

УДК 533.6.011.5:532.525

© 1997 г. **В.И. МЫШЕНКОВ, Е.В. МЫШЕНКОВ**

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ИЗ ЩЕЛЕВОГО
ЦЕНТРОСТРЕМИТЕЛЬНОГО СОПЛА**
(сопла Знаменского)

Проведено численное моделирование истечения газа из кольцевого сопла с предельно укороченным центральным телом, имеющим форму тарели, на основе полных нестационарных уравнений Навье – Стокса для совершенного теплопроводного газа методом установления с помощью консервативной разностной схемы. Изучено влияние числа Re и степени нерасчетности струи. Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными, тяговые характеристики – с показателями сопла Лаваля.

Из множества возможных способов и устройств для создания тяги в ракетной технике наиболее распространенными и эффективными являются двигатели на основе сопла Лаваля. Повышение энергетических характеристик двигателей, их экономичности и надежности привело к увеличению геометрических степеней расширения сопел и размеров двигателей. Полная реализация теоретически возможного импульса тяги у сопла Лаваля на всех участках полета ракеты является весьма трудной задачей. Использование нерегулируемых сопел в нерасчетном режиме приводит к образованию интенсивной волновой структуры в течении и потере тяги двигателя. Это побуждает к совершенствованию существующих [1–3] и поиску альтернативных двигательных установок [4, 5], имеющих малые размеры, достаточно высокие тяговые характеристики и небольшие потери тяги при работе в нерасчетном режиме. Проведенные исследования [4–5] показали, что перспективным двигательным устройством является кольцевое сопло с центральным телом, имеющее несколько меньший коэффициент тяги, чем сопло Лаваля, но почти вдвое меньшую длину.

С конца 70-х годов по инициативе В.П. Знаменского были проведены исследования щелевого центростремительного сопла, являющегося предельным случаем кольцевого сопла с центральным телом, когда длина его становится равной нулю, и оно заменяется некоторой поверхностью – тарелью, которая может быть плоской, выпуклой или вогнутой. Эксперименты показали, что коэффициенты тяги K щелевого сопла и кольцевого сопла с укороченным центральным телом близки к значениям K непрерывно регулируемого сопла Лаваля. В экспериментах наблюдался большой разброс коэффициентов тяги K , в отдельных случаях получены значения, значительно превышающие K сопла Лаваля. Это требует проверки полученных результатов и проведения более тщательных исследований.

Настоящая работа посвящена численному моделированию истечения газа из кольцевого сопла с предельно укороченным центральным телом, имеющим форму тарели. Расчеты проведены на основе полных нестационарных уравнений Навье – Стокса для совершенного газа методом установления с помощью консервативной схемы типа ENO второго порядка точности. Исследована сходимость решения с уменьшением шагов сетки, изучен характер образующегося струйно-отрывного течения. Проведены параметрические исследования по числу Рейнольдса и степени

нерасчетности струи и полученные тяговые характеристики сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными и характеристиками сопла Лаваля.

Существующие названия данного двигательного устройства "насадок центростремительного потока" и "щелевое центростремительное сопло" не отражают особенности его конструкции и не являются общепринятыми. В связи с этим предлагается именовать данное устройство соплом Знаменского в честь его изобретателя и неупоминимого пропагандиста.

1. Постановка задачи. Нестационарная задача истечения газа в затопленное пространство из сопла Знаменского решалась на основе полной системы нестационарных уравнений Навье – Стокса, записанных в консервативной форме в цилиндрической системе координат xu , где x – координата вдоль оси симметрии, а u – радиальная координата. Система дифференциальных уравнений интегрировалась численно с помощью явной конечно-разностной схемы типа ENO с аппроксимацией второго порядка точности конвективных членов [6, 7] и центральными разностями – диссипативных.

Газы затопленного пространства и струи полагались одинаковыми, вязкими, совершенными, теплопроводными с постоянными c_p и c_v и температурами $T_a = 300$ К, $T_\infty = 300$ К. Здесь нижние индексы a и ∞ обозначают параметры струи в критическом сечении щели и в затопленном пространстве соответственно. Течение считалось ламинарным, коэффициент вязкости вычислялся по формуле Сазерленда, число Прандтля равнялось 0,7.

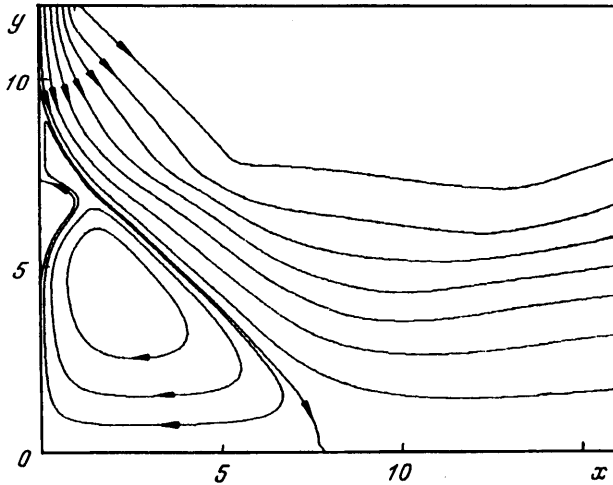
За определяющие параметры задачи взяты параметры газа в критическом сечении щели, а за характерный размер – ширина щелевого сопла L_a . Далее, если не оговорено иначе, используются безразмерные параметры. Число Рейнольдса вычислялось по ширине щели и параметрам газа в критическом сечении.

