорость волны в расширяющемся участке сопла должна уменьшиться. Поскольку скорость потока за бегущей ударной волной в рассматриваемом случае является сверхзвуковой, то обратная волна расширения от начального сечения расширяющегося участка не отражается. В расширяющемся участке поток со сверхзвуковой скоростью ускорится, и так как скорость потока за контактным разрывом при этом будет больше скорости потока непосредственно за бегущей ударной волной, должна возникнуть обращенная ударная волна.

На рис. 8 показаны расчетная картина течения и распределение параметров потока по оси сопла в момент времени $\tau = 0,081$ мс, когда начальная ударная волна достигла сечения $x \approx 105$ мм и еще не вышла из сопла. Структура течения соответствует «одномерным» прогнозам. В интервале $\Delta x = 90\text{--}95$ мм происходит уменьшение вниз по потоку числа Маха, увеличение температуры, а давление не изменяется, что соответствует изменению параметров на контактном разрыве. В интервале $\Delta x = 81\text{--}90$ мм наблюдается уменьшение вниз по потоку числа Маха, некоторое увеличение давления и температуры, что соответствует наличию обращенной волны сжатия. Пограничный слой, который начинает развиваться за начальной ударной волной, существенно утолщается при прохождении контактного разрыва и обращенной ударной волны, а затем его толщина вверх по потоку уменьшается.

Эволюция течения в диффузоре $\bar{A}_{\text{гд}} = 0,57$ в процессе его запуска при $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$ показана на рис. 9. На рис. 9а представлена расчетная картина течения в момент времени $\tau = 0,11$ мс, когда начальная ударная волна находится на входе в горловину диффузора,

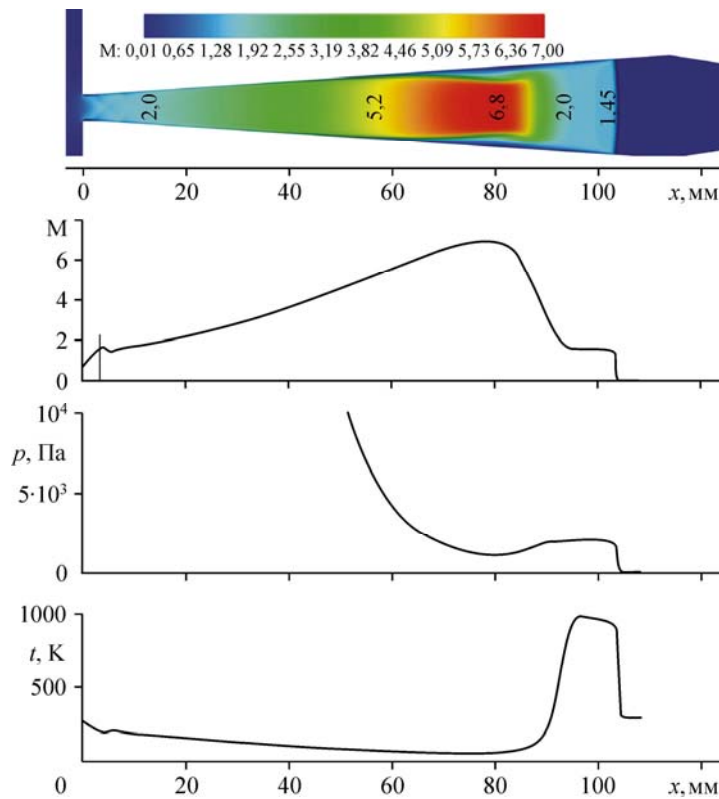


Рис. 8. Картина течения в сопле и распределение параметров потока вдоль оси при $p_f/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$ и $\tau = 0,081$ мс.

а обращенная ударная волна достигла стыка сопла и диффузора. В сужающемся участке диффузора перед его горловиной поток имеет сверхзвуковую скорость $M \approx 1,6$, а перед входом в диффузор поток имеет сверхзвуковую скорость с числом Маха $M > 7$, что существенно превышает проектную величину $M = 2,9$. В данном случае обтекание углов сжатия $\theta_d = 12,3^\circ$ по стыку стенок сопла и диффузора также происходит с образованием зон отрыва пограничного слоя. Над отрывными зонами как у верхней, так и нижней стенки формируются два противоположных семейства λ -образных волн сжатия, сходящихся в направлении к плоскости симметрии, что можно видеть при $\tau = 0,11$ мс. При $\tau = 0,125$ мс схождение этих волн образует центральную поперечную ударную волну — ножку Маха (рис. 9b).

