УДК 629.7.036:533.697.23

Численное моделирование газодинамики втекания в канал, расположенный за коническим или плоским скачком уплотнения^{*}

В.И. Звегинцев, И.И. Мажуль

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

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

В работе представлены результаты численного исследования газодинамики течения и интегральных параметров потока на входе в канал, расположенный за коническим или плоским скачком уплотнения. Рассмотрен диапазон чисел Маха набегающего потока M = 2-4 и углов наклона поверхности сжатия клина и конуса $\delta = 10-90^{\circ}$. Получены данные по структуре течения на входе в канал, среднемассовым значениям числа Маха, коэффициенту потерь полного давления и расхода. Проведен сравнительный анализ этих параметров, и отмечены преимущества или недостатки расположения входного сечения канала в разных типах потоков.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, клин, конус, вход в канал.

Введение

Вопросам течения в каналах различной геометрии посвящено достаточно много как экспериментальных, так и теоретических работ [1-4]. Развитие методов математического моделирования и вычислительных технологий дает возможность получения необходимых данных в широком диапазоне определяющих параметров. Так, торможение сверхзвукового потока в каналах и переход сверхзвукового течения в дозвуковое исследовалось экспериментально и численно авторами [1]. В частности, изучались условия образования псевдоскачка в канале, экспериментально исследовалась сила трения в канале при наличии псевдоскачка и рассматривались приближенные методы его расчета. В работе [2] численно исследовалась газодинамика течения и аэродинамические характеристики осесимметричных и плоских каналов с одинаковой геометрией проточной части при вариации углов наклона поверхностей сжатия при числе Маха набегающего потока M = 4. Режимы течения в осесимметричных конических каналах внутреннего сжатия рассматривались в работе [3] в диапазоне чисел Маха набегающего потока M = 2–8 и углов наклона поверхности внутреннего конуса $\delta = 7,5-15^\circ$. Были определены условия достижения критических значений площади горла канала, приводящие к разрушению

^{*} Работа выполнена в рамках государственного задания (№ госрегистрации 121030500158-0).

[©] Звегинцев В.И., Мажуль И.И., 2023

течения со сверхзвуковым втеканием в канал и установлению режима обтекания с головным скачком на входе. Течение в канале в виде двух плоских полуклиньев исследовалось экспериментально авторами публикации [4] при числах Маха M = 6-8. Вопросы неравномерности потока в плоском канале при M = 2 и возможность ее уменьшения с помощью подвода спутных струй рассматривались в работе [5]. Было показано, что подвод пристеночных струй является наиболее эффективным способом перемешивания и выравнивания поля потока. В работе [6] выполнялось экспериментальное и численное исследование структуры сверхзвукового течения в плоском канале сложной геометрии при M = 7 и 4,5 в ударной трубе. Особенности торможения сверхзвукового потока в каналах разной длины при изменении числа Рейнольдса и относительного давления на выходе из канала изучались численно при M = 2 в работе [7]. Было показано, что уменьшение числа Рейнольдса и увеличение противодавления на выходе из канала может приводить к качественной перестройке течения в плоском канале относительно небольшой длины. В публикации [8] были представлены результаты численного исследования перехода от сверхзвукового течения к дозвуковому в расширяющемся канале при изменении противодавления на выходе (при геометрическом дросселировании канала). Авторами был проведен анализ влияния противодавления на характеристики течения в канале (потери полного давления, прирост статического давления, длину переходной зоны и др.) и показано, что при использовании канала с большими углами раскрытия противодавление на выходе может изменяться в три раза, не оказывая влияния на течение на входе.

В отличие от указанных выше работ, где рассматривались «изолированные» каналы, в настоящей работе исследуется течение на входе в канал, расположенный на поверхности клина или конуса, обтекаемых сверхзвуковым потоком. Ось канала при этом параллельна вектору скорости набегающего потока. Течение в канале, собственно, не рассматривается, поскольку оно будет зависеть от конфигурации канала, которая должна определяться его назначением. Авторы ставили задачу получения значения параметров на входе в канал в диапазоне чисел Маха набегающего потока M = 2-4 и углов наклона поверхности клина или конуса $\delta = 10-90^\circ$. Несмотря на имеющиеся теоретические, расчетные и экспериментальные результаты по течению около клиньев и конусов, данные в рассматриваемой ниже постановке отсутствуют. Они могут быть полезными в плане оценок преимущества того или иного вида течения при практическом использовании такого рода каналов, например, в виде элементов воздухозаборных устройств.

