

УДК 621.45.023:532.517.4

Расчетно-экспериментальные исследования влияния формы сверхзвуковой части сопла на структуру течения в газодинамическом тракте модельного высотного стенда

В.С. Захаров^{1,3,4}, О.В. Гуськов^{1,3}, А.Н. Прохоров^{1,3}, В.Н. Бережной²

¹*Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, Москва*

²*Научно-испытательный центр ракетно-космической промышленности, Пересвет, Московская обл.*

³*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл.*

⁴*Московский государственный технический университет им. Баумана*

E-mail: vszakharov@ciam.ru, easy-f@yandex.ru

Изучается влияние формы расширяющейся части сверхзвуковых сопел на газодинамические структуры, возникающие в трактах высотных ракетных и аэродинамических стендов. Исследование проводится с помощью средств вычислительной газовой динамики на примере модельной газодинамической трубы с тремя сменными сверхзвуковыми соплами с одинаковыми диаметрами критических и выходных сечений. Для подтверждения адекватности применяемых моделей и методов расчетные значения сравниваются с экспериментальными. Для этого была разработана, изготовлена и испытана модельная установка. В качестве рабочей среды используется воздух с температурой окружающей среды. Еще одной из целей работы является сравнение расчетов, полученных с использованием различных моделей турбулентности.

Ключевые слова: высотные стендовые испытания, сверхзвуковое сопло, газодинамическая труба, модель турбулентности.

Введение

В настоящее время проводится большой объем работ по созданию перспективных ракетных двигателей (РД), верхних ступеней ракет-носителей, сверхзвуковых воздушно-реактивных двигателей, а также летательных аппаратов (ЛА), предназначенных для полета со сверхзвуковыми скоростями. Примерами подобных разработок могут служить российский двигатель верхних ступеней перспективных ракет-носителей РД0146Д [1], двигатель «Vinci» [2], создаваемый Европейским союзом для ракеты-носителя «Ariane 6», американский ракетный двигатель RL60 [3], а также гиперзвуковой пассажирский лайнер, исследования по созданию которого проводятся в рамках проекта «HEXAFLY-INT» [4, 5], возглавляемого Европейским космическим агентством. Значительный объем обработки подобных изделий проводится при наземных стендовых испытаниях с имитацией

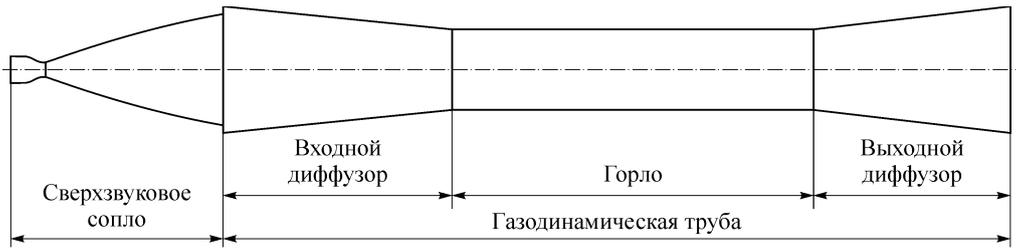


Рис. 1. Схема газодинамического тракта высотного стенда.

высотных условий. Проточные тракты стендов, используемых для этих целей, включают в себя сверхзвуковое сопло и газодинамическую трубу (ГДТ), также называемую сверхзвуковым диффузором [6, 7] (рис. 1).

При аэродинамических испытаниях ЛА и сверхзвуковых ВРД, как правило, используются сопла, обеспечивающие равномерный профиль потока перед объектом испытаний (профилированные аэродинамические сопла). В некоторых случаях вместо профилированных аэродинамических сопел используются упрощенные конические сопла. При испытаниях РД сверхзвуковым соплом в составе тракта стенда является реактивное сопло самого двигателя.

ГДТ предназначена для создания условий безотрывного течения в сопле сверхзвукового газового потока, расширенного до давлений существенно ниже атмосферного за счет торможения и сжатия сверхзвукового потока в проточном тракте. Тракт ГДТ включает, как правило, входной конический диффузор, цилиндрический участок постоянного сечения (горло ГДТ) и выходной конический диффузор. Как следует из интегральных соотношений газовой динамики [8, 9], переход к безотрывному течению в сопле и сверхзвуковому течению во входном диффузоре ГДТ (запуск ГДТ) происходит при выполнении следующего условия:

$$p'_0 = p_0 \cdot \sigma > p_{ex},$$

где p_0 — полное давление на входе в сверхзвуковое сопло, p'_0 — полное давление за прямым скачком уплотнения в наибольшем сечении тракта, p_{ex} — давление на выходе ГДТ, σ — коэффициент потерь полного давления в прямом скачке сжатия, который в случае газа с постоянными термодинамическими свойствами определяется выражением

$$\sigma = \left(\frac{(\kappa + 1)^2 \cdot M^2}{[(\kappa - 1) \cdot M^2 + 2] \cdot [2 \cdot \kappa \cdot M^2 - \kappa + 1]} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \cdot \frac{\kappa \cdot (2 \cdot M^2 - 1) + 1}{\kappa + 1},$$

где M — число Маха, κ — показатель адиабаты газа. Если выхлоп ГДТ осуществляется в атмосферу, то давление, при котором происходит запуск ГДТ, называется пусковым (имеется ввиду пусковое отношение давлений). Кроме того, для запуска ГДТ необходимо, чтобы выполнялось условие

$$S_r \geq S_{кр} / \sigma,$$

здесь S_r — площадь поперечного сечения горла ГДТ, $S_{кр}$ — площадь критического сечения сверхзвукового сопла.

После запуска ГДТ может оставаться запущенной при уменьшении p_0 до некоторого значения, называемого срывным давлением. Величина срывного давления определяется конфигурацией тракта ГДТ и сопла. Интегральные соотношения газовой динамики не дают ответа на вопрос о величине срывного давления, т.к. она зависит, в том числе, от пространственной газодинамической структуры течения в сопле и входном диффузоре ГДТ.

Приведенные выше соотношения газовой динамики выводятся из предположения, что в момент запуска в сопле реализуется равномерное сверхзвуковое течение, а в самом широком сечении тракта ГДТ возникает прямой скачок сжатия. На практике картина течения незапущенной ГДТ может сильно отличаться от описанной ввиду существенного влияния сил вязкого трения, которые приводят к отрыву потока от стенок с образованием вихревых областей. Конфигурация вихревых областей в значительной степени определяется формой сверхзвуковой части сопла.

При практическом выборе конфигурации ГДТ ставится задача снижения пускового и срывного давлений. Это требует определения уровня потерь полного давления в тракте стенда в момент запуска и срыва. В настоящее время такая задача решается с применением средств численного моделирования, при этом возникает вопрос о применимости тех или иных моделей турбулентности. Одной из пионерских работ, посвященных применению средств численного моделирования для описания газодинамических структур, возникающих при наземных испытаниях ракетных двигателей, является работа [10]. В этой работе было продемонстрировано существование двух газодинамических структур в сопле ракетного двигателя J-S2 при истечении в затопленное пространство и наличие гистерезиса между этими структурами. В работе [11] было приведено сравнение картин истечения продуктов сгорания в затопленное пространство для двух сопел с одинаковыми диаметрами критических и выходных сечений. Первое сопло имело форму конуса, в качестве второго рассматривалось сопло ракетного двигателя «Vulcain». Также в работе подробно анализировалась структура течения в соплах двигателей SSME и «Vulcain» на нерасчетных режимах работы.

В настоящей работе на примере одной конфигурации ГДТ с тремя сменными сверхзвуковыми соплами с помощью средств численного моделирования изучается разнообразие газодинамических структур потока в тракте модельного стенда, а также приводится сравнение результатов расчетов, полученных с использованием различных моделей турбулентности. Для подтверждения адекватности применяемых моделей и численных методов полученные расчетные значения сравниваются с экспериментальными данными.

Объект исследований

В качестве объекта исследований была выбрана газодинамическая труба (рис. 2а) с тремя различными соплами (рис. 2б). Все три сопла имели одинаковые диаметры критических и выходных сечений, отличия заключались в длинах и формах сверхзвуковых частей. Сопло А имело коническую форму. Угол между профилем и осью сопла составлял 12° . Профиль сопла В был выполнен в виде параболы. Угол между касательной к профилю и осью сопла в критическом сечении сопла составлял 30° , и на выходе — 15° . Такая форма характерна для начального участка сопел высотных ракетных двигателей.

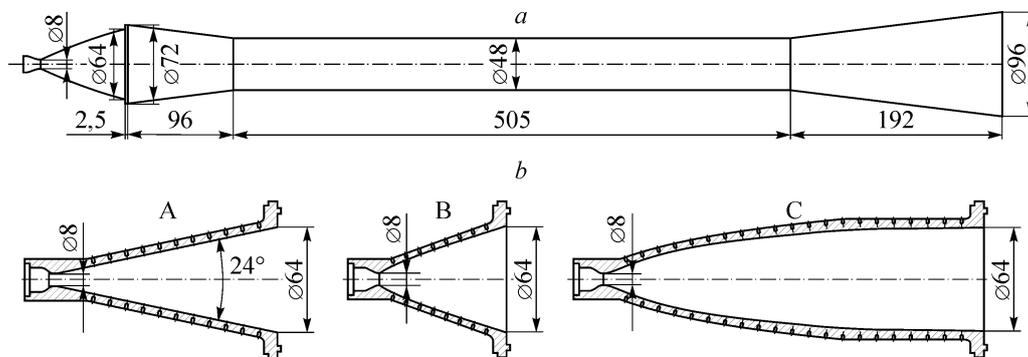


Рис. 2. Схема проточного тракта модельной ГДТ (а) и конфигурации сопел (б).

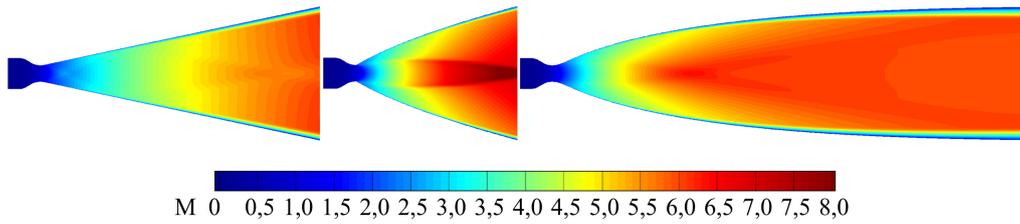


Рис. 3. Поля числа Маха в плоскости симметрии сопел.