Дальнейшее развитие структуры течения в расчетах иллюстрируется примерами для моментов времени $\tau = 0,15$ и $0,25$ мс (рис. 9c и 9d). Толщина пограничного слоя в потоке, набегающем на углы сжатия $\theta_d = 12,3^\circ$ на стыках стенок сопла и диффузора, постепенно уменьшается, соответственно уменьшаются и зоны его отрыва в этих углах. Скорость потока вдоль оси в сечении входа в диффузор при $x = 113,5$ мм уменьшается от $M \approx 6,3$ при $\tau = 0,15$ мс до $M \approx 3,78$ при $\tau = 0,25$ мс. При $\tau = 0,25$ мс (см. рис. 9d) при обтекании углов $\theta_d = 12,3^\circ$ отрывы уже отсутствуют, и косые скачки, образующиеся здесь, начинаются от вершин этих углов при $x = 113,5$ мм. Наклон этих скачков изменяется от начального значения $\beta_{\text{ск}} = 20,2^\circ$ вблизи углов до $\beta_{\text{ск}} = 18^\circ$ при пересечении скачков в плоскости симметрии и отражении при $x_{\text{ис}} \approx 140$ мм. Число Маха потока непосредственно перед пересечением составляет $M \approx 4,5$. Косые скачки, отраженные от плоскости симметрии,

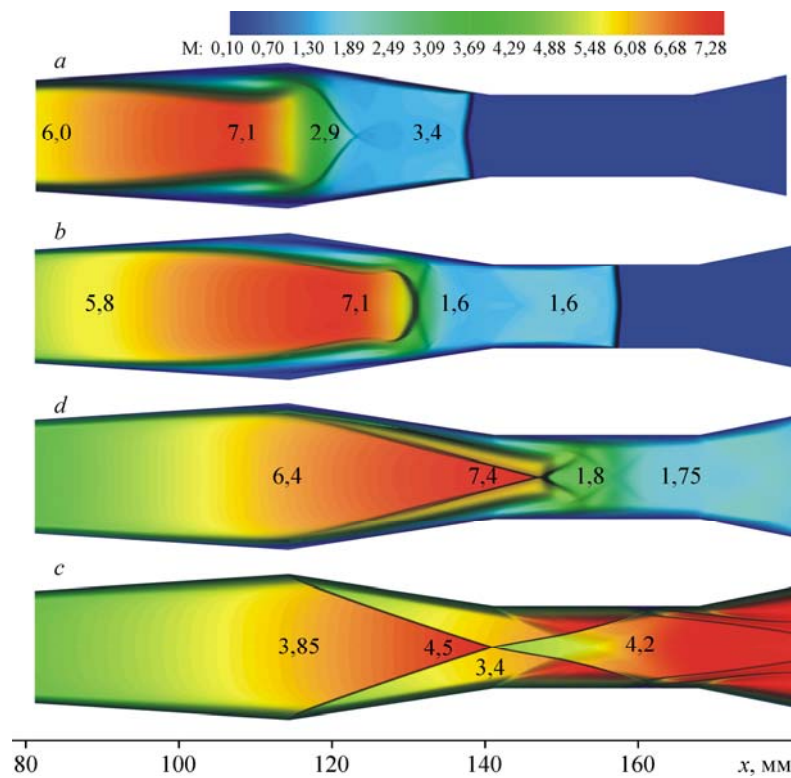


Рис. 9. Эволюция картины течения в процессе запуска диффузора
при $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$.
 $\tau = 0,11$ (a), $0,125$ (b), $0,15$ (c), $0,25$ (d) мс.

падают на стенки горловины диффузора, вызывая здесь локальные отрывы пограничного слоя, проявляющиеся в расслоении отраженных скачков.