Решение задачи ищется в верхней части меридионального сечения плоскости xu в прямоугольной области, ограниченной слева поверхностью тарели $x = 0$, где задаются условия прилипания и температура стенки $T_w = 300$ К (фиг. 1). Верхняя граница – поверхность $u = u_a$ – совмещена с щелью сопла двигателя от $x = 0$ до L_a , на которой задавались условия дозвуковой входной границы, поскольку критическое сечение имеет слегка выпуклую форму и попадает в расчетную область. Эти условия включают задание энтропии и энтальпии, посчитанных по параметрам в критическом сечении, и направления потока, нормального к границе.

На остальной части верхней границы правее сопла задаются условия гладкого сопряжения решения в той ее части, где поток направлен из расчетной области вовне, и параметры затопленного пространства, если поток направлен извне в расчетную область. При больших степенях нерасчетности эта граница отодвигалась выше положения щели u_a , чтобы обеспечить корректное задание граничных условий при интенсивном расширении струи.

С правой стороны область решения ограничена поверхностью, расположенной на расстоянии более $16L_a$ в области сверхзвукового течения, где задаются те же граничные условия, что и на верхней границе. Если в ходе расчета обнаруживалось, что правая граница располагается в области до- или транзвукового течения, то она отодвигалась вниз по потоку на необходимое расстояние. Снизу расчетную область ограничивает ось симметрии $u = 0$ с условиями симметрии потока $v = 0$, $\partial U / \partial u = 0$, $U = (\rho, u, e)$.

В качестве начальных данных использовались условия, моделирующие момент запуска двигателя – во всей области счета задавались параметры потока, равные параметрам затопленного пространства. Сначала расчет производился на грубой сетке, а затем полученное решение использовалось в качестве начальных данных для расчета на более мелкой основной сетке. При исследовании влияния числа Re в качестве начальных данных использовались решения, полученные ранее для других чисел Re .



Фиг. 1. Линии тока из сопла Знаменского при $Re = 10^4$, $n = 8$, $q = 6$

Расчеты задачи продолжались до установления стационарного или периодического решения, что контролировалось наблюдением за изменением по времени коэффициента тяги двигателя, размеров отрывной области у тарели и значений давления в трех точках отрывной области.

Задачей настоящего исследования было изучение течения в сопле Знаменского, определение его характеристик и возможности использования его в качестве двигательного устройства.

Основной характеристикой сопла реактивного двигателя является коэффициент тяги K , определяемый как отношение силы тяги $R = \int_S (p + \rho u^2) ds - p_\infty S$ к произведению площади критического сечения S_* , давления в камере p_0 и коэффициента расхода μ

$$K = R / (S_* p_0 \mu)$$

Например, для идеального сопла Лавала с равномерным потоком на его срезе это выражение имеет вид

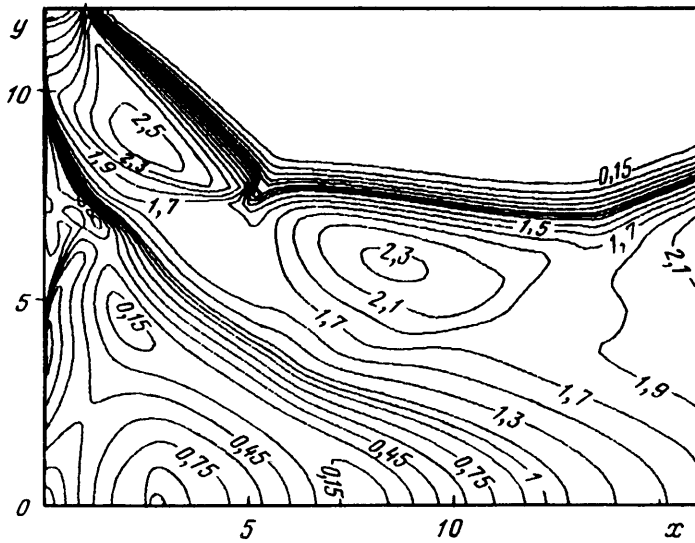
$$K_l = (\gamma_a M_a^2 + 1 - n^{-1}) q p_a (\mu p_0)^{-1}$$

где $q = S_a / S_*$ – отношение площади сечения среза сопла к площади его критического сечения, а $n = p_a / p_\infty$ – отношение давлений на срезе сопла и в затопленном пространстве (степень нерасчетности струи).

В случае сопла Знаменского тяга определяется интегрированием давления по площади тарели S_t , при этом опять можно ввести коэффициент, характеризующий расширение сопла $q = S_t / S_*$, где S_* – площадь щели (критического сечения), и коэффициент тяги вычисляется по формуле

$$K = \left(S_t^{-1} \int_{S_t} \frac{p}{p_a} ds - n^{-1} \right) q p_a (\mu p_0)^{-1}$$

2. Схема течения. Течение в сопле Знаменского при достаточной степени нерасчетности n истекающего из критического сечения (щели) потока является значительно более сложным, чем в других сопловых устройствах: сопле Лавала или сопле с центральным телом. Здесь образуются волны разрежения, сжатия, ударные волны, отрывные области, области дозвукового и сверхзвукового течений.



Фиг. 2. Изомахи течения из сопла Знаменского при $Re = 10^4$, $n = 8$, $q = 6$

Например, для сопла Знаменского с $q = 6$ и $n = 8$ при $Re = 10^4$ картина линий тока имеет следующий вид (фиг. 1). После выхода из критического сечения поток расширяется, проходя через веер волн разрежения с центром в точке наружного края щели, и образует область сверхзвукового течения с числом Маха до 2,5. При этом на стенке тарелки возникает возрастающий с удалением от критического сечения вязкий слой газа, который совместно с чисто геометрическим сжатием потока вызывает повышение давления на стенке. Это приводит благодаря потерям количества движения в вязком слое к отрыву потока в окрестности $y = 10$. Образуется большая отрывная область неправильной конической формы с углом полураствора около 45° , состоящая из одного большого и нескольких малых вихрей. В ней возникают зоны сжатия и разрежения, застойные, дозвуковые, а в районе оси симметрии даже сверхзвуковые зоны.