Полноразмерное сопло таких двигателей, как правило, имеет угол наклона профиля в выходном сечении в пределах 5° – 10° . Профиль сопла С был выбран таким образом, чтобы в выходном сечении, за исключением пограничного слоя, было равномерное течение с числом Маха 6. На рис. 3 показаны поля числа Маха в плоскостях симметрии сопел. На рис. 4 приведены распределения давления и числа Маха в радиальном направлении в выходных сечениях сопел.

По интегральным соотношениям газовой динамики идеального газа с показателем адиабаты 1,4 число Маха в выходном сечении сопла со степенью расширения по площади 64 составляет $M = 6,26$. Согласно приведенным выше формулам пусковое давление для такого числа Маха на срезе сопла равно 40,4 бар, а минимальный диаметр горла ГДТ составляет 50,9 мм. В то же время, при определении скорости потока на выходе сопла с учетом пограничного слоя среднее значение числа Маха в выходном сечении сопла оказывается чуть меньше 6. В этом случае пусковое давление ГДТ составляет 33,7 бар, а минимальный диаметр горла ГДТ, при котором возможен запуск, — 46,5 мм. С высокой вероятностью можно предположить, что оценка, полученная для идеального газа, дает завышенные значения давления запуска и минимального диаметра горла ГДТ, а оценка, выполненная с учетом толщины пограничного слоя, — заниженные. Исходя из этого, для расчетно-экспериментальных исследований была выбрана конфигурация с диаметром горла 48 мм, т.е., из области между граничными оценками, полученными с использованием интегральных соотношений газовой динамики.

Экспериментальная установка и условия испытаний

Для подтверждения результатов моделирования была разработана и изготовлена экспериментальная установка, которая представляла собой разборную конструкцию, состоящую из отдельных секций, объединяемых фланцевыми соединениями (рис. 5). Сопла, а также секции ГДТ были выполнены из нержавеющей стали, шероховатость поверхности R_a которой составляла 2,5. В качестве рабочей среды использовался воздух. Выхлоп осуществлялся в атмосферу. Давление подачи воздуха в процессе испытания изменялось циклически ручным регулированием. В каждом испытании выполнялось

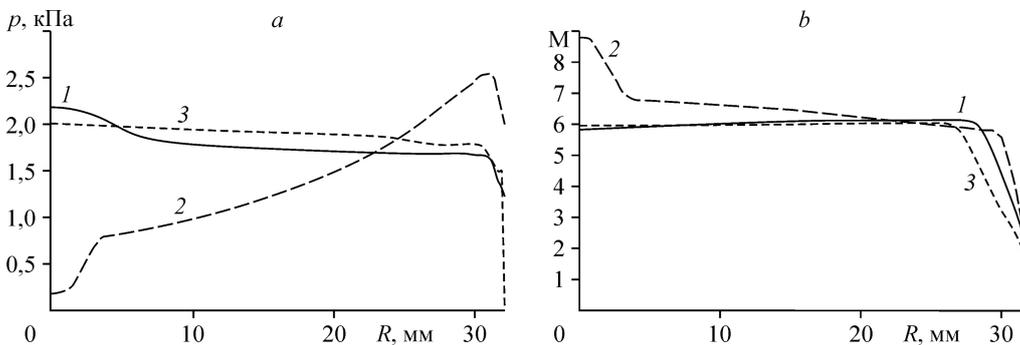
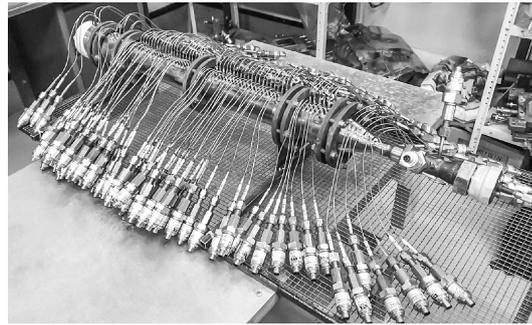


Рис. 4. Распределения давления (а) и числа Маха (б) в радиальном направлении в выходных сечениях сопел.

Сопло А (1), В (2), С (3).

Рис. 5. Вид модельной газодинамической установки.



3÷5 циклов повышения и понижения давления. В процессе испытаний регистрировалось полное давление воздуха на входе и давление на стенках ГДТ и сопел. Для измерения давления на стенках секций экспериментальной установки были размещены отверстия диаметром 1 мм, соединяющиеся с датчиками давления при помощи силиконовых трубок внутренним диаметром 1 мм. Длина соединительных трубок не превышала 600 мм.

Постановка задачи численного моделирования

Численные исследования течений в ГДТ проводились с помощью программ моделирования газовой динамики идеального вязкого теплопроводного газа. Основой численного метода являлось решение полной системы уравнений Навье–Стокса методом конечных объемов. Этот метод позволяет выполнить дискретизацию уравнений движения газа в консервативной форме. Дискретизация по времени и по пространству проводилась со вторым порядком точности. В качестве схемы для расчета потоков на границах ячеек использовалась схема AUSM+ [12]. Моделирование выполнялось в двумерной осесимметричной постановке с постоянным шагом по времени $5 \cdot 10^{-7}$ с. Расчетная область показана на рис. 6. На границе 1 задавались параметры торможения, соответствующие параметрам подачи воздуха. Уровень турбулентности потока задавался значением относительной турбулентной вязкости, равной 10, и для двухпараметрических моделей — интенсивностью турбулентных пульсаций, равной 10 %. На границе 2 задавались параметры торможения, соответствующие атмосферным условиям. На границе 3 задавалось статическое давление, равное атмосферному. Граница 4 совпадала с осью. На остальных границах задавались условия гидравлически гладкой теплоизолированной стенки без проскальзывания потока. В качестве среды в модели рассматривался идеальный газ с постоянными теплофизическими и транспортными свойствами. В качестве расчетных сеток использовались структурированные сетки с общим объемом порядка 75000 ячеек со сгущением в области пограничных слоев. При моделировании начального решения и давления подачи воздуха в зависимости от модели турбулентности могло возникнуть два типа течения: стационарное и с периодическими пульсациями. При возникновении стационарного течения решение проводилось до его установления. Для этого, как правило, требовалось порядка 10^{-3} с модельного физического времени. В случае возникновения пульсационного процесса длительность модельного физического времени выбиралось таким образом, чтобы получить 5÷10 пульсационных интервалов.

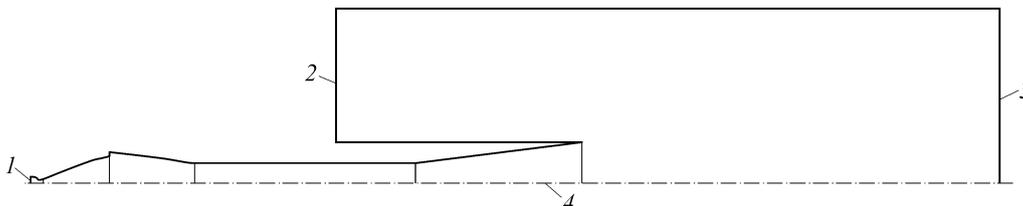


Рис. 6. Схема расчетной области.

1, 2 — вход с полными параметрами, 3 — выход с атмосферным давлением, 4 — ось.

Модели турбулентности

Одна из целей представленного исследования заключалась в выборе модели турбулентности, наиболее подходящей для решения указанного класса задач. Для этого изучались основные модели, нашедшие применение при решении практических задач и реализованные в современных программах. В рамках решения осредненных по Фавру уравнений Навье–Стокса были рассмотрены следующие модели турбулентности: Спаларта–Аллмареса (Spalart–Allmaras), впервые описанная в работе [13], стандартная $k-\omega$ модель ($k-\omega$ standard) [14], модель $k-\omega$ с переносом касательных напряжений ($k-\omega$ SST) [15, 16], ренормализационная $k-\varepsilon$ модель ($k-\varepsilon$ RNG) [17] и реализуемая $k-\varepsilon$ модель ($k-\varepsilon$ Realizable) [18]. Перечисленные модели основаны на гипотезе Буссинеска о тензоре турбулентных напряжений. Семейство $k-\varepsilon$ моделей построено с предположением полностью развитых турбулентных пульсаций, которое не выполняется вблизи стенок, поэтому для моделирования турбулентности в этих областях используется метод пристеночных функций (см. работы [17, 19]). Из перечисленных моделей наиболее широко применяется модель $k-\omega$ SST. Так, например, она использовалась в работах [20–23] при исследовании течений в круглых каналах переменного сечения со смешанным до- и сверхзвуковым течением.

Конфигурация «А» (коническое сопло)

При испытаниях конфигурации А было выполнено три цикла повышения и сброса давления подачи воздуха. На рис. 7 приведены графики изменения давления подачи воздуха и давления на стенке сопла вблизи выходного сечения во времени.

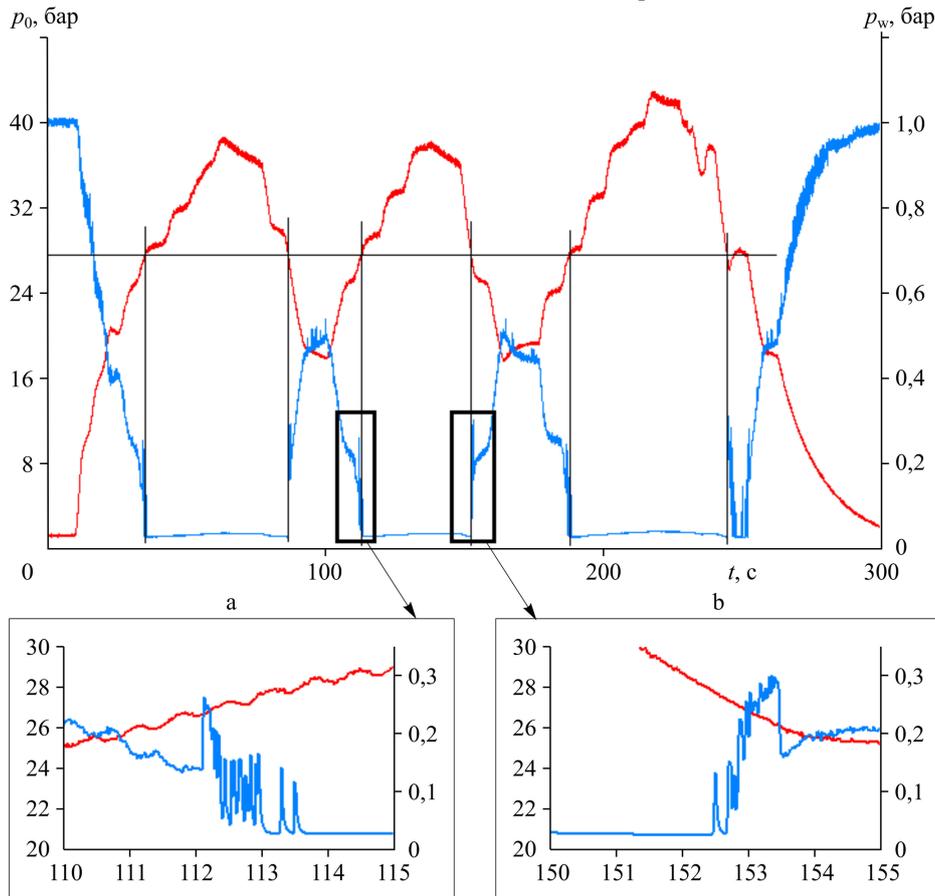


Рис. 7. Изменение давления по времени.