В рассматриваемом расчетном случае квазиустановление потока в диффузоре трубы по числу Маха происходит при $\tau > 0,95$ мс, картина течения качественно не изменяется, хотя давление и температура уменьшаются. На рис. 10 показана картина течения в диффузоре (рис. 10a) и в горловине сопла (рис. 10b) при $\tau = 7,08$ мс. Число Маха потока вдоль оси в сечении входа в диффузор $M \approx 3,0$. Отрывы пограничного слоя при обтекании

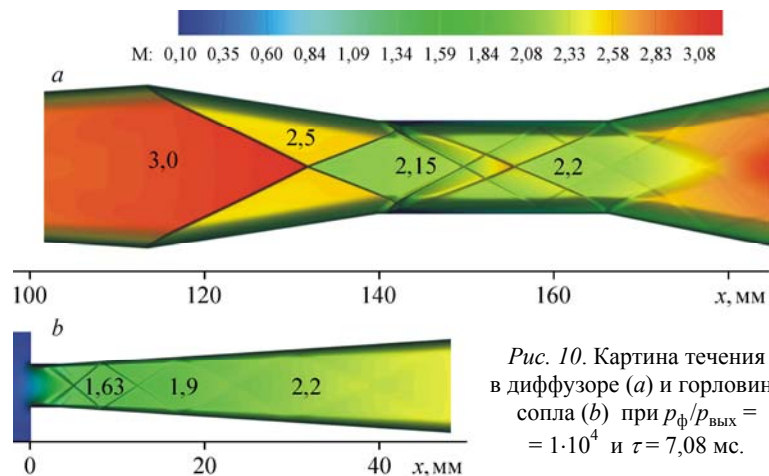


Рис. 10. Картина течения
в диффузоре (a) и горловине
сопла (b) при $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} =$
 $= 1 \cdot 10^4$ и $\tau = 7,08$ мс.

углов $\theta_d = 12,3^\circ$ отсутствуют, углы наклона начальных скачков, формирующихся в диффузоре, $\beta_{ск} \approx 26,7^\circ$.

При обтекании прямых углов на выходе из форкамеры на входе в горловину сопла, как было отмечено выше и как видно на рис. 10b, образуются локальные отрывы потока в диапазоне $x = 0-3,5$ мм, соответственно образуются виртуальная горловина и сходящиеся λ -образные волны сжатия, распространяющиеся далее в расширяющийся участок сопла с последующими их отражениями от плоскости симметрии и от стенок сопла.

Сравним расчетные картины течения при $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$ с экспериментальными, полученными в работе [10] с помощью оптической искровой визуализации при $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = 5 \cdot 10^4$. Качество представленных в [10] фотографий позволяет определить лишь положение основных скачков, образующихся в диффузоре при обтекании углов $\theta_d = 12,3^\circ$, а также последующих отраженных скачков, локальные зоны отрывов пограничного слоя не проявляются. Согласно [10], для $\tau = 0,25$ мс (рис. 11a) скачки в диффузоре, образующиеся вначале, имеют угол наклона $\beta_{ск} \approx 17^\circ-23^\circ$, а перед отражением от оси в начале горловины ($x_{\text{ис}} \approx 143$ мм) их угол наклона $\beta_{ск} \approx 15^\circ$. То есть расчетные скачки к этому моменту времени имеют большие углы наклона по сравнению с экспериментально реализованными.

Картина течения, экспериментально полученная в [10] для $\tau = 3,5$ мс, которая рассматривалась как соответствующая установившемуся течению, представлена на рис. 11b. Косые скачки в диффузоре начинаются при $x = 112,5$ мм, немного раньше стыков стенок расширяющегося сопла со стенками сужающейся части диффузора ($x = 113,5$ мм), что может свидетельствовать о наличии здесь локальных отрывов. Эти скачки отражаются от оси при $x_{\text{ис}} \approx 0,14$ м, и угол их наклона $\beta_{ск} \approx 26^\circ-28^\circ$. Отраженные скачки падают на пограничный слой сразу за начальным сечением горловины при $x = 193$ мм и индуцируют здесь небольшие локальные отрывы, проявляющиеся в расслоении отраженных скачков. Расчетная картина, представленная выше для момента времени $\tau = 7,08$ мс, в общем согласуется с полученной экспериментально при $\tau = 3,5$ мс.

Об установлении нестационарного течения в трубе с диффузором $\bar{A}_{\text{гд}} = 0,57$

Рассмотрим результаты расчетов, характеризующих установление нестационарного течения в зависимости от величины $p_{\phi}/p_{\text{вых}}$. На рис. 12 показано изменение во времени параметров потока (осредненных по площади в сечении $x_{\text{гд}} = 154$ мм, т.е. в горле диффузора) для рассмотренных значений $p_{\phi}/p_{\text{вых}}$. Для $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = 50$, как было определено выше, картина течения при $\tau > 0,6$ мс качественно не изменяется, и в интервале времени $\tau = 1,2-2$ мс