Максимальное давление в отрывной области наблюдается на оси у ее основания и вершины в районе слияния потоков, а минимальное – в центре тороидального вихря.

Возникающая отрывная область обтекается струйным потоком как некоторое твердое тело, поэтому от ее начала отходит косая ударная волна, отклоняющая течение в сторону от оси симметрии. Положение ее можно определить по точкам излома линий тока на фиг. 1 и по сгущению изолиний числа Маха, приведенных на фиг. 2. В результате числа M струйного течения понижаются с 2,6 до 1,5. Отражаясь от свободной границы струи, этот косой скачок переходит в волну разрежения, которая вновь ускоряет течение с $M = 1,5$ до 2,3. Затем эта волна разрежения отражается в виде волны сжатия от внутренней границы струи, прилегающей к задней части отрывной области, вызывая повышение давления и снижение числа Маха.

Дальнейшее отражение ее от внешней границы струи в виде волны разрежения приводит к полностью сверхзвуковому струйному течению с относительно небольшим градиентом давления. На внутренней и внешней границах струйного течения образуются расширяющиеся от критического сечения сопла слои смешения. Выше границы струи в затопленном пространстве возникают индуцированные струей медленные вихри.

Таким образом, струйное течение можно условно разбить на начальный участок с двумя волновыми образованиями типа "бочек" (если употребить терминологию

описания струи из сопла Лавала) и основной участок после слияния струйного течения на оси симметрии с плавным монотонным изменением давления вдоль оси. Возникающие в струе волны сжатия и разрежения оказывают и обратное влияние на отрывную область, вызывая деформацию ее формы, которая в отдельных случаях может быть значительной.

Струйное течение из сопла Знаменского существенно нестационарно. Источником нестационарности течения является возникающий у поверхности тарели отрыв потока. Поскольку на тарели и вдоль оси сопла нет каких-либо элементов, фиксирующих положение и размеры отрывной области, отрыв потока, формирующийся лишь в результате взаимодействия вязких и динамических сил у стенки и воздействия со стороны струйного течения, является неустойчивым к малым возмущениям. Установление струйно-отрывного течения оказывается довольно продолжительным, поскольку кроме вязкости нет другого фактора, стабилизирующего течение. В процессе установления давление в отдельных точках отрывной области на тарели и оси симметрии течения, например, для случая $n = 8$, $q = 6$ и $Re = 10^4$ испытывает периодические колебания до 30% своей величины с числом Струхала $Sh = r/(v_a \tau) = 1$, где $r \approx 10$ – радиус основания отрывной зоны (расстояние от точки отрыва до оси симметрии), $v_a = 1$ – скорость потока в критическом сечении сопла, $\tau \approx 10$ – период колебания. На тарели изменяется также распределение давления. Поскольку изменения давления в разных точках тарели имеют разную направленность, они частично компенсируются при подсчете интегральной силы, действующей на тарель. Это приводит к периодическим изменениям интегральной характеристики сопла – коэффициента тяги K до 3% с такой же частотой.

Размеры отрывной области при этом также периодически меняются, но с вдвое меньшей частотой. Координата точки отрыва потока r колеблется около своего среднего значения примерно на 2%, а координата точки слияния h – на 6%. Фаза расширения отрывной области по оси y совпадает с фазой ее сжатия по оси x .

Колебания отрывной области вызывают изменения и в струйном течении, которое в свою очередь обратно воздействует на течение в отрывной области. С течением времени благодаря воздействию вязкости газа колебательный процесс системы струйного и отрывного течений ослабляется, но не затухает совсем. Малейшие возмущения в истекающем потоке могут вызвать нарушение неустойчивого равновесия струйно-отрывного течения и усиление колебательного процесса системы.

Распределение давления по поверхности тарели носит немонотонный характер. Начиная с верхнего края тарели от среза сопла (критического сечения) почти до точки отрыва потока струйное течение стационарно, давление на стенке понижается по мере прохождения потока через веер волн разрежения у среза сопла. У точки отрыва давление на стенке резко повышается и далее к оси симметрии имеет несколько локальных минимумов и максимумов, задающих многовихревую структуру отрывной области.

3. Методические исследования. Для обоснования достоверности получаемых результатов были проведены исследования сходимости расчетов и сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Сходимость решений исследовалась для чисел Рейнольдса $Re = 10^3, 10^4, 10^5$ при степени нерасчетности струи $n = 8, q = 6$ на сетках $55 \times 30, 110 \times 60, 130 \times 60, 220 \times 120$. Использовались неравномерные сетки со сгущением по параболическому закону по координате x у стенки, чтобы моделировать распределение параметров в вязком пристеночном слое. Горизонтальный размер пристеночных ячеек Δ_w для этих сеток составлял $2,8 \cdot 10^{-2}, 1,2 \cdot 10^{-2}, 5,5 \cdot 10^{-3}$, и $5,5 \cdot 10^{-3}$ соответственно. С удалением от поверхности тарели шаги сетки увеличивались, что позволило достаточно корректно выбирать границы области решения с учетом областей влияния. Использовались сетки с постоянным шагом по координате y .