Красные линии (левая шкала) — давление подачи воздуха,
синие линии (правая шкала) — давление на стенке сопла вблизи выходного сечения.

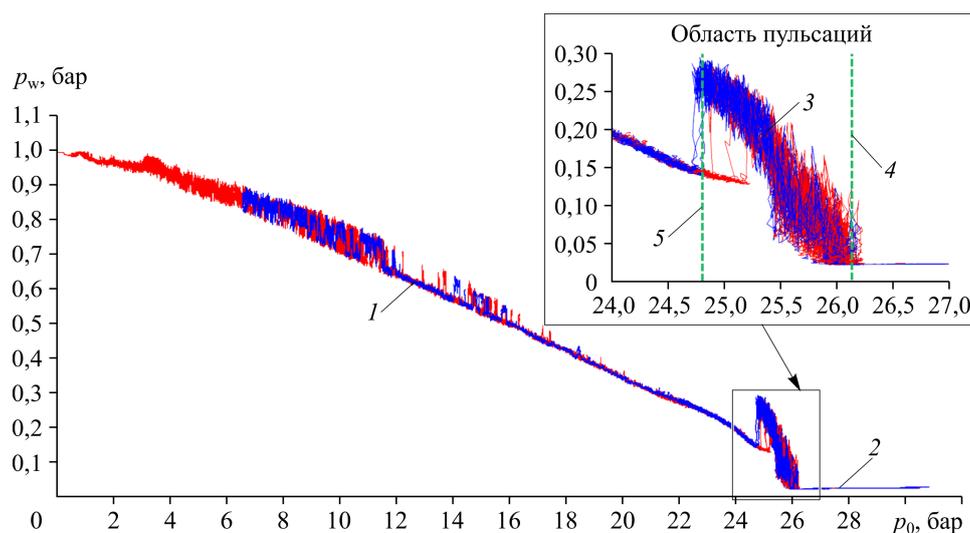


Рис. 8. Изменение давления на стенке сопла вблизи выходного сечения в зависимости от давления воздуха на входе в сопло.

Красная линия — повышение давления подачи воздуха, синяя — понижение;
 1 — течение незапущенной ГДТ, 2 — течение запущенной ГДТ, 3 — режим пульсаций,
 4 — верхняя граница пульсационного режима, 5 — нижняя граница пульсационного режима.

Представленные в виде графика данные, где по оси абсцисс отложено полное давление воздуха на входе в сопло, а по оси ординат — давление на стенке сопла в выходном сечении (далее p_0 - p_w диаграмма), позволяют явно проследить циклическую повторяемость процесса, а также точки перестроения течения (рис. 8).

Для идентификации структур течения, реализующихся для указанной конфигурации тракта, рассмотрим результаты численного моделирования. На рис. 9 показана картина течения при давлении подачи воздуха 25,6 бар, полученная при численном моделировании с использованием модели турбулентности Спаларта–Аллмареса. Отметим, что в других расчетах, при давлении подачи воздуха ниже 26,6 бар, наблюдалась аналогичная структура течения. В расчете при ступенчатом повышении давления от 26,6 до 26,8 бар течение переходит к пульсационному режиму. На экспериментальной диаграмме (рис. 8) область пульсационного режима показана на укрупненной выноске и обозначена цифрой 3. При пульсационном режиме течение в сопле кратковременно переходит к безотрывному режиму (происходит запуск ГДТ), который оказывается неустойчивым — происходит срыв ГДТ. Таким образом, описанные пульсации давления связаны с перестроением течения и носят глобальный характер. На рис. 10 показана

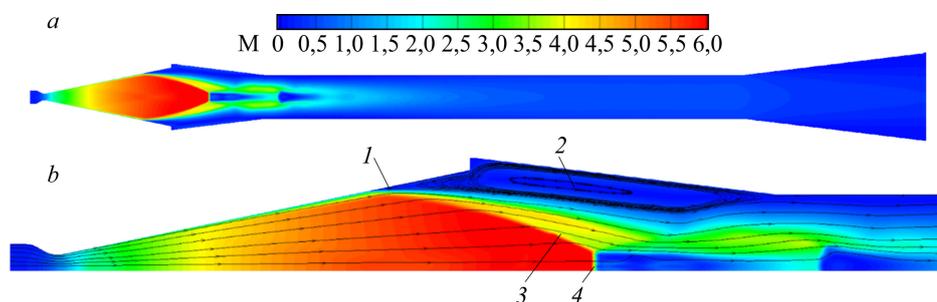


Рис. 9. Поле числа Маха (a) и линии тока (b).

Давление подачи воздуха 25,6 бар; 1 — точка отрыва пограничного слоя,
 2 — тороидальная вихревая область, 3 — конический скачок уплотнения, 4 — диск Маха;
 данный режим течения незапущенной ГДТ соответствует ветке 1 на диаграмме рис. 8.

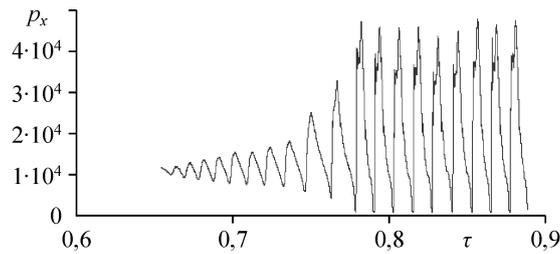


Рис. 10. График изменения давления во времени во входном сечении ГДТ после повышения давления подачи воздуха от 26,6 до 26,8 бар.

временная развертка значений давления во входном сечении ГДТ. На выносках а и б рисунка 7 показан тот же процесс, что и зарегистрированный в эксперименте.

Дальнейшее увеличение давления до 27,4 бар в численной задаче приводило к росту частоты пульсаций давления. После достижения давления подачи воздуха 27,4 бар пульсации давления прекращались и в сопле устанавливалось безотрывное течение, происходил окончательный запуск ГДТ. Картина течения показана на рис. 11. В эксперименте установление течения в запущенной ГДТ происходило при давлении около 26,1 бар. Верхняя граница пульсационного режима обозначена цифрой 4 на рис. 8. Поскольку после запуска ГДТ в области расширяющейся части сопла и входного диффузора формируется сверхзвуковое течение, то давление в каждой точке потока становится пропорциональным полному давлению подачи воздуха. То есть при дальнейшем увеличении давления воздуха на входе в сопло давление во входном сечении ГДТ также возрастает, что видно по направлению пунктирной прямой на рис. 8.

Понижение давления подачи воздуха при запущенной ГДТ как в расчетах, так и в эксперименте вновь приводило к возникновению пульсационного режима. В эксперименте возобновление пульсаций при снижении давления происходило также при 26,1 бар. Данное значение совпадает с переходом к пульсационному режиму при повышении давления. В расчетах с использованием модели турбулентности Спаларта–Аллмареса пульсации возникали при снижении давления до 27,2 бар. Дальнейшее понижение давления приводило к срыву ГДТ. Цифрой 5 на экспериментальной диаграмме рис. 8 показана граница прекращения пульсаций. В эксперименте моменту прекращения пульсаций и окончательного срыва ГДТ соответствовало давление подачи воздуха 24,9 бар. Аналогичный переход и окончательный срыв ГДТ при численном моделировании с использованием модели турбулентности Спаларта–Аллмареса получен при понижении давления до 26,6 бар.

В расчетах с использованием других моделей турбулентности, за исключением реализуемой модели $k-\varepsilon$, были получены аналогичные результаты. Во всех случаях запуск ГДТ происходил после реализации пульсационного режима. Стационарные и пульсационные режимы во всех случаях характеризовались похожими картинами течения. Однако давления подачи воздуха, при которых происходило перестроение течения, несколько

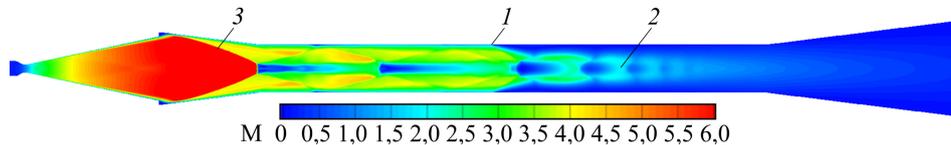


Рис. 11. Поле числа Маха, рассчитанное с помощью модели турбулентности Спаларта–Аллмареса.

Полное давление воздуха на входе в сопло — 27,4 бар;
 1 — точка отрыва пограничного слоя, также называемая головой псевдоскачка,
 2 — ударно волновая структура псевдоскачка, 3 — конический скачок уплотнения.

Таблица 1

Переходные точки течения

Способ получения данных	Полное давление воздуха на входе в сопло, бар; отличие от экспериментальных значений, %	
	Нижняя граница пульсационного режима	Верхняя граница пульсационного режима — запуск ГДТ
Эксперимент	~ 24,9	~ 26,1
Модель Спаларта–Аллмареса	26,6 – 26,8; 6,8 – 7,6	27,2 – 27,4; 4,2 – 5,0
Стандартная $k-\omega$ модель	26,0 – 26,2; 4,4 – 5,2	26,6 – 26,8; 1,9 – 2,7
$k-\omega$ SST модель	27,1 – 27,2; 8,8 – 9,2	27,2 – 27,4; 4,2 – 5,0
Стандартная $k-\varepsilon$ модель	29,8 – 30,0; 19,7 – 20,4	30,0 – 30,2; 14,9 – 15,7
Модель $k-\varepsilon$ RNG	27,4 – 27,6; 10,0 – 10,8	27,8 – 28,0; 6,5 – 7,3
Реализуемая $k-\varepsilon$ модель	26,8 – 26,6*; 7,6 – 6,8	27,8 – 28,0**; 6,5 – 7,3

* — срыв без возникновения пульсационного режима;

** — запуск без возникновения пульсационного режима.

отличались от значений, полученных при использовании модели турбулентности Спаларта–Аллмареса (см. табл. 1). При использовании реализуемой модели турбулентности $k-\varepsilon$ пульсационный режим не возникал, запуск и срыв ГДТ проходили скачкообразно.