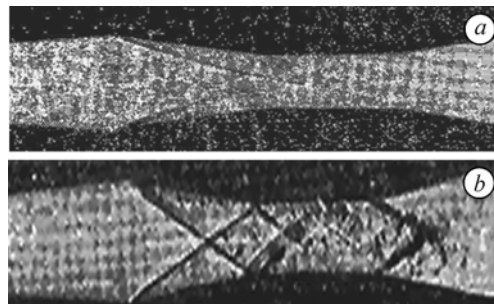


Рис. 11. Картины течения в процессе запуска диффузора при $p_{\phi}/p_{\text{вых}} = 5 \cdot 10^4$ по данным работы [10].
 $\tau = 0,25$ (a), 3,5 (b) мс.

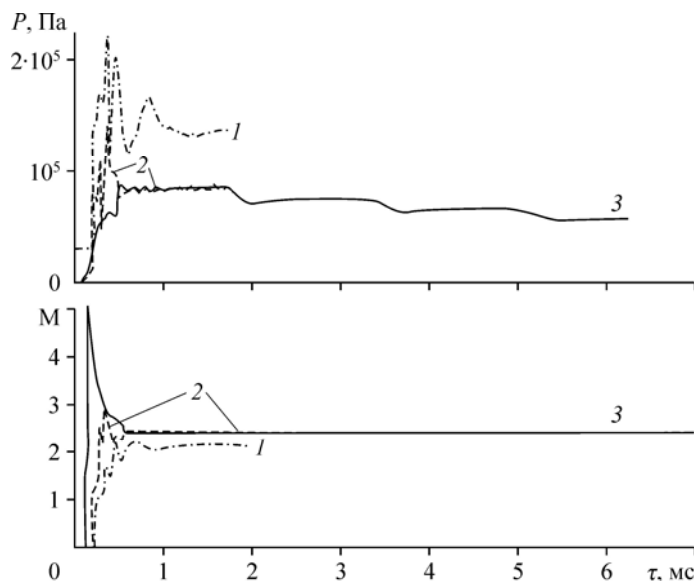


Рис. 12. Изменение параметров потока в горловине диффузора $\bar{A}_{гд} = 0,57$ в зависимости от времени.

$p_{ф}/p_{вых} = 50$ (1), 100 (2), $1 \cdot 10^4$ (3).

происходит некоторая стабилизация числа Маха и статического давления в горле диффузора, при этом среднее число Маха потока в горле диффузора $M_{гд} = 2,1-2,15$. В то же время в сопле и в диффузоре формируется сверхзвуковой поток с большими отрывными зонами пограничного слоя на входе в диффузор, который не соответствует проектным условиям.

При $p_{ф}/p_{вых} = 100$ и $p_{ф}/p_{вых} = 1 \cdot 10^4$ установление потока происходит практически одинаково: и в том, и в другом случаях при $\tau > 0,6$ мс картины течения качественно не изменяются. В интервале $\tau = 0,7-1,6$ мс наблюдается практически одинаковое среднее число Маха потока в горле диффузора — $M_{гд} = 2,43 \pm 0,01$, то есть отклонения не превышают 4,2 %. По данным для $p_{ф}/p_{вых} = 1 \cdot 10^4$ средние значения статического давления и других параметров потока в горле диффузора первоначально стабилизируются в интервале $\tau = 0,9-2$ мс, а затем изменения статических давления и температуры имеют ступенчато-нисходящий характер и, например, к моменту $\tau = 7$ мс давление уменьшается приблизительно на 34 %, температура — на 19 %. Для среднего числа Маха потока в горле диффузора ($M_{гд}$) также проявляется ступенчатый характер его изменения с периодом $\Delta\tau \approx 2$ мс, но в общем его величина немного повышается: от $M_{гд} = 2,423$ при $\tau = 0,9-2$ мс до $M_{гд} = 2,443$ при $\tau = 6,5-7$ мс, то есть повышение не превышает 0,8 %. Течение с такими характеристиками, по-видимому, можно считать газодинамически квазиустановившимся.

Для всех режимов течения с рассмотренными значениями $p_{ф}/p_{вых}$ характерна структура течения в горловине и начальной части расширяющегося участка сопла, которая устанавливается с самого начала формирования течения и обусловлена локальными отрывами потока, возникающими при обтекании прямых углов на выходе из форкамеры в горловину сопла. Здесь образуется, как было описано выше, виртуальная сглаженная горловина с поперечным размером, меньшим на ~10 % геометрической высоты горла, и возникают сходящиеся волны сжатия, распространяющиеся далее в расширяющийся участок сопла, где наблюдаются их последующие отражения от плоскости симметрии

и от стенок сопла. В одномерном приближении это должно приводить к увеличению числа Маха потока в выходном сечении сопла до $M \approx 3,01$ по сравнению с проектным $M = 2,9$.