Использование разностных сеток, неадекватно учитывающих особенности рассматриваемой задачи, приводит к результатам, не соответствующим реальной картине

течения. Например, пробные расчеты течений в сопле Знаменского при $n = 10$ на сетке 100×60 при $\Delta_w = 2,8 \cdot 10^{-2}$ обнаружили вопреки ожиданиям, что размеры возникающей у тарели отрывной области с увеличением числа Re сокращаются, что противоречит имеющимся данным по отрыву потока [8]. Анализ данных показал, что только для $Re = 10^3$ результаты расчетов являются правдоподобными. Для получения достоверных результатов при больших числах Рейнольдса сетка 100×60 не имеет достаточного сгущения ячеек у стенки, что приводит к необходимости использования сеток с большим сгущением. Самая плотная сетка имела примерно в 5 раз меньшее Δ_w .

Сходимость результатов исследовалась на сетках 55×30 , 110×60 и 220×120 при $n = 8$. Основными наблюдаемыми параметрами были коэффициент тяги K , размеры отрывной области (радиус ее основания r и высота h), распределения давления по тарели и вдоль оси симметрии. Расчеты показали, что при $Re = 10^3$ все указанные параметры на рассматриваемых сетках довольно близки друг к другу, а основные характеристики задачи – коэффициенты тяги и размеры отрывной области на сетках 110×60 и 220×120 практически совпадают. При $Re = 10^4$ и 10^5 расхождения между значениями давления вдоль донной тарели на сетках 55×30 и 220×120 достигают 7 и 12%, а на сетках 110×60 и 220×120 – 3 и 5% соответственно. При этом тонкая структура отрывного течения со слабыми скачками в отрывной зоне на сетке 110×60 не улавливается. С изменением сетки от 110×60 до 220×120 коэффициент тяги при $Re = 10^4$ практически не меняется, а размеры отрывной зоны увеличиваются на 3–7%.

Более сильные изменения параметров отрывной области при $Re = 10^5$ с переходом с сетки 110×60 на 220×120 объясняются недостаточным разрешением вязкого слоя на первой сетке. С этой целью была введена новая сетка 130×60 с таким же числом расчетных точек по оси x в пристеночной области, как и у второй сетки. Результаты расчетов на этой сетке показали хорошее согласование с результатами, полученными на сетке 220×120 . Они хорошо отражают тонкую структуру течения в отрывной области с λ -скачками уплотнения и сверхзвуковыми зонами, а также колебательный характер отрывного течения при $Re = 10^5$.

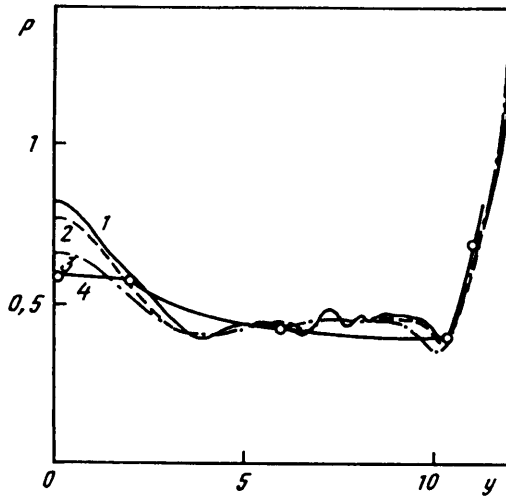
Колебания решения во времени не являются конечно-разностным эффектом, так как период их равен нескольким тысячам шагов по времени, и при изменении шага по времени период их не изменялся, а амплитуда колебаний (давления, например) при уменьшении шага сетки по пространству Δ сходилась к величине порядка самого осциллирующего параметра.

Так как основные характеристики задачи, полученные на сетках 130×60 и 220×120 , хорошо согласуются между собой, в качестве основной, базовой расчетной сетки для решения рассматриваемой задачи была выбрана сетка 130×60 , позволяющая сократить в четыре раза время расчета и обеспечивающая достаточную точность решения.

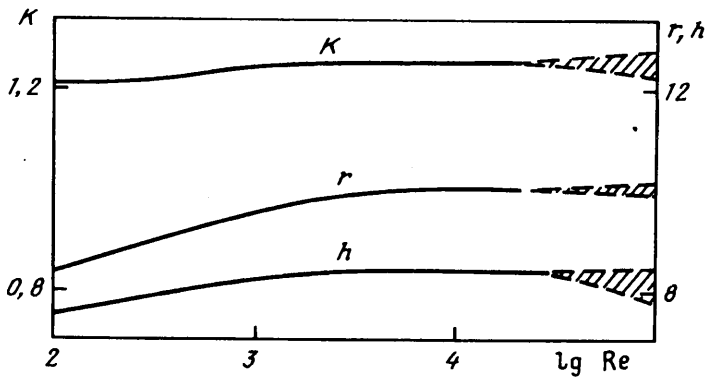
Сравнение расчетных данных по распределению давления на донной тарели с экспериментальными данными, представленное на фиг. 3, показывает их удовлетворительное согласование с погрешностью не более 10%. Расчетное значение коэффициента тяги при $n = 8$ также хорошо согласуется с экспериментальными данными Знаменского и др., попадая в полосу разброса экспериментальных данных.

4. Влияние числа Рейнольдса. Зависимость течения из сопла Знаменского от числа Рейнольдса исследовалось при следующих значениях определяющих параметров на срезе сопла: $n = 8$, $T_a = 300$ К, $\gamma_a = 1,4$, $q = S/S_a = 6$, $M_a = 1$, $Re_a = 100, 300, 10^3, 10^4, 10^5$, и в окружающем пространстве: $\gamma_\infty = 1,4$, $T_\infty = 300$ К, $M_\infty = 0$.