На рис. 12, 13 для сравнения представлены распределения давлений на стенке проточного тракта для незапущенной и запущенной ГДТ. Наилучшее соответствие с опытными данными получено при использовании стандартной $k-\omega$ модели. Для моделей группы $k-\varepsilon$

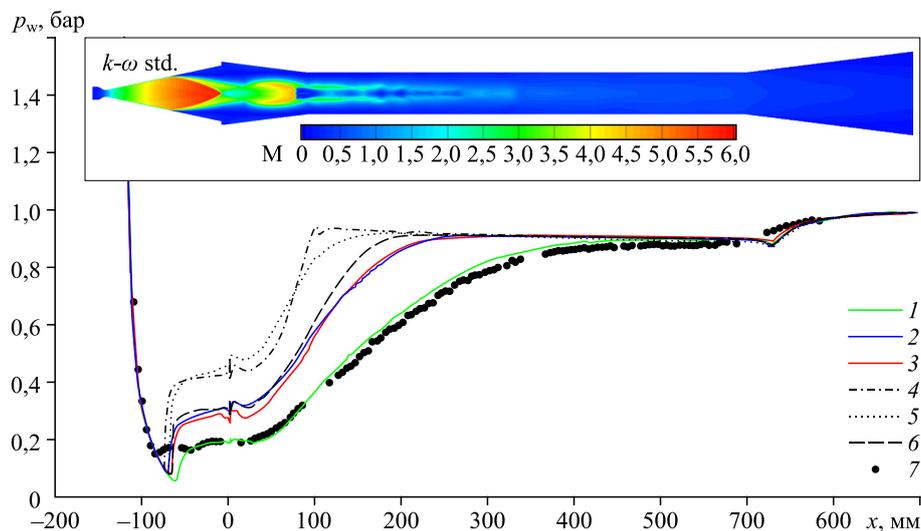


Рис. 12. Распределение давления вдоль стенки тракта.

Давление подачи воздуха 25 бар;
расчет по моделям: стандартная $k-\omega$ модель (1), $k-\omega$ SST модель (2), модель Спаларта–Аллмареса (3), реализуемая $k-\varepsilon$ модель (4), стандартная $k-\varepsilon$ модель (5), $k-\varepsilon$ RNG модель (6), экспериментальные данные (7).

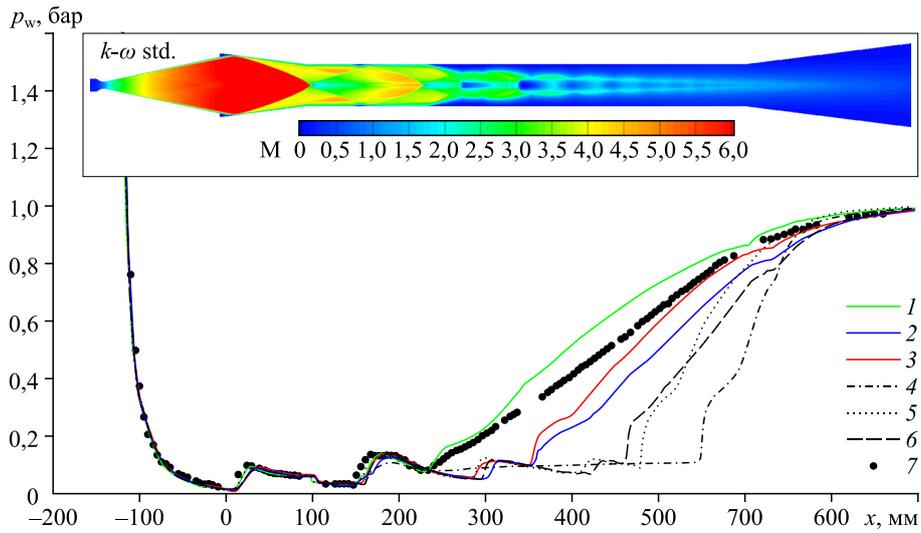


Рис. 13. Распределение давления вдоль стенки тракта.
 Давление подачи воздуха 28 бар; обозначения см. на рис. 12.

распределение давления существенно отличается от экспериментального. Полученные отличия в результатах моделирования с разными моделями турбулентности связано с различиями в уровнях вихревой вязкости. На рис. 14, 15 приведены поля вихревой (турбулентной) вязкости для течений запущенной и незапущенной ГДТ. Как видно из рисунков, модели группы $k-\varepsilon$ дают более высокий уровень турбулентной вязкости в сравнении с другими рассмотренными моделями. Связь между скоростью нарастания давления в осевом направлении и уровнем турбулентной вязкости объясняется следующим образом.

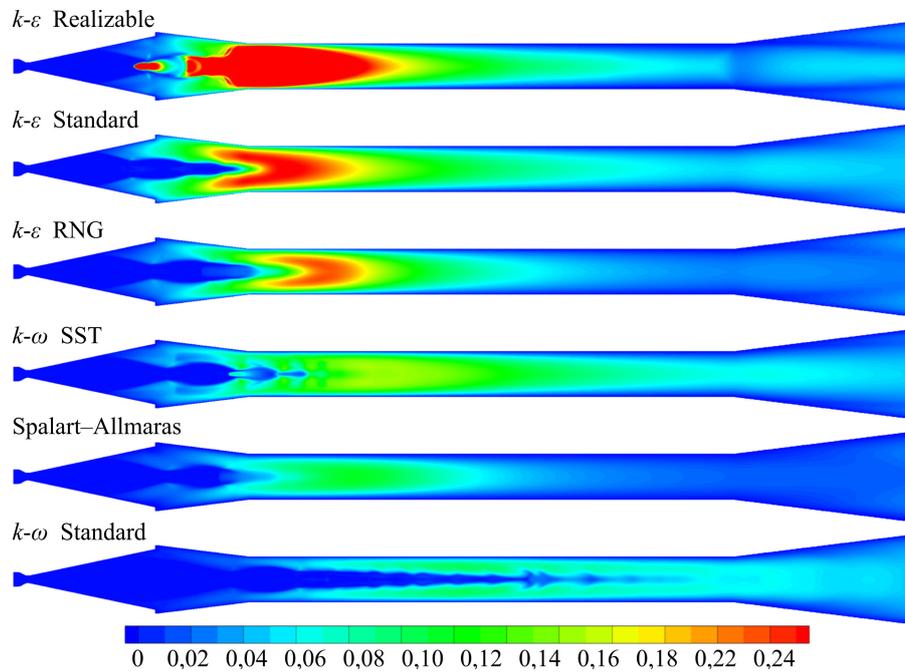


Рис. 14. Поля турбулентной вязкости (Па·с).
 Течение незапущенной ГДТ, давление подачи воздуха 26 бар.

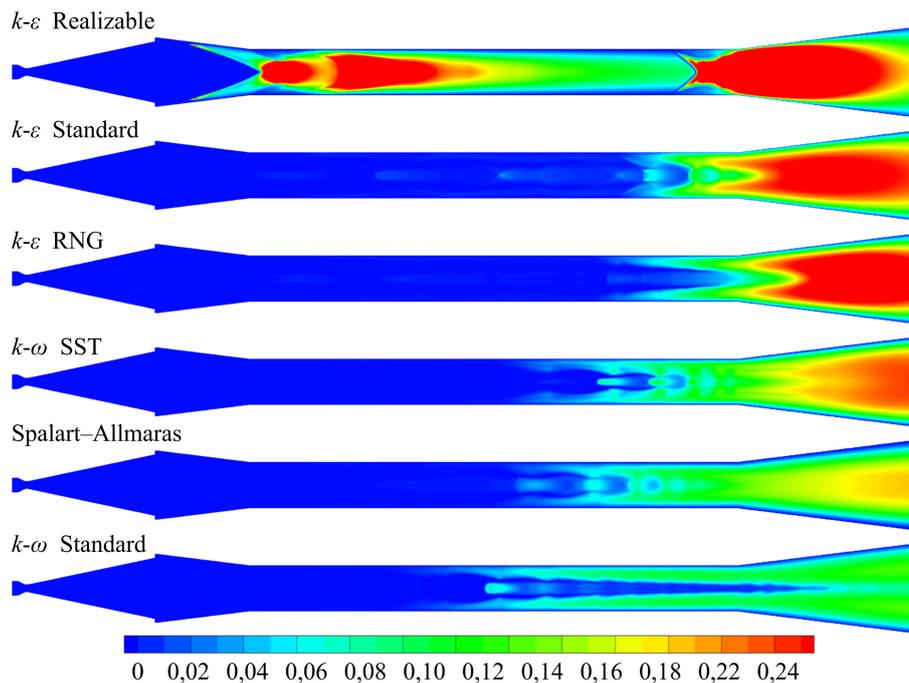


Рис. 15. Поля турбулентной вязкости (Па·с).
Течение запущенной ГДТ, давление подачи воздуха 28 бар.

На всех представленных картинах течения показан процесс торможения и сжатия сверхзвукового потока в ударно-волновой структуре — псевдоскачке. На процесс торможения в псевдоскачке существенное влияние оказывает вязкая диссипация механической энергии на границе струи и в отрывной области, которая и определяет положение и интенсивность скачков уплотнения. Интенсивность диссипации, в свою очередь, определяется уровнем турбулентной вязкости. Таким образом, более высокий уровень турбулентной вязкости приводит к более высокому градиенту давления в осевом направлении. Последнее видно из представленных картин: наибольшая скорость нарастания давления и наибольший уровень турбулентной вязкости для течений как незапущенной, так и запущенной ГДТ получены при использовании реализуемой $k-\varepsilon$ и стандартной $k-\varepsilon$ моделей, а наименьший градиент давления и наименьшая турбулентная вязкость получены при использовании стандартной модели $k-\omega$ модели.