Еще одна особенность структуры течения, устанавливающегося в процессе запуска модельной трубы, связана с обтеканием углов сжатия $\theta_d = 12,3^\circ$ на стыке сопла и диффузора при $x = 113,5$ мм. Как было рассмотрено выше, при $p_\phi/p_{\text{вых}} = 50$ течение в диффузоре формируется с локальным отрывом пограничного слоя в этих углах, и зона отрыва быстро увеличивается до тех пор, пока не происходит некоторая стабилизация течения при $\tau > 1,2$ мс и картина течения практически не изменяется. При $p_\phi/p_{\text{вых}} = 100$ и $1 \cdot 10^4$ течение в диффузоре также начинает формироваться с локальным отрывом пограничного слоя в этих углах, но при дальнейшем установлении течения отрывы исчезают. Рассмотрим, в частности, характеристики обтекания углов при $p_\phi/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$. В этом случае число Маха потока на входе в диффузор вдоль оси $M_{\text{вх}} \approx 3,0$. На углы, образованные стенками сопла и диффузора, натекает поток с числом Маха $M = 2,85\text{--}3,0$ вне пограничного слоя; интенсивность исходящих от этих углов скачков $\bar{p}_{\text{ск}} \approx 2,1\text{--}2,15$. Согласно оценкам [15], для стационарных течений отрыв турбулентного пограничного слоя возможен, если величина $\bar{p}_{\text{ск}}$ превышает критическое значение для отрыва $\bar{p}_{\text{кр}} = 1 + 0,365 M$. При $M = 2,85\text{--}3,0$ $\bar{p}_{\text{кр}} = 2,04\text{--}2,095$, то есть интенсивность скачков несколько превышает критические значения, но по данным численного расчета при $\tau > 0,6$ мс, когда картина течения уже практически не изменяется, локальный отрыв потока отсутствует.

Эволюция течения в трубе с диффузором $\bar{A}_{\text{гд}} = 0,31$ при $p_\phi/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$

Относительная площадь горла $\bar{A}_{\text{гд}} = 0,31$ близка к величине $\bar{A}_{\text{гд}} = 0,28$, для которой в случае сверхзвукового потока с числом Маха $M_c = 2,9$ на выходе из сопла и последующем изэнтропическим торможением потока в диффузоре, в горле последнего достигается критическая скорость с числом Маха $M_{\text{гд}} = 1$. В испытаниях [10] модельной трубы с $\bar{A}_{\text{гд}} = 0,31$ при $p_\phi = 5,05 \cdot 10^6$ Па и $p_\phi/p_{\text{вых}} = 1,7 \cdot 10^6$ было получено, что сначала реализовывался запуск диффузора, при котором течение в сопле и в диффузоре становилось сверхзвуковым. В частности, при $\tau = 0,4$ мс на входе в диффузор формировались косые скачки уплотнения, наклон которых $\beta_{\text{ск}} \approx 30^\circ$ соответствовал числу Маха потока на выходе из сопла $M_c = 2,9$. При $\tau = 1,8$ мс наблюдалось течение с отрывными зонами и индуцируемыми ими отрывными косыми скачками уплотнения в сопле перед диффузором, затем при $\tau = 3,8$ мс течение в трубе разрушалось.

Численный расчет течения для данного варианта диффузора был проведен с начальными данными для давления в форкамере $p_\phi = 1,52 \cdot 10^6$ Па и $p_\phi/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$.

При $\tau = 0,4$ мс (см. рис. 13а), течение в трубе является сверхзвуковым. В сечении $x = 113,5$ мм на входе в диффузор вдоль оси числа Маха $M \approx 3$. Отрывы пограничного слоя при обтекании углов $\theta_d = 12,3^\circ$ отсутствуют. Скачки, формирующиеся в этих углах, имеют угол наклона $\beta_{\text{ск}} \approx 25,8^\circ$, который еще заметно меньше теоретического стационарного значения $\beta_{\text{ск}} \approx 30^\circ$. Начальные скачки в диффузоре отражаются от плоскости симметрии при $x_{\text{пс}} \approx 133$ мм, и затем они падают на наклонные стенки диффузора перед горлом при $x \approx 145$ мм, индуцируя небольшие локальные отрывы пограничного слоя, что проявляется в «расслоении» последующих скачков, отраженных от стенок. Число Маха потока в горле вдоль оси составляет $M_{\text{гд}} \approx 1,9$.