Так как струйное течение отрывается от тарели, следовало ожидать существенной зависимости его от числа Рейнольдса. Однако данное предположение оправдывается лишь частично. Как показывают расчеты (фиг. 4), размеры отрывной области в широком диапазоне чисел Re от 200 до 10^5 оказываются одинаковыми, а при изменении числа Re в диапазоне от 100 до 200 изменяются на 16% по радиусу и на 8% по высоте. Изменение же коэффициента тяги в диапазоне чисел Re от 100 до 10^5



Фиг. 3. Распределение давления по тарели для $n = 8, q = 6$, для чисел $Re: 1 - 10^3, 2 - 10^4, 3 - 10^5, 4 -$ экспериментальные данные



Фиг. 4. Зависимость коэффициента тяги K и размеров отрывной области от числа Re при $n = 8, q = 6$

составляет всего 4%, если брать среднее значение коэффициента тяги для периодического режима течения при $Re \approx 10^5$.

Такое поведение отрывного течения определяется особенностью струйного потока у тарели, который, начиная от среза сопла, распространяется в области сильного отрицательного градиента давления. В начальный момент запуска двигателя поток из сопла устремляется к оси симметрии, сталкивается со встречным потоком, образуя область повышенного давления за прямым скачком. Это высокое давление по дозвуковой части вязкого слоя на донной тарели передается вверх по течению, вызывая отрыв потока и образование перед отрывной зоной косой ударной волны. При этом давление за косым скачком и в отрывной зоне, естественно, понижается в сравнении с давлением за прямой ударной волной в начальный момент времени.

Движение точки отрыва вверх по течению продолжается до тех пор, пока не установится динамическое равновесие между положительным градиентом давления, вызывающим отрыв потока, и вязкими силами, удерживающими его у стенки. Как известно, увеличение числа Re понижает положительный градиент давления,

необходимый для отрыва пограничного слоя [8]. С другой стороны, при постоянном положительном градиенте давления во внешнем потоке это увеличение сопровождается увеличением размеров отрывной области. Однако в данной задаче отрыв потока возникает после прохождения области большого отрицательного градиента давления, при котором устойчивость пограничного слоя повышается. Это нивелирует разницу в значениях положительного градиента, необходимого для отрыва пограничного слоя при различных числах Рейнольдса, в результате чего размеры отрывной области в диапазоне $100 \leq Re \leq 10^5$ практически не изменяются.

Тем не менее на структуру отрывного и струйного течений число Рейнольдса оказывает значительное влияние. При $Re = 100$ в отрывной области присутствует практически один большой вихрь, центр которого располагается от оси симметрии на расстоянии $y \approx 4$, а максимальное давление в задней критической точке и в области поворота потока равно $0,5p_a$. Линии тока струйного течения плавные, резких изменений параметров вдоль струи не наблюдается. Вторая бочка практически сливается с основным участком струи. Максимальное значение числа Маха в первой бочке равно 2,4, а во второй, почти изобарической ее части достигает 1,9–2,0. Минимальная статическая температура наблюдается в первой бочке струи и равна 170 К, вдоль струи в области сжатия температура повышается, достигая в основной части величины 200 К. Максимальная температура наблюдается в отрывной области в зоне смыкания потока и вдоль тарели.

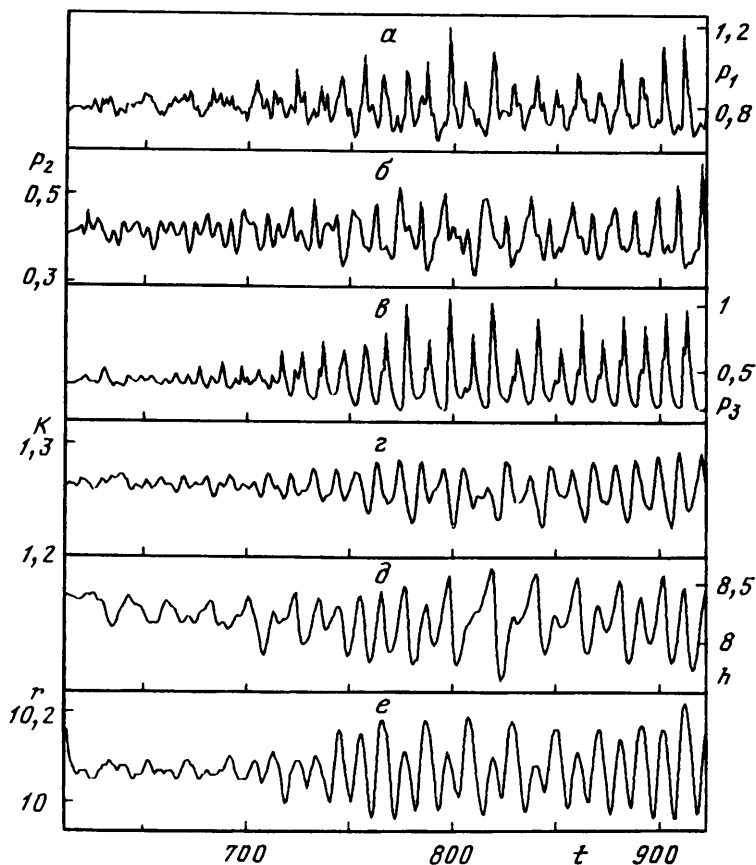
С увеличением числа Re отрывная зона немного увеличивается (фиг. 4), и в верхней ее части возникают дополнительные вихри. Центр большого вихря монотонно поднимается вверх от оси симметрии. Положение области максимальных давлений в отрывной зоне не меняется, а значение максимума давления увеличивается до $0,7p_a$ при $Re = 10^4$. Максимальная статическая температура в отрывной области также возрастает до 330 К в окрестности разворота потока на оси симметрии. В струйном течении становятся четко различимы волновые структуры: скачки сжатия и волны разрежения, образующие две бочки, и участок основного, почти изобарического течения. Границы струи становятся гораздо более четкими, на линиях тока проявляются изломы. Максимальное число Маха в первой бочке достигает 2,5, во второй – 2,3, в изобарической части – 1,9 (фиг. 2). Минимальные температуры в первой и второй бочках понижаются, в изобарической части практически не меняются.