Другим интересным фактом является то, что для течения незапущенной ГДТ распределения давления вдоль стенки, полученные с использованием моделей турбулентности, дающих более высокую вихревую вязкостью и, соответственно, более высокий градиент давления, оказываются «выше» экспериментального распределения, а при запущенном течении «ниже». Эта особенность связана с формой участка проточного тракта, в котором расположен псевдоскачок: в случае течения незапущенной ГДТ часть псевдоскачка располагается в сужающемся входном конусе ГДТ. Стенка конуса воздействует на газовый поток с силой, равной произведению давления на стенке на площадь проекции поверхности в осевом направлении, и действующей против потока. Увеличение интенсивности торможения потока, возникающее при увеличении турбулентной вязкости, приводит к росту давления на поверхности входного конуса, а значит, и к росту силы, действующей на поток, и, соответственно, к смещению точки отрыва (головы псевдоскачка) вверх по потоку. Смещение головы псевдоскачка вверх по потоку приводит, в свою очередь, к росту интенсивности турбулентной диссипации. Таким образом,

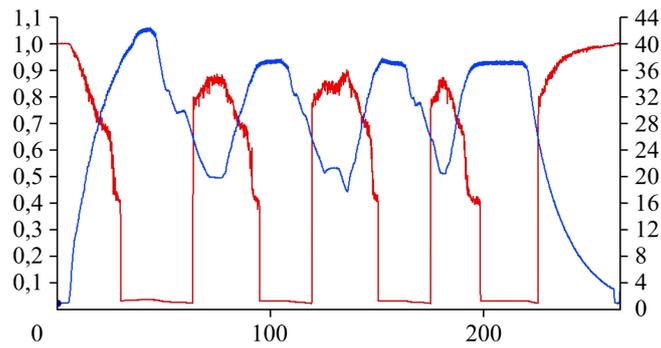


Рис. 16. Циклограмма изменения давления подачи воздуха (синяя линия, правая шкала) и давления на стенке сопла вблизи выходного сечения (красная линия, левая шкала) по времени.

имеется два взаимно усиливающих фактора торможения потока: вязко-турбулентная диссипация и силовое воздействие сужающегося конуса.

В случае течения запущенной ГДТ аналогичное, но противоположное по направлению воздействие оказывает выходной конус ГДТ. Чем больше интенсивность диссипации, тем выше давление на стенке выходного конуса и тем больше сила, действующая на поток в направлении течения. Происходит своего рода выталкивание потока, приводящее к смещению головы псевдоскачка ниже по потоку.

Конфигурация «С» (аэродинамическое сопло)

При испытаниях конфигурации С было выполнено четыре цикла набора и сброса давления подачи воздуха. На рис. 16 показаны изменения по времени давления на стенке сопла на расстоянии 14,1 мм от среза (красная линия) и давления подачи воздуха (синяя линия).

Для определения режимов течения на рис. 17 представлена диаграмма зависимости давления на стенке сопла вблизи выходного сечения от полного давления воздуха на входе в сопло. На приведенной диаграмме хорошо видна повторяющаяся картина для всех циклов набора и сброса давления подачи воздуха. Красному цвету здесь соответствуют участки циклограммы с повышением давления подачи воздуха, синему — с понижением.

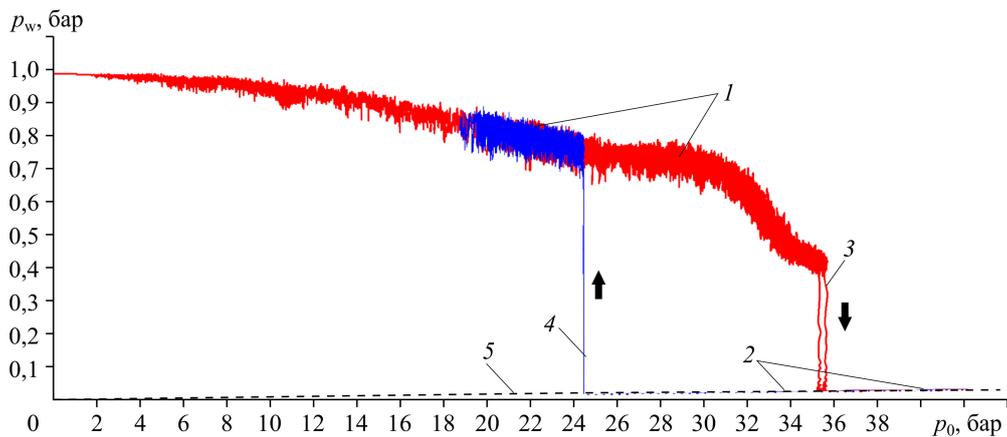


Рис. 17. Диаграмма p_0-p_w для конфигурации С.

Красная линия — повышение давления подачи воздуха, синяя — понижение.

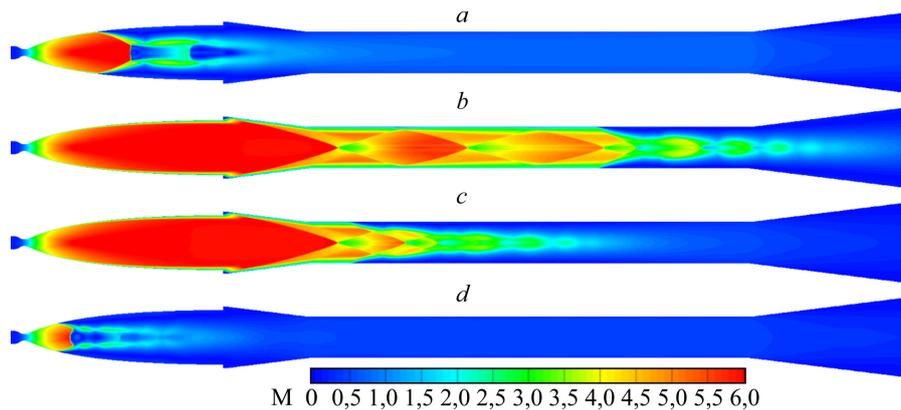


Рис. 18. Поля числа Маха, рассчитанные по модели турбулентности Спаларта–Аллмареса.
 $p_0 = 35,7$ (a), $35,8$ (b), $24,9$ (c), $24,8$ (d) бар.

Для идентификации газодинамических структур течения, полученных в эксперименте, сопоставим их с результатами численного моделирования. На рис. 18 показаны поля числа Маха, полученные в расчетах с использованием модели турбулентности Спаларта–Аллмареса. При монотонном и достаточно плавном повышении давления подачи воздуха до значения 35,7 бар отрыв потока от стенок происходит внутри сопла, в ГДТ реализуется дозвуковое течение незапущенной ГДТ (рис. 18a). На экспериментальной диаграмме (рис. 17) данной структуре течения соответствует ветка 1. После увеличения давления в расчете до 35,8 бар картина течения резко меняется (рис. 18b), происходит запуск ГДТ. На экспериментальной диаграмме (рис. 17) момент запуска обозначен цифрой 3, давление запуска составило 36,9 бар. Дальнейшее увеличение давления принципиально не меняет структуры течения, изменяется лишь положение псевдоскачка в горле ГДТ (ветка 2 на рис. 17). Пунктирная прямая 5 на рис. 17, исходящая из начала координат, свидетельствует об автомодельности данной газодинамической структуры течения. В расчетах с использованием модели турбулентности Спаларта–Аллмареса запущенное течение сохраняется при понижении давления до 24,9 бар (рис. 18c), а при снижении до 24,8 бар происходит срыв, и течение возвращается к состоянию незапущенной ГДТ (рис. 18d). На экспериментальной диаграмме (рис. 17) точка срыва обозначена цифрой 4, а срывное давление равно 26,0 бар. Таким образом, при изменении давления подачи воздуха между течениями запущенной и незапущенной ГДТ существует гистерезис.

Картины течения, полученные в расчетах с использованием стандартной $k-\omega$ и $k-\omega$ SST моделей турбулентности, оказались в целом похожи на картины, полученные с использованием модели Спаларта–Аллмареса. Небольшие отличия в давлениях запуска и срыва ГДТ приведены в табл. 2. Совершенно иная картина наблюдалась в расчетах с использованием моделей группы $k-\varepsilon$. В этом случае отрыв потока в сопле сохранялся при сколь угодно высоком значении давления подачи воздуха. На рис. 19 показана картина течения при давлении подачи воздуха 100 бар, рассчитанная с использованием модели турбулентности $k-\varepsilon$ RNG. В конце горла и выходном диффузоре ГДТ здесь видно образование сверхзвукового течения.

Таблица 2

Способ получения данных	Переходные точки течения	
	Полное давление воздуха на входе в сопло, бар; отличие от экспериментальных значений, %	
	Запуск ГДТ	Срыв ГДТ
Эксперимент	35,6	24,6
Модель Спаларта–Аллмареса	35,7 ÷ 35,8; +0,3 ÷ +0,6	24,9 ÷ 24,8; +1,2 ÷ +0,8
Стандартная $k-\omega$ модель	34,1 ÷ 34,2; -4,2 ÷ -3,9	25,1 ÷ 25,0; +2,0 ÷ +1,6
Модель $k-\omega$ SST	37,0 ÷ 37,1; +3,9 ÷ +4,2	24,7 ÷ 24,6; +0,4 ÷ 0,0
Стандартная $k-\varepsilon$ модель	Не существует	–
Модель $k-\varepsilon$ RNG	Не существует	–
Реализуемая $k-\varepsilon$ модель	Не существует	–

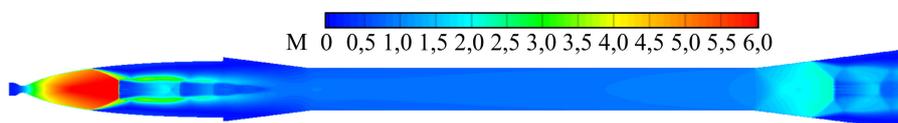


Рис. 19. Поле числа Маха.

Модель турбулентности $k-\varepsilon$ RNG, давление подачи воздуха 100 бар.

Конфигурация «В» (ракетное сопло)

При испытаниях конфигурации В было выполнено пять циклов набора и сброса давления подачи воздуха. На рис. 20 показаны изменения во времени давления на стенке сопла на расстоянии 11,5 мм от среза (красная линия) и давления подачи воздуха (синяя линия). Как и для предыдущих конфигураций, для лучшего представления полученных экспериментальных данных на рис. 21 приведена p_0-p_w диаграмма для датчика измерения давления на стенке сопла, расположенного вблизи выходного сечения. Участкам циклограммы с повышением давления подачи воздуха соответствует красный цвет, участкам с понижением давления — синий.

Диаграмма p_0-p_w рассматриваемой конфигурации является более сложной по сравнению с двумя представленными ранее. Во-первых, следует отметить, что запустить ГДТ с ракетным соплом в ходе экспериментов оказалась невозможно. В случае реализации безотрывного сверхзвукового течения (при давлении подачи воздуха 60 бар) расчетное давление на стенке сопла вблизи выходного сечения должно составлять приблизительно 0,05 бар. В отличие от этого, по представленным на диаграмме рисунка 21 экспериментальным данным видно, что при давлении подачи воздуха 60 бар давление на стенке сопла вблизи выходного сечения составляет приблизительно 0,4 бар, что почти на порядок выше значения характерного для безотрывного течения. Пропорциональность давления на стенке давлению подачи воздуха на участке 2 диаграммы свидетельствует об автомодельности течения. Тем не менее наблюдается некоторый гистерезис в конфигурациях течения. При повышении давления подачи воздуха давление на стенке сопла изменяется одним образом (красный цвет), а при понижении — другим (синий цвет). Для идентификации структур течения, соответствующих различным участкам диаграммы, рассмотрим результаты численного моделирования.