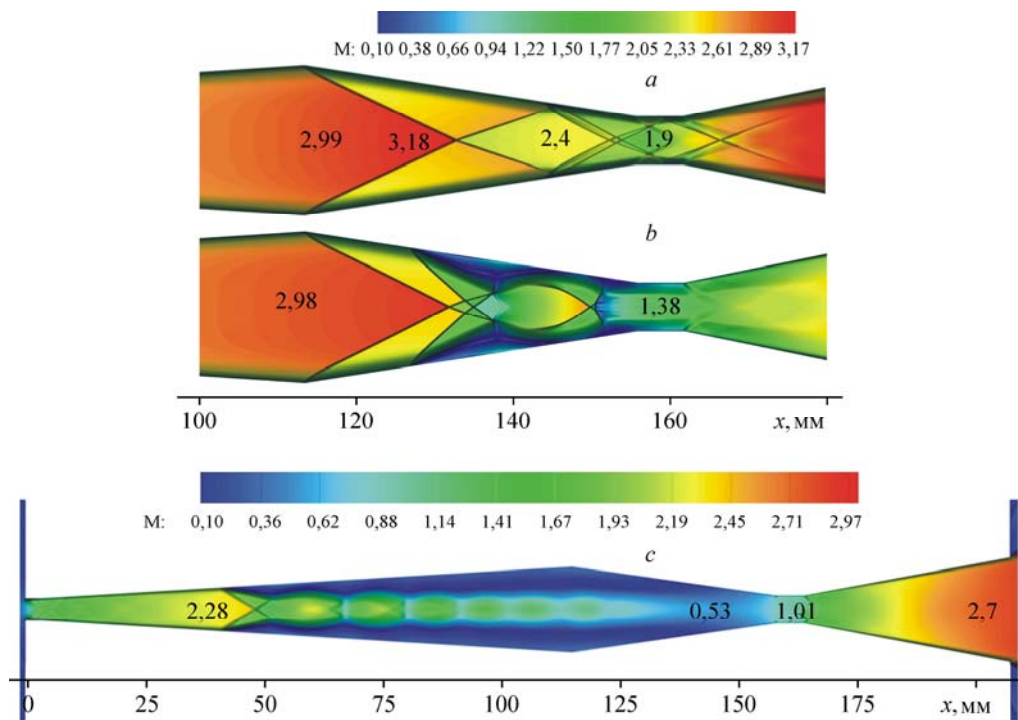


Рис. 13. Эволюция течения в диффузоре с $\bar{A}_{\text{гд}} = 0,31$ при $p_{\text{ф}}/p_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^4$.
 $\tau = 0,4$ (a), $0,8$ (b), $1,8$ (c) мс.

С дальнейшим увеличением времени отрывные зоны на наклонных стенках диффузора растут, их начало постепенно смещается вверх по потоку. Например, при $\tau = 0,8$ мс (рис. 13b) они начинаются уже при $x \approx 127$ мм, при этом индуцируются отрывные скачки, пересекающиеся с начальными отраженными. Система скачков в диффузоре существенно усложняется. Согласно расчетам, картина течения с отрывами пограничного слоя на стенках сопла перед входным сечением диффузора возникает, начиная с $\tau \approx 0,97$ мс, это несколько раньше по сравнению с экспериментальными данными визуализации течения в [10] для момента времени $\tau \approx 1,8$ мс. В расчетах при $\tau > 1,7$ мс реализуются режимы течения с запиранием горла диффузора. Об этом свидетельствует осредненная по площади сечения скорость потока в горле диффузора ($x \approx 159$ мм), отличающаяся при $\tau > 1,7$ мс от звуковой $M = 1$ не более чем на 3 % (см. рис. 14), а также то, что перед горловиной поток является дозвуковым, а ниже по потоку — в расширяющемся выходном

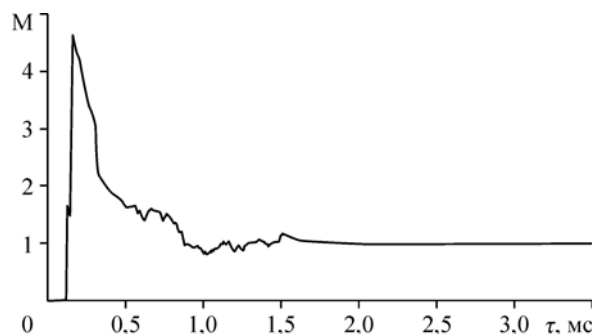


Рис. 14. Изменение среднего числа Маха потока в горловине диффузора в зависимости от времени.