Так как данная конструкция не обладает элементами, фиксирующими положение и размеры отрывной области, процесс установления решения при различных Re носит колебательный характер. При числах $Re \leq 10^3$ колебания в отрывном течении под действием вязкости относительно быстро затухают, и через определенное время течение становится практически стационарным.

При больших числах Re процесс установления решения затягивается, а амплитуды колебания параметров возрастают, несмотря на то что расчеты начинались с гладких начальных данных, соответствующих течению с меньшим числом Рейнольдса. Например, начальными данными для расчета при $Re = 10^4$ служили результаты расчета при $Re = 10^3$.

Расчет течения для $Re^5 = 10$ также производился с начальных данных, соответствующих ранее вычисленному близкому варианту с $Re = 10^4$. Однако в этом случае установление решения не наступает. Параметры отрывной области и ее размеры испытывают периодические колебания с числом Струхала $Sh = 1$ (фиг. 5), вызывая колебания и струйного течения. В отрывной области на оси симметрии образуется локальная сверхзвуковая область, по которой периодически проходят в положительном направлении x λ -образные скачки. В отдельные моменты времени число таких идущих друг за другом скачков внутри отрывной области доходит до трех-четырех.

Заштрихованными областями на фиг. 4 представлены диапазоны изменения размеров отрывной области r , h и коэффициента тяги K при колебательном режиме струйно-отрывного течения, начинающегося примерно с $Re = 3 \cdot 10^3$. Полученное



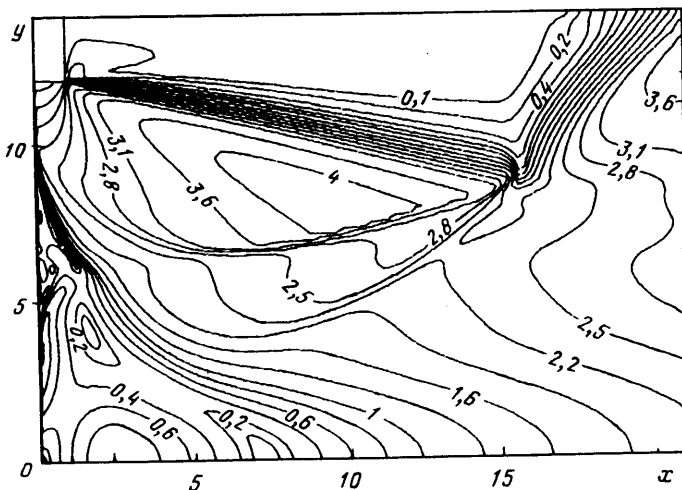
Фиг. 5. Эволюция параметров струйного течения по времени для $Re = 10^5$, $n = 9$: а-в – давления в трех точках (а – p_1 в точке с координатами $(0, 0)$, б – p_2 в $(0, 3)$, в – p_3 в $(3, 0)$), г – коэффициента тяги K , д – высоты отрывной области h , е – радиуса основания отрывной области

значение коэффициента тяги сопла Знаменского $K = 1,36$ при $n = 8$, $2 \cdot 10^3 \leq Re \leq 10^5$ на 15% меньше коэффициента тяги идеального сопла Лаваля.

В натуральных двигательных установках течение из сопла Знаменского является турбулентным из-за высокого числа Рейнольдса истекающего потока. Принимая во внимание, что влияние числа Рейнольдса в этой задаче невелико, можно заключить, что результаты расчетов ламинарного течения в сопле Знаменского при $Re = 10^4$ будут примерно соответствовать натурным турбулентным течениям. Поэтому дальнейшие параметрические исследования течения в сопле Знаменского проводятся при $Re = 10^4$.

5. Влияние степени нерасчетности струи. Зависимость струйно-отрывного течения из сопла Знаменского от степени нерасчетности n исследовалась при следующих значениях определяющих параметров: $\gamma_a = \gamma_\infty = 1, 4$, $T_a = T_\infty = 300$ К, $Re = 10^4$, отношении площади тарелки к площади щели $q = S/S_a = 6$ и в степенях нерасчетности $n = 1; 2; 3; 8; 10; 17,5; 50; 100$.

Расчеты показывают, что струйное течение из сопла Знаменского, как и из сопла Лаваля, можно условно разбить на два главных участка: начальный и основной, и небольшой переходный, расположенный между ними. На начальном участке возникает последовательность волновых образований – бочек, количество и



Фиг. 6. Изомахи течения из сопла Знаменского при $Re = 10^4$, $n = 100$, $q = 6$

интенсивность которых зависит от степени нерасчетности струи. При нерасчетностях, близких к единице, параметры струйного течения и его размеры меняются мало, а в струе возникает значительное количество бочек.

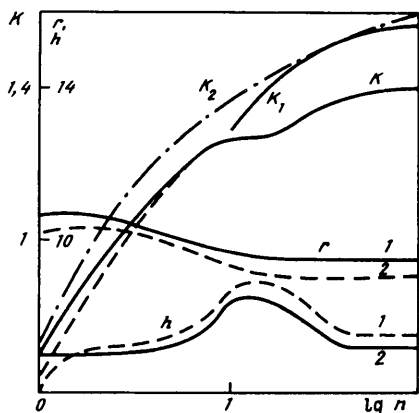
Так, при $n = 1$ струйное течение остается трансзвуковым со слабыми периодическими волнами сжатия и разрежения, позволяющими потоку развернуться в направлении вдоль оси. У стенки тарели образуется большая отрывная область сложной вихревой структуры с возвратными токами, занимающая более 75% площади поверхности тарели. С увеличением n до 2 волны сжатия и разрежения на начальном участке струи усиливаются, вызывая более резкие изменения параметров течения и образование четырех ударно-волновых структур – бочек.