В расчетах с использованием модели турбулентности Спаларта–Аллмареса при монотонном и достаточно плавном повышении давления подачи воздуха вплоть до 27,5 бар

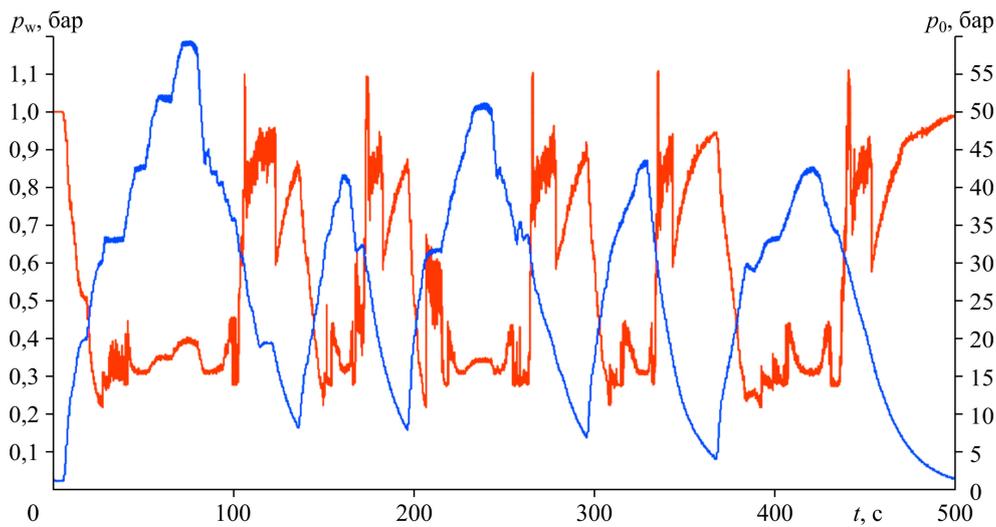


Рис. 20. Циклограмма изменения давления подачи воздуха (синяя линия, правая шкала) и давления на стенке сопла вблизи выходного сечения (красная линия, левая шкала) во времени.

возникают конфигурации течения, показанные на рис. 22. Данная газодинамическая структура, так называемое приосное течение, характеризуется наличием в объеме сопла и входного диффузора ГДТ вихревой области (см. 1 на рис. 23), которая расположена с внешней стороны в радиальном направлении относительно потока, при этом сам поток 2 прижат к оси тракта. Позиции 3 и 4 на рис. 23 — это точки отрыва пограничного слоя и присоединения потока соответственно.

На рис. 24 показаны расчетные и экспериментальные распределения давления вдоль стенки тракта при давлении подачи воздуха 27,0 бар. Расчетные данные здесь соответствуют течению с приосной газодинамической структурой, а экспериментальные данные взяты для ветви 1 на рис. 21. Хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений свидетельствует об одинаковых газодинамических структурах. Сопоставление распределений давления вдоль стенки при других давлениях подачи воздуха ниже 27,5 также показывает хорошее соответствие. Таким образом, на ветви 1 диаграммы (рис. 21) реализуется приосная структура течения.

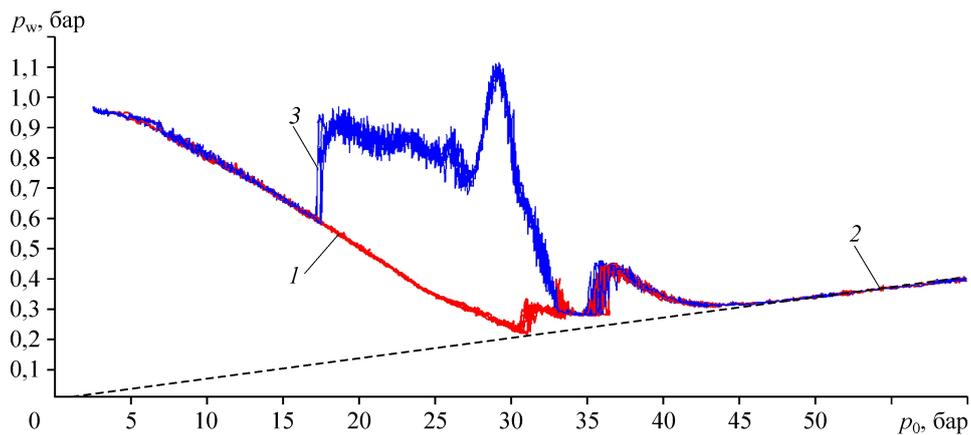


Рис. 21. Диаграмма p_0 - p_w конфигурации В для точки на стенке сопла на расстоянии 11,5 мм от выходного сечения.

Красная линия — повышение давления подачи воздуха, синяя линия — понижение;
1 — приосное течение, 2 — область автомодельности,
3 — переход периферийного течения к приосному.

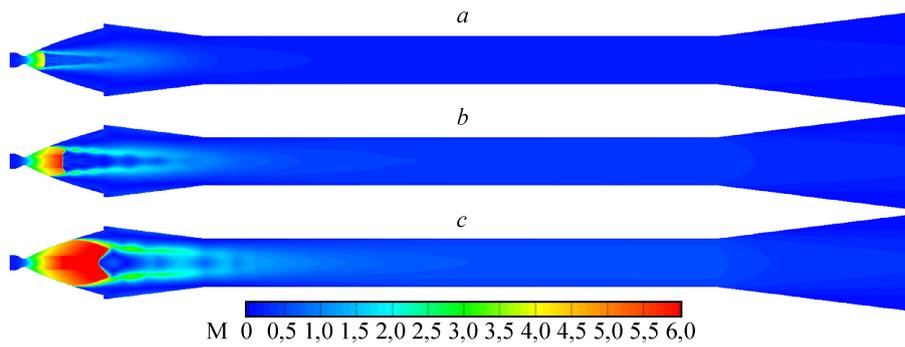


Рис. 22. Поля числа Маха, рассчитанные по модели турбулентности Спаларта–Аллмареса.
 $p_0 = 10$ (a), 20 (b), 27,5 (c) бар.

При повышении давления до 28,0 бар возникает пульсационный режим. На рис. 25 показано изменение давления на стенке сопла в зависимости от времени. Черными точками обозначены моменты времени, для которых на рис. 26 показаны картины течения.

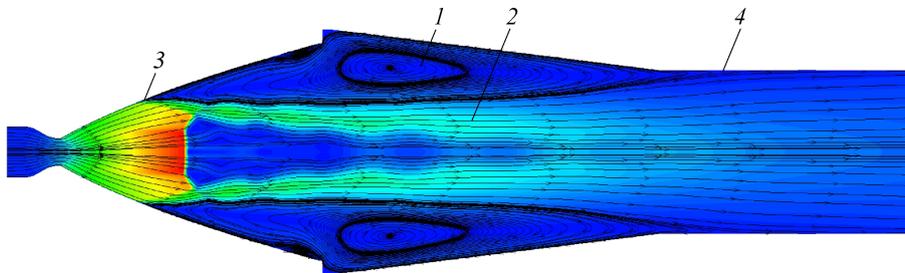


Рис. 23. Поле числа Маха и линии тока, рассчитанные по модели турбулентности Спаларта–Аллмареса.
 Давление подачи воздуха 20 бар; 1 — вихревая область, 2 — поток, 3, 4 — соответственно точки отрыва пограничного слоя и присоединения потока.

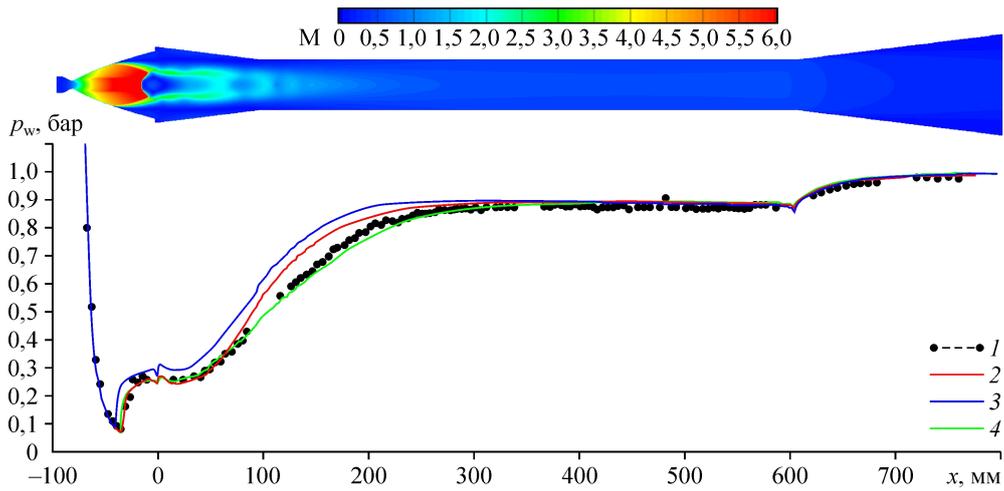


Рис. 24. Распределение давления вдоль стенки тракта.
 Давление подачи воздуха 27,0 бар; 1 — экспериментальные данные, 2–4 — соответственно расчет по моделям Спаларта–Аллмареса, $k-\omega$ SST и стандартной $k-\omega$ моделям турбулентности.

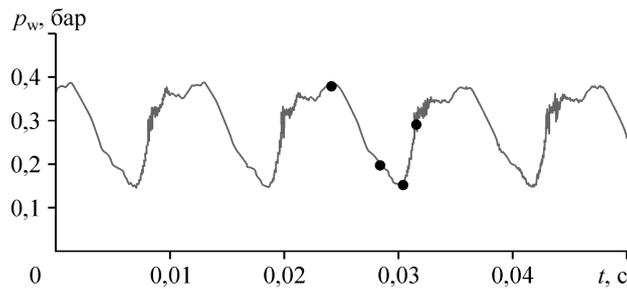


Рис. 25. Пульсации давления на стенке сопла
вблизи выходного сечения.

Расчет по модели турбулентности Спаларта–Аллмареса;
давление подачи воздуха 28 бар.