1. Геометрия конфигураций и условия расчета

В данном исследовании использовались модельные конфигурации, которые состоят из носовой части в виде конуса или клина с углом наклона поверхности сжатия δ и хвостовой «цилиндрической» части (рис. 1). Общая длина конфигураций L = 100 мм, диаметр конфигурации с носовым конусом D = 34 мм. Для конической конфигурации диаметр цилиндрического канала d = 4 мм и центр этого канала расположен на радиусе r = 8 мм. В случае конфигурации с носовым клином рассматривается канал высотой 3 мм, нижняя поверхность которого расположена на высоте h = 8 мм от плоскости симетрии. В обоих случаях ось канала параллельна оси рассматриваемой конфигурации, а сечение входа полагается расположенным перпендикулярно оси канала. Заметим, что расстояние от оси конфигурации до канала превышает в два раза характерную высоту канала.

Рис. 1. Схемы модельных конфигураций.

a, с — плоская конфигурация,
b, d — коническая конфигурация;
размеры приведены в мм.

Численное моделирование проводилось с использованием программного обеспечения Flow Simulation для стационарного трехмерного течения с турбулентным пограничным слоем, которое интегрировано в систему CAD SolidWorks. Flow Simulation решает уравнения Навье – Стокса с применением неявного метода конечных объемов второго порядка точности по пространству в прямоугольной системе координат с элементарными объемами (ячейками сетки) в виде прямоугольных паралле-



лепипедов. Пограничные ячейки обрезаются в соответствии с геометрией, что обеспечивает высокую точность описания границ твердого тела. Для описания турбулентного течения использовалась модель k- ω SST. На стенках модели ставились условия прилипания, их поверхность предполагалась адиабатической. Интенсивность турбулентных пульсаций принималась равной 0,1 %, а масштаб турбулентности — 0,005 м. Расчет проводился для идеального газа с показателем адиабаты $\gamma = 1,4$. Для динамической вязкости, теплоемкости и теплопроводности применялись эмпирические зависимости от температуры. При расчетах использовалось граничное условие симметрии течения, в частности, для конфигурации с конусом рассматривалась только четверть конфигурации.

Сходимость по сетке проверялась для конфигурации с конической носовой частью с углом $\delta = 20^{\circ}$ при числе Маха набегающего потока M = 3. Были рассмотрены сетки с 0,9·10⁵, 2,1·10⁵, 4,2·10⁵ и 8,1·10⁵ узлов. Увеличение количества узлов достигалось уменьшением размеров ячеек сетки. Поскольку цель работы — сопоставление интегральных характеристик на входе в канал, то в качестве критериев сходимости по сетке были приняты среднемассовые значения параметров потока во входном сечении. Установлено, что расхождение на сетках с 4,2·10⁵ и 8,1·10⁵ узлов для коэффициента расхода не превышало ~ 1,0 %, для коэффициента потерь полного давления — ~ 3,9 % и для числа Маха — ~ 1,2 %. Эти отклонения можно считать допустимыми для поставленных целей сравнения конфигурации, поэтому в расчетах применялась сетка с 4,2·10⁵ узлами.

Параметры набегающего потока, используемые в численных расчетах, соответствуют условиям вблизи поверхности Земли: статическое давление p = 101325 Па, статическая температура T = 293 К.

2. Газодинамика течения в сечении входа канала

Рассмотрим газодинамику течения на входе в исследуемые каналы. В качестве входной (измерительной) площадки используется сечение на входе, перпендикулярное оси конфигурации. Данные получены при числах Маха M = 2, 3 и 4 в диапазоне углов $\delta = 10-90^\circ$ с шагом $5-10^\circ$, что позволяет достаточно подробно проследить изменение



Рис. 2. Структура течения на входе в канал в случае конфигурации плоского клина.

a, *b*, *c* — M = 2, *d*, *e*, *f* — M = 4; δ = 15° (*a*, *d*), 25° (*b*), 90° (*c*, *f*), 45° (*e*); *I*, *3* — скачки уплотнения на передней и задней кромках клина соответственно,

2 — веер волн расширения на передней кромке входа в канал.

структуры течения. Примеры распределения числа Маха в случае конфигурации в виде плоского клина для некоторых «характерных» режимов течения представлены на рис. 2.

Так, при числе Маха M = 2 в диапазоне малых значений $\delta = 10 - 20^{\circ}$ можно отметить наличие скачка уплотнения 1 на передней кромке клина, всера волн расширения 2 на передней кромке входа в канал и скачка уплотнения 3 на задней кромке (рис. 2a). При этом скачки уплотнения 1 и 3 присоединены к передним кромкам, однако уже при $\delta \sim 25^{\circ}$ на входе в канал возникает головной скачок уплотнения, а на передней кромке клина наблюдается отсоединение скачка уплотнения (рис. 2b). Далее во всем рассмотренном диапазоне $\delta = 30-90^{\circ}$ конфигурация в целом обтекается с отсоединенным головным скачком уплотнения. Отметим, что значения критических углов отсоединения скачка уплотнения для клина составляют $\delta_{\rm kp} \sim 22,7^\circ$, 34° и 38,8° при M = 2, 3 и 4 соответственно. При увеличении числа Маха набегающего потока возникновение режимов с головным скачком на входе канала перемещается в диапазон более высоких углов δ . По расчетным данным при M = 3 — это угол $\delta \sim 40^\circ$, при M = 4 — $\delta \sim 45^\circ$ (рис. 2*e*). Выше указанных углов имеет место отсоединение скачка уплотнения на передней кромке клина, пример картины течения при $\delta = 90^{\circ}$ показан на рис. 2c, 2f. Обращает внимание уменьшение примерно в два раза отхода головной волны при увеличении числа Маха от М = 2 до М = 4.