С дальнейшим увеличением степени нерасчетности n струйное течение расширяется, число бочек сокращается, а их размеры увеличиваются. При $n \geq 3$ на начальном участке их остается только две (фиг. 1, 2). При этом область разрежения на внешней границе струи сокращается. Точки прихода на внешнюю границу косых ударных волн, отраженных от внутренней границы струи (от области отрыва), приближаются друг к другу и при $n \geq 50$ сливаются (фиг. 6). Это приводит к возникновению в конце второй бочки сильной волны разрежения и резкому расширению внешней границы струи.

За начальным участком после небольшого переходного следует основной со сверхзвуковыми скоростями течения, для которого характерны меньшие градиенты давления, чем на начальном участке. Он образуется в результате отражения центростремительного потока от оси симметрии. Основной участок струйного течения здесь не рассматривается.

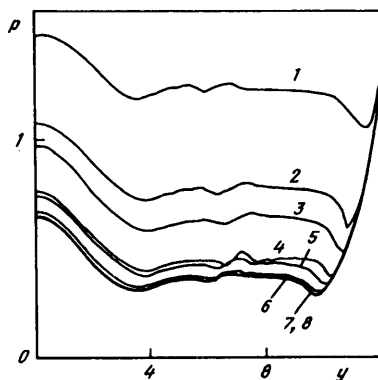
Таким образом, струйное течение из сопла Знаменского оказывается в некоторой степени аналогичным струйному течению из сопла Лаваля, за тем исключением, что начальный участок искривлен, а волновые образования имеют торообразную форму и деформированы так, чтобы обеспечить поворот струйного течения вдоль оси симметрии течения.

Радиус отрывной области r с увеличением степени нерасчетности струи n с 2 до 17,5 уменьшается на 10%, с дальнейшим же ростом n остается практически постоянным (фиг. 7). Высота отрывной области h при этом изменяется немонотонно, достигая максимума при $n = 17,5$ и оставаясь практически постоянной при $n \geq 50$. Структура и характер отрывного течения в диапазоне $1 \leq n \leq 100$ практически не меняются



Фиг. 7

Фиг. 7. Влияние степени нерасчетности n на размеры отрывной области r и h и коэффициент тяги K при числах $Re: 1 - 10^4, 2 - 10^3$, K_1 и K_2 – коэффициенты тяги идеального сопла Лавала с $q = 6$, и расчетного сопла Лавала



Фиг. 8

Фиг. 8. Распределения давления по тарели при $Re = 10^4, q = 6$ при различных степенях нерасчетности $n: 1 - 1, 2 - 2, 3 - 3, 4 - 8, 5 - 10, 6 - 17,5, 7 - 50, 8 - 100$

(фиг. 1, 6). Уменьшение радиуса r с возрастанием n объясняется усилением волны разрежения, приходящей на стенку тарели с внешней границы щели. При n , больших 17,5, характеристики из области более интенсивной части веера волн разрежения, как видно из фиг. 6, уже не приходят на стенку и не оказывают влияния на пристеночное течение, а потому точка отрыва потока не перемещается.

Немонотонное изменение высоты отрывной области в зависимости от n объясняется следующими причинами. С увеличением n до 17,5 возрастает интенсивность волны разрежения, отраженной от внешней границы второй бочки и приходящей на заднюю (верхнюю) часть отрывной области, что приводит к повышению ее высоты. С дальнейшим ростом n характеристики волны разрежения, отраженной от внешней границы, вследствие удлинения первой бочки приходят на ось симметрии уже за отрывной областью в дозвуковой части течения и поэтому оказывают значительно меньшее влияние на нее. При $n \geq 50$ волна разрежения во второй бочке уже не существует, поскольку косые скачки уплотнения от первой и второй бочек приходят в одну и ту же точку внешней границы струи в конце второй бочки (фиг. 6). Характеристики волны разрежения, исходящие от точки отражения косых ударных волн на внешней границе струи после второй бочки, приходят на ось симметрии уже в зоне сверхзвукового течения и поэтому не оказывают никакого влияния на отрывную область, расположенную выше по течению. В итоге высота отрывной области при больших n остается постоянной.

Структура отрывного течения при разных n и постоянных остальных параметрах остается почти одинаковой. В отрывной области существует один большой вихрь у оси симметрии и два малых, расположенных над ним ближе к срезу сопла. Положение этих вихрей остается неизменным, но газодинамические параметры отрывной области меняются. Статическая температура в отрывной области с увеличением n вначале уменьшается, достигая минимума при $n = 8$, а затем вновь возрастает. Скорости возвратного течения при большинстве значений n являются дозвуковыми. С увеличением n до 8 числа Маха возвратного течения возрастают, а затем понижаются. При $n = 8-10$ у оси симметрии возникает локальная зона возвратного сверхзвукового течения (фиг. 2).

Статическое давление в отрывной области с увеличением n до 17,5 монотонно уменьшается. При $n > 17,5$ оно уже мало меняется, оставаясь практически одинаковым при всех n . Распределения давления по поверхности тарели при разных n подобны друг другу (фиг. 8). Немонотонность их изменения обусловлена наличием внутренних вихрей в отрывной области, а координаты локальных минимумов на распределениях давления определяют положения центров этих вихрей. При $n > 50$ распределения давления по поверхности тарели и вдоль оси симметрии от n не меняются.