Пульсационный режим обнаруживается в узком диапазоне значений давления подачи воздуха, и уже при повышении p_0 до 28,5 бар устанавливается структура, изображенная на рис. 27. При такой структуре на оси тракта располагается обширный тороидальный вихрь 1, а газ протекает вблизи стенок сопла и входного диффузора 2. Одной из первых работ, посвященных изучению подобной газодинамической структуры при истечении продуктов сгорания ракетного двигателя в затопленное пространство, стало исследование [10]. В работе [11] было дано более подробное описание течения, а также было проведено сравнение структур, полученных для конического и ракетного сопел при прочих равных условиях. В работах [23, 24] структура, изображенная на рис. 27, названа «нетипичным отрывом», поскольку изучалась в первую очередь с точки зрения возрастания тепловых и механических воздействий на конструкцию сопла ракетного двигателя вследствие образования циркуляционной зоны вблизи стенки сопла (см. 3 на рис. 27). В настоящей работе для подобной структуры предлагается название «периферийного течения» в противоположность ранее рассмотренному приосному течению, поскольку здесь оно рассматривается с точки зрения условий работы проточного тракта испытательного стенда. На рис. 28 показано распределение давления вдоль стенки тракта для указанного режима течения. Стоит отметить лишь качественное соответствие результатов численного моделирования экспериментальным данным.

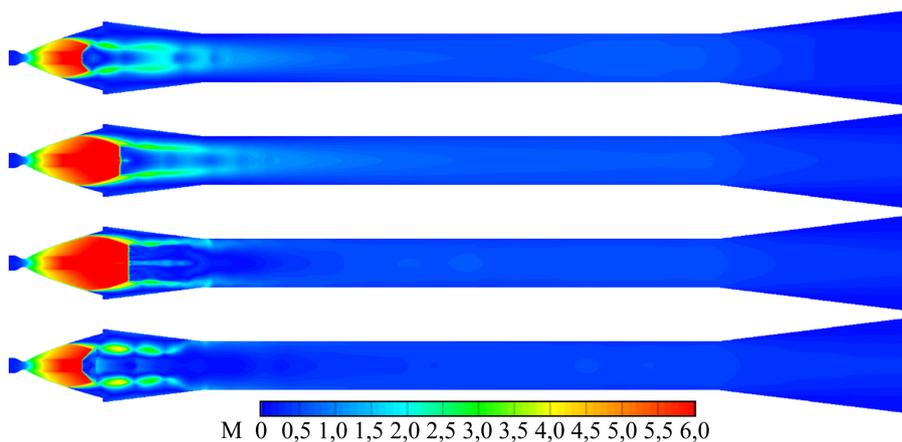


Рис. 26. Фазы пульсационного процесса,
рассчитанные по модели турбулентности Спаларта–Аллмареса.
Давление подачи воздуха 28 бар.

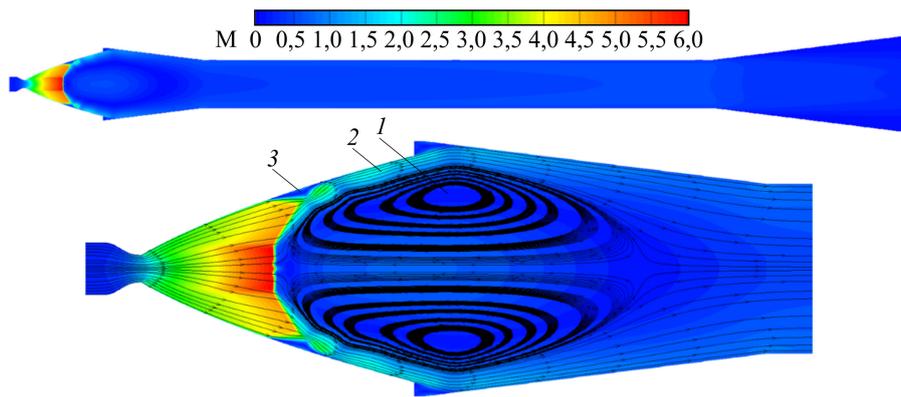


Рис. 27. Периферийное течение, рассчитанное по модели турбулентности Спаларта–Аллмареса.

Давление подачи 28,5 бар; 1 — торoidalный вихрь, 2 — поток газа, 3 — циркуляционная зона.

При дальнейшем повышении давления подачи воздуха в расчетах с использованием модели турбулентности Спаларта–Аллмареса структура периферийного течения сохраняется, а начиная с некоторого уровня давления подачи воздуха в выходном сечении горла ГДТ образуется критическое истечение (см. рис. 29). При возникновении критического перепада на выходе из горла ГДТ течение выше по потоку можно считать автомодельным. Это соответствует участку 2 на рис. 21.

Понижение давления подачи воздуха показывает устойчивость периферийной структуры течения. В расчетах с использованием модели турбулентности Спаларта–Аллмареса такая структура сохраняется при давлении подачи воздуха 15 бар (рис. 30), а при понижении до 14 бар течение вновь возвращается к приосной структуре (рис. 31). В эксперименте переход от периферийного к приосному течению происходит при давлении подачи воздуха примерно 17 бар (см. 3 на рис. 21).

В расчетах с использованием моделей турбулентности $k-\omega$ SST приосное течение существует при давлении подачи воздуха не выше 30,0 бар, а для стандартной $k-\omega$ модели

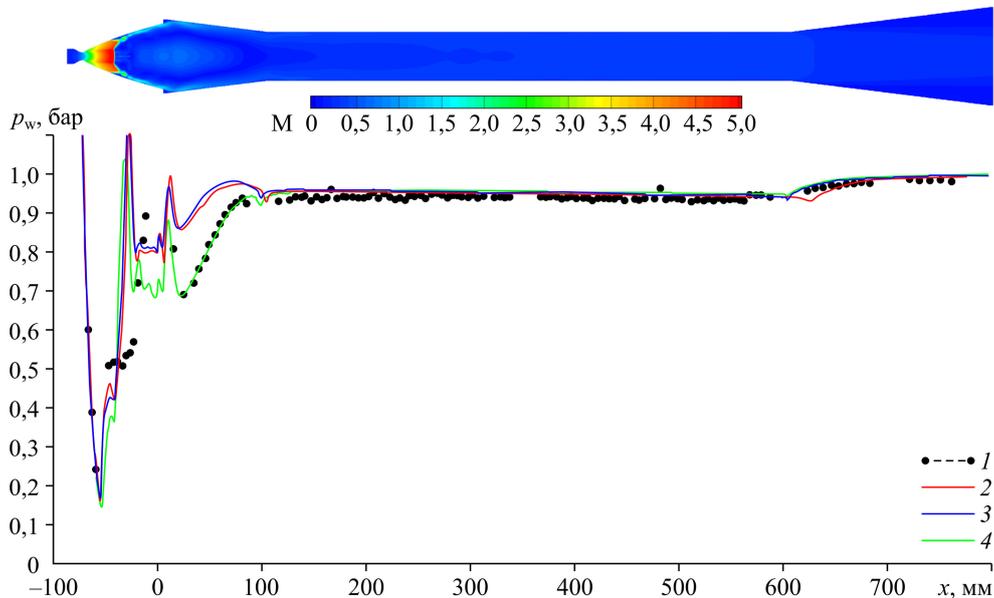


Рис. 28. Распределение давления вдоль стенки тракта.

$p_0 = 20$ бар; обозначения 1–4 см. на рис. 24.

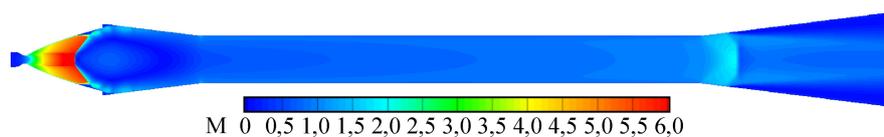


Рис. 29. Поле числа Маха, рассчитанное по модели турбулентности Спаларта–Аллмареса.
Давление подачи воздуха 60 бар.

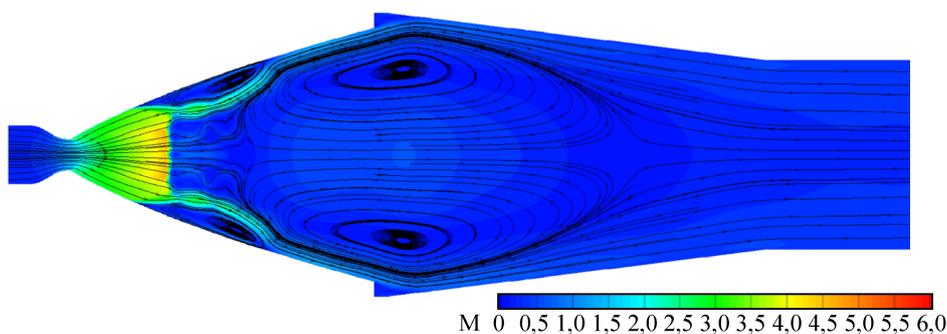


Рис. 30. Поле числа Маха, рассчитанное по модели турбулентности Спаларта–Аллмареса.
Давление подачи воздуха 15 бар.

приосное течение существует при давлении не выше 28,0 бар. В обоих случаях переход к периферийному течению происходит внезапно, без возникновения пульсационного режима. Картины как приосного, так и периферийного течения для указанных моделей похожи на картины, полученные для модели турбулентности Спаларта–Аллмареса. Обратный переход к приосному течению происходит при понижении давления подачи воздуха до 15 бар для модели $k-\omega$ SST и до 14 бар для стандартной $k-\omega$ модели. Рис. 32 позволяет сопоставить экспериментальную p_0-p_w диаграмму с диаграммой, построенной по численным данным для стандартной $k-\omega$ модели.

Существенные отличия в результатах моделирования по трем рассматриваемым моделям возникали при увеличении давления подачи воздуха после перехода к периферийному течению. В случае использования модели турбулентности $k-\omega$ SST при достижении 38,0 бар происходил переход к течению запущенной ГДТ (рис. 33). При дальнейшем увеличении давления течение запущенной ГДТ сохранялось. Минимальное давление, при котором наблюдалось данное течение, составляло 27,0 бар, а при понижении давления до 26,0 бар возникало периферийное течение.