Для случая конического течения передняя кромка канала является сложной пространственной кривой, не имеющей аналитического описания. В связи с этим течение во входном сечении канала существенно трехмерно. Некоторые данные о возможных характерных режимах течения были получены в продольном сечении конфигурации, проходящем через ось симметрии конуса и ось цилиндрического канала. Как и в случае плоского течения, в рассматриваемом продольном сечении для малых значений углов $\delta \leq 20^{\circ}$ наблюдался скачок уплотнения от носка конуса, веер волн расширения на передней кромке входа в канал и скачок уплотнения на задней кромке. Однако в отличие от случая плоского течения здесь имели место более высокие значения углов δ появления течения с отсоединенным головным скачком уплотнения на входе канала. Так, при M = 2, 3 и 4 они составляли $\delta \sim 35^{\circ}$, $\sim 45^{\circ}$ и $\sim 50^{\circ}$ соответственно. С дальнейшим увеличением δ происходило отсоединение скачка уплотнения от носка конуса и обтекание всей конфигурации с головной ударной волной. Отметим, что значения критических углов отсоединения скачка уплотнения для конуса составляют $\delta_{\rm кp} \sim 35,7^{\circ}$, $45,5^{\circ}$ и $48,9^{\circ}$ соответственно при M = 2, 3 и 4. Очевидно, что отмеченные выше особенности течения существенно влияют на исследуемые параметры потока в сечении входа в канал. В частности, из приведенных примеров видно, что течение расширения перед входом в канал должно играть заметную роль в интегральных параметрах потока на входе, особенно в области малых углов δ . Заметим, что дозвуковое втекание в канал может быть обусловлено двумя факторами — головной волной непосредственно на входе или головной волной вследствие отсоединения скачка уплотнения на передней кромке клина или конуса.

3. Интегральные характеристики в сечении входа канала

Рассмотрим полученные параметрические данные по интегральным параметрам потока в сечении входа в канал в сопоставлении для плоского и конического течений. Для этого были определены среднемассовые значения числа Маха М_{вх} и полного давления Р_{0вх} как

$$\mathbf{M}_{\rm BX} = \frac{\int\limits_{A_{\rm BX}} \mathbf{M}\rho V_{\rm X} \mathrm{d}A}{\int\limits_{A_{\rm BX}} \rho V_{\rm X} \mathrm{d}A}, \quad P_{\rm 0BX} = \frac{\int\limits_{A_{\rm BX}} P_{\rm 0}\rho V_{\rm X} \mathrm{d}A}{\int\limits_{A_{\rm BX}} \rho V_{\rm X} \mathrm{d}A},$$

где A_{BX} — площадь сечения входа, M, P_0 , ρ , V_x — соответственно число Маха, полное давление, плотность и скорость потока в сечении входа в канал. Определен также коэффициент потерь полного давления в сечении входа $\sigma = P_{0BX}/P_{0H}$, где P_{0H} — полное давление в набегающем потоке.

На рис. 3 приведены среднемассовые значения числа Маха в сечении входа M_{BX} в зависимости от угла наклона поверхности тела δ для плоского *1* и конического 2 течений. Здесь же нанесены теоретические значения за косым *3* и коническим *4* скачками уплотнения до углов их отсоединения на передней кромке, а также значения за прямым скачком уплотнения *5*. Видно, что теоретические значения непосредственно за скачком уплотнения дают более низкие значения числа Маха, и для рассматриваемых конфигураций это связано с наличием отмеченных ранее волн расширения перед сечением входа в канал. Кроме того, как следует и из теоретических предпосылок, при одинаковых углах δ = idem в случае конического течения имеют место более высокие значения M_{вх},





Рис. 3. Зависимость числа Маха на входе от угла наклона клина и конуса.

M = 2 (*a*), 3 (*b*), 4 (*c*); *I* — плоское течение, 2 — коническое течение, *3* — течение за плоским скачком уплотнения, *4* — течение за коническим скачком уплотнения, *5* — течение за прямым скачком уплотнения.



т.е. поток на входе в канал менее заторможен. При достижении некоторых критических значений углов наклона поверхности значения числа Маха $M