участке диффузора — сверхзвуковым. В частности, при $\tau = 1,8$ мс, согласно расчетным данным, формируется структура течения с псевдоскачком (рис. 13с), начинающимся с формирования отрывных скачков при $x \approx 41,5$ мм. С дальнейшим увеличением времени начало псевдоскачка смещается вверх по потоку, но в рассчитанном интервале времени до $\tau = 4$ мс псевдоскачок не выходил вверх по потоку в горловину сопла. Учитывая, что на режимах с запиранием горла диффузора сверхзвуковой поток в сопле, соответствующий проектному с числом Маха потока $M_c = 2,9$, перед диффузором не реализуется, дальнейшее развитие течения в расчетах не рассматривалось. Можно отметить, что нестационарное течение в канале с соплом и диффузором, имеющее место при запираании горловины диффузора и возникновении псевдоскачка, аналогично стационарным течениям с псевдоскачком в каналах с двумя горловинами и запиранием выходной горловины, условия возникновения и возможные режимы которых исследовались в работах [9, 16] путем численного расчета течений методом установления.

Заключение

Проведены численные расчеты плоского нестационарного течения, формирующегося в процессе импульсного запуска сверхзвуковой аэродинамической трубы с соплом, рассчитанным на число Маха потока в его выходном сечении $M = 2,9$, и с присоединенным к нему диффузором. Рассмотрены конфигурации диффузора, для которых площади его горла по отношению к выходным площадям сопла $\bar{A}_{гд} = 0,57$ и $\bar{A}_{гд} = 0,31$ были меньше величины горла запуска ($\bar{A}_{гд})_{зап} = 0,72$, определяемой по критерию Кантровица–Дональдсона.

В расчетах реализованы структуры течения, аналогичные визуализированным экспериментально в отдельные моменты времени; расчетные характерные времена и параметры процесса приближенно также согласуются с экспериментальными данными. Для варианта трубы с диффузором $\bar{A}_{гд} = 0,57$ при задании начальных перепадов давления $p_{ф}/p_{вых} = 100$ и $1 \cdot 10^4$ численно реализованы режимы запуска, которые экспериментально были получены при $p_{ф}/p_{вых} > 120$. Для варианта трубы с диффузором $\bar{A}_{гд} = 0,31$ режим запуска как экспериментально, так и численно не был реализован.

Следует отметить, что теория запуска Кантровица–Дональдсона основана на одномерном рассмотрении невязкого течения в диффузоре или в воздухозаборнике и на предположении квазистационарности процесса запуска с образованием пускового прямого скачка уплотнения, не имеющего толщины. Численно моделируемый процесс импульсного запуска трубы является нестационарным, течение — неодномерным, и вместо прямого скачка уплотнения возникает пусковая система ударных волн — волновая пробка, продольный размер которой сравним с продольным размером входного участка диффузора. Скорость потока, формирующегося на входе в диффузор при прохождении волновой пробки, получается при этом существенно больше той, которая соответствует течению, устанавливающемуся на больших временах. И в этих условиях экспериментально и численно реализуется запуск диффузора со значениями относительной площади горла запуска диффузора, существенно меньших тех, которые соответствуют критерию Кантровица–Дональдсона.

Характеристики течения, формирующегося непосредственно после запуска трубы и диффузора, продолжающегося до 0,6–0,9 мс, определяются тем, что труба оснащена форкамерой фиксированного объема. Поэтому с дальнейшим увеличением времени происходило периодически-ступенчатое уменьшение давления и температуры газа в форкамере, и соответственно со сдвигом по времени изменялись параметры потока на выходе из сопла и в диффузоре. Например, при $p_{ф}/p_{вых} = 1 \cdot 10^4$ для среднего числа Маха потока в горле диффузора также проявлялся ступенчатый характер его периодического изменения в интервале 0,9–7 мс. Однако при этом отклонение его величины от среднего

значения $M_{гд} \approx 2,43$ было небольшим, оно не превышало 0,8 %, так что течение в этом интервале можно считать газодинамически квазиустановившимся, как это принято для импульсных труб.