Коэффициент тяги K сопла Знаменского растет при увеличении n во всем исследованном диапазоне n . На фиг. 7 эта зависимость сопоставляется с аналогичной зависимостью (кривой K_1) от числа $n = p_*/p_\infty$ (p_* – давление в критическом сечении) для сопла Лаваля с таким же коэффициентом расширения $q = 6$. При сравнении с ним потеря тяги сопла Знаменского составляет 11% при $n = 33,7$ – значении, для которого это сопло Лаваля является расчетным. Так как при $n > 50$ распределение давления по тарели неизменно, рост K в этом диапазоне n обусловлен только уменьшением противодействия, что дает возможность экстраполировать полученную зависимость K в область больших n : $K = K_\infty - n^{-1}qp_a(\mu p_0)^{-1}$, то есть K сопла Знаменского при $n > 50$ изменяется таким же образом, как и у нерегулируемого сопла Лаваля. Экстраполированный коэффициент тяги в пустоте составляет $K_\infty = 1,43$, что также на 11% меньше, чем у эквивалентного сопла Лаваля.

При $n < 33,7$, когда эквивалентное сопло Лаваля является перерасширенным, течение в нем может не быть изэнтропическим, и использование кривой K_1 , построенной в этом предположении, неправомерно. В этом диапазоне n сравнение следует проводить с коэффициентом тяги сопла Лаваля, расчетного при каждом значении n , то есть сопла с переменным q (кривая K_2). В этом диапазоне n зависимость K сопла Знаменского повторяет ход кривой K_2 , проходя немного ниже ее, что свидетельствует о свойстве саморегуляции сопла Знаменского при малых n . Минимальная потеря тяги сопла Знаменского составляет 6% при $n = 8$, а максимальная – 8% при $n = 2$ в сравнении с расчетным соплом Лаваля. Снижение K сопла Знаменского относительно сопла Лаваля объясняется потерями полного давления потока у тарели в результате прохождения потока через ряд косых ударных волн при развороте струйного течения, которые хорошо видны на фиг. 2 изолиний числа Маха.

Следует отметить еще один серьезный недостаток сопла Знаменского, обнаруженный как при расчетах, так и в эксперименте, – возникновение пульсаций параметров отрывного и струйного течений при больших числах Re , что должно вызвать вибрацию двигателя. Следует учитывать также, что данные по возникновению пульсаций и их частоте, полученные в осесимметричном приближении, не всегда полностью соответствуют данным для пространственных течений в моделях и натуре, так как условие осесимметричности потока удаляет несимметричные моды, тем самым стабилизируя течение. Обычно в пространственных течениях несимметричные пульсации появляются при меньших числах Рейнольдса, имеют меньшую частоту и большую амплитуду [9]. Для исключения пульсаций параметров течения и вибрации конструкции двигателя можно использовать устройства, фиксирующие положение отрывной области или применить сопло с центральным телом, приближенно моделирующим область отрывного течения в сопле Знаменского.

Заключение. Посредством решения полных нестационарных уравнений Навье–Стокса исследовано истечение газа из щелевого центростремительного сопла Знаменского. Установлена структура течения в сопле, включающая большую отрывную область, примыкающую к тарели, проведены параметрические исследования по степени нерасчетности и числу Рейнольдса. Установлено, что при малых n сопло Знаменского проявляет свойство саморегуляции, минимальная потеря тяги по сравнению с теоретическим пределом происходит при $n = 8$ и составляет 6%,

максимальная – 8% при $n = 2$, при $n > 50$ коэффициент тяги сопла Знаменского изменяется таким же образом, как и у нерегулируемого сопла Лаваля, эквивалентного по степени расширения, причем потеря тяги по сравнению с ним составляет 11%. При $Re \geq 10^5$ в отрывной области обнаружены пульсации параметров с частотой, соответствующей числу Струхала $Sh = 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пирумов У.Г., Росляков Г.С. Течения газа в соплах. М.: Изд-во МГУ, 1978. 351 с.
2. Верецака Л.П., Собачкин А.А., Стернин Л.Е. Граница области существования безударных экстремальных осесимметричных сопел // Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 2. С. 175–177.
3. Крайко А.Н., Тилляева Н.И. Об учете неравномерности потока в минимальном сечении при оптимальном профилировании расширяющейся части сопла // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 1. С. 184–186.
4. Виленский Ф.А., Волконская Т.Г., Грязнов В.П., Пирумов У.Г. Исследование нерасчетных режимов осесимметричного кольцевого сопла с центральным телом // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 4. С. 94–101.
5. Hopkins D.F., Hill D.E. Transonic flow in unconventional nozzles // AIAA Journal. 1968. V. 6. № 5. P. 838–842 (Рус. перев.: Хопкинс Д.Ф., Хилл Д.Е. Околозвуковое течение в соплах необычной формы // Ракетная техника и космонавтика, 1968. № 5. С. 84–90).
6. Копченов В.И., Крайко А.Н. Монотонная разностная схема второго порядка для гиперболических систем с двумя независимыми переменными // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1983. Т. 23. № 4. С. 848–859.
7. Harten A., Engquist B., Osher S., Chakravarthy S.R. Uniformly high order accurate essentially non-oscillatory schemes. 3 // J. Comp. Phys. 1987. V. 71. № 2. P. 231–303.
8. Чжен П. Отрывные течения. М.: Мир, 1972. Т. 1. 299 с.; 1973. Т. 2. 280 с.; 1973. Т. 3. 333 с.
9. Швец А.И., Швец И.Т. Газодинамика ближнего следа. Киев: Наук. думка, 1976. 382 с.

Москва

Поступила в редакцию
21.III.1996