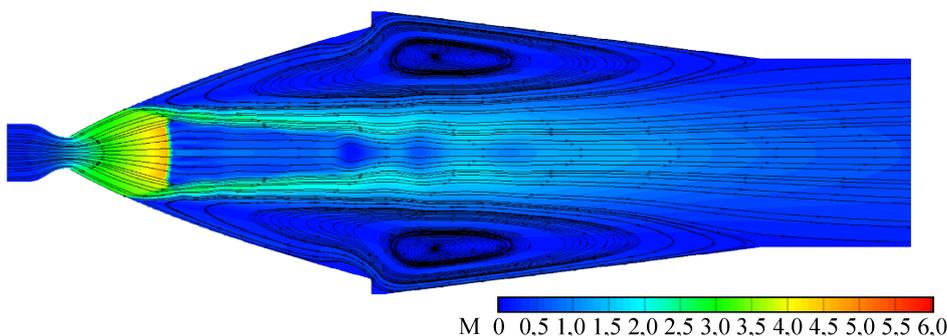


Рис. 31. Поле числа Маха, рассчитанное по модели турбулентности Спаларта–Аллмареса.
Давление подачи воздуха 14 бар.

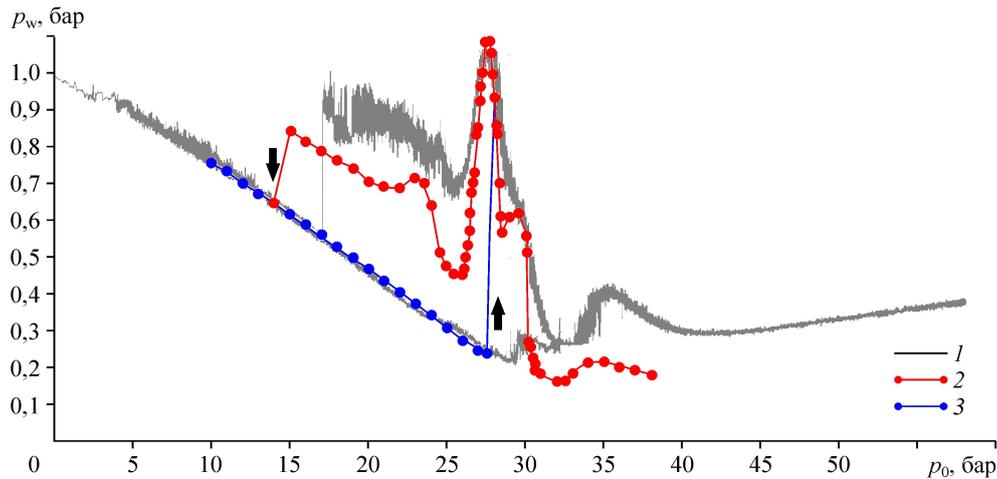


Рис. 32. Диаграммы p_0 - p_w точки на стенке сопла на расстоянии 11 мм от выходного сечения.
 1 — экспериментальные данные,
 2, 3 — соответственно расчет для периферийного и приосного течений по стандартной k - ω модели.

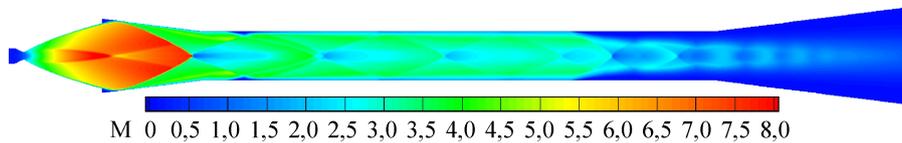


Рис. 33. Поле числа Маха, рассчитанное по модели турбулентности k - ω SST.
 Давление подачи воздуха 38,0 бар.

В расчетах с использованием стандартной k - ω модели турбулентности при достижении давления 39,0 бар возникали периодические пульсации, носившие глобальный характер: на короткое время течение соответствовало запущенной ГДТ, но структура оказывалась неустойчивой и происходил срыв потока, после чего процесс запуска и срыва повторялся. Подобные пульсации возникали в конфигурации А с коническим соплом, но в этом случае пульсационный процесс сохранялся при сколь угодно высоком давлении подачи воздуха.

Заключение

Из рассмотренных экспериментальных и расчетных данных следует, что газодинамическая структура потока, запускаемость ГДТ и пусковое давление принципиальным образом зависят от формы сверхзвукового участка сопла. С коническим соплом величина давления запуска ГДТ оказалась на 16–30 % меньше величины давления запуска ГДТ, определенной по интегральным соотношениям газовой динамики. Для аэродинамического сопла полученное в эксперименте давление запуска ГДТ оказалось сопоставимо с точностью ± 10 % с интегральными оценками. В экспериментах с укороченным профилированным соплом запустить ГДТ не удалось. Значения пускового и срывного давлений для ГДТ с коническим соплом оказались близки. Запуску и срыву ГДТ предшествовал пульсационный режим в узком диапазоне значений p_0 . Для профилированного аэродинамического сопла пусковое давление оказалось существенно выше срывного. При изменении давления подачи воздуха между запущенным и незапущенным состояниями ГДТ наблюдался гистерезис. Для конфигурации с укороченным профилированным соплом

реализовать безотрывное течение в сопле не удалось. При повышении давления на входе в сопло было получено два варианта течения в сопле: приосное и периферийное. При одних и тех же условиях периферийное течение характеризуется более высоким уровнем давления в области сопла и входного диффузора.

В части сравнения результатов численного моделирования и экспериментальных данных следует отметить хорошее соответствие при определении пускового и срывного давлений для конфигураций с коническим и аэродинамическим соплами при использовании моделей Спаларта–Аллареса, стандартной $k-\omega$ и $k-\omega$ SST моделей. Однако для конфигурации с укороченным профилированным соплом при моделировании течения с использованием модели турбулентности $k-\omega$ SST имел место запуск, а при использовании стандартной $k-\omega$ модели происходил переход к пульсационному режиму работы. Наилучшее соответствие расчетных и экспериментальных распределений давления на стенках проточного тракта получено при использовании стандартной $k-\omega$ модели турбулентности.

Результаты расчетов с использованием моделей турбулентности группы $k-\varepsilon$ принципиально отличались от экспериментальных данных для аэродинамического сопла и имели низкую сходимость с экспериментальными данными для конического сопла.

Список литературы

1. **Бережной В.Н.** Обеспечение стендовой отработки ЖРД с соплами больших степеней расширения // Тезисы докл. 14-й междунар. конф. «Авиация и космонавтика — 2015», 2015, Москва, МАИ. 2015. С. 99–100.
2. **Pempie P., Vernin H.** Liquid rocket engine test plan comparison // 37th Joint Propulsion Conf. and Exhibit. AIAA Paper. 2001. No. 2001–3256.
3. **Wilcock J.R., Popp M., Santiago J.** Program status of the pratt & whitney RL60 engine // 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. & Exhibit. AIAA Paper. 2002. No. 2002–3587.
4. **Steebant J., Marini M., Pezella G., Reimann B., Chernyshev S.L., Gubanov A.A., Talyzin V.A., Voevodenko N.V., Kukshinov N.V., Prokhorov A.N., Neely A.J., Kenell C., Verstraete D., Buttsworth D.** Numerical and experimental research on aerodynamics of high-speed passenger vehicle within the HEXAFLY-INT project // Proc. of 30th Congress of the Intern. Council of the Aeronautical Sci. Daejeon, 2016. ICAS2016-0353. 2016. 17 p.
5. **Aleksandrov V.Yu., Kukshinov N.V., Prokhorov A.N., Rudinskiy A.V.** Analysis of the integral characteristics of HEXAFLY-INT facility module // Proc. of the 21th Intern. Space planes and hypersonic systems and technology conf. Xiamen, 2017. AIAA Paper. 2017. No. 2017-2179. 5 p.
6. **Харитонов А.М.** Техника и методы аэрофизического эксперимента. Ч. 1. Аэродинамические трубы и газодинамические установки. Новосибирск: Изд-во НГТУ. 2005. 220 с.
7. **Pope A., Goin K.L.** High speed wing tunnel testing. London: John Wiley & Sons, 1965. 474 p.
8. **Шишков А.А., Силин Б.М.** Высотные испытания реактивных двигателей. М.: Машиностроение, 1985. 208 с.
9. **Черный Г.Г.** Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
10. **Chen C.L., Chakravarthy S.R., Hung C.M.** Numerical investigation of separated nozzle flows // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 9. P. 1836–1843.
11. **Frey M., Hagemann G.** Restricted shock separation in rocket nozzles // J. Propulsion and Power. 2000. Vol. 16, No. 3. P. 478–484.
12. **Liou M.S., Steffen C.J.** A new flux splitting scheme // J. Computational Physics. 1993. Vol. 107, No. 1. P. 23–39.
13. **Spalart P., Allmaras S.** A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // Technical Report AIAA-92-0439. 1992.
14. **Wilcox D.C.** Turbulence modeling for CFD. Inc. La Canada, California: DCW Industries, 1998. 460 p.
15. **Menter F.R.** Zonal two equation $k-\varepsilon$ turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1993. No. 93–2906. 21 p.
16. **Menter F.R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engng applications // AIAA J. 1994. Vol. 2, No. 8. P. 1598–1605.
17. **Белов И.А., Исаев С.А.** Моделирование турбулентных течений: уч. пособие. СПб: Балт. гос. техн. ун-т. 2001. 108 с.
18. **Shih T.-H., Liou W.W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J.** A new $k-\varepsilon$ eddy-viscosity model for high reynolds number turbulent flows — model development and validation // Computers Fluids. 1995. Vol. 24, No. 3. P. 227–238.
19. **Lauder B.E., Spalding D.B.** The numerical computation of turbulent flows // Computer Methods in Applied Mechanics and Engng. 1974. No. 3. P. 269–289.
20. **Гуныко Ю.П., Кавун И.Н.** Нестационарный псевдоскачок в ударной трубе // Прикл. механ. и техн. физика. 2020. Т. 61, № 2. С. 71–80.

21. **Гуныко Ю.П., Кавун И.Н.** Особенности течений, формирующихся в процессах импульсного запуска сверхзвуковой аэродинамической трубы с различными диффузорами // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 2. С. 209–228.
22. **Гуныко Ю.П., Мажуль И.И.** Турбулизация потока в псевдоскачке, формирующемся в осесимметричном канале с лобовым воздухозаборником // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 3. С. 361–372.
23. **Пономарев А.А., Пономарев Н.Б.** Об отрывных течениях в сверхзвуковых соплах // Вестн. Московского авиационного ин-та. 2011. Т. 18, № 3. С. 55–64.
24. **Пономарев А.А.** Экспериментальные и расчетные исследования условий появления нетипичного отрыва потока в соплах и потерь удельного импульса тяги из-за неоднородного состава продуктов сгорания: дис. канд.ф.-м. наук. МАИ, 2011. 149 с.

*Статья поступила в редакцию 15 июля 2020 г.,
после доработки — 8 декабря 2020 г.,
принята к публикации 16 декабря 2020 г.*