Следует отметить, что в процессе импульсного запуска трубы формируется течение с пограничным слоем, который начинает нарастать вслед за прохождением волновой пробки. Уже при проведении экспериментов в простейшей импульсной установке предполагалось, что отрывы пограничного слоя оказывают влияние на формирование структуры течения в диффузоре. Результаты расчетов выявили механизмы этого влияния. Во-первых, отрывы наблюдаются в местах стыков стенок сопла и диффузора, где последние образуют углы, в которых формируются интенсивные косые скачки уплотнения, индуцирующие отрыв пограничного слоя. Развитие этих отрывных зон в достаточно длительном процессе установления течения во времени приводило, в зависимости от величины $p_f/p_{вых}$, либо к формированию течения с квазиустановившимися отрывными зонами в углах, либо к уменьшению и исчезновению отрывных зон по мере установления течения. Кроме того, скачки, образованные во входном участке диффузора и отраженные от плоскости симметрии, падали на стенки входной секции диффузора или его горловины, также индуцируя локальные отрывы пограничного слоя и, соответственно, в этих условиях происходило последующее отражение скачков от стенок. Для рассмотренного варианта диффузора с $\bar{A}_{гд} = 0,57$ при $p_f/p_{вых} = 1 \cdot 10^4$, для которого численно реализованы режим запуска и последующий квазистационарный режим обтекания, локальные отрывы пограничного слоя в его горловине не приводили к нарушению течения во входном участке и в диффузоре в целом в процессе установления.

Список литературы

1. Williams R.L. Application of pulse facilities to inlet testing // J. of Aircraft. 1964. Vol. 1, No. 10. P. 236–241.
2. Бошенятов 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.
3. McGregor R.J., Molder S., Paisley T.W. Hypersonic inlet flow starting in the Ryerson/University of Toronto gun tunnel // Investigations in the Fluid Dynamics of Scramjet Inlets, Ryerson Polytechnical University and the University of Toronto, Canada. 1992. P. 4.1–4.50.
4. Van Wie D.M., Kwok F.T., Walsh R.F. Starting characteristics of supersonic inlets // 32nd AIAA, ASME, SAE, and ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, July 1–3, 1996. Lake Buena Vista, FL. AIAA Paper. 1996. P. 96–2914.
5. Kantrowitz A., Donaldson C. Preliminary investigation of supersonic diffusers // NACA WRL-713. 1945. 25 p.
6. Wang W.X., Guo R.W. Numerical study of unsteady starting characteristics of a hypersonic inlet // Chinese. J. Aeronaut. 2013. Vol. 26, No. 3. P. 563–571.
7. Jiao X., Chang J., Wang Z., Yu D. Investigation of hypersonic inlet pulse-starting characteristics at high Mach number // Aerospace Sci. and Technology. 2016. Vol. 58. P. 427–436.
8. Jiao X., Chang J., Yu D. Numerical study on hypersonic nozzle-inlet starting characteristics in a shock tunnel // Acta Astronautica J. 2017. P. 167–179.
9. Гунько Ю.П., Мажуль И.И. К вопросу о запуске лобовых осесимметричных воздухозаборников в импульсных аэродинамических трубах // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 3. С. 381–394.
10. Лашков В.И., Никольский А.А. Волновой запуск сверхзвукового диффузора // Инженерный журнал. 1962. Т. II, вып. I. С. 11–16.
11. Григоренко В.И. Условия импульсного запуска сверхзвуковых диффузоров аэродинамических труб // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1982. № 1. С. 133–141.
12. Хэншелл Б. Некоторые аспекты использования ударных труб в аэродинамических исследованиях // Ударные трубы / под ред. Х.А. Рахматуллина и С.С. Семенова. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1962. С. 19–137.
13. Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
14. The Riemann problem and discontinuous solutions: application to the shock tube problem // An introduction to scientific computing. Twelve computational projects solved with MATLAB / eds. I. Danaila, P. Joly, S. Kaber, M. Postel. 2007. P. 213–233.

15. **Zukoski E.E.** Turbulent boundary-layer separation in front of a forward-facing step // AIAA J. 1967. Vol. 5, No. 10. P. 1746–1753.
16. **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.

*Статья поступила в редакцию 25 мая 2018 г.,
после доработки — 28 августа 2018 г.,
принята к публикации 11 декабря 2018 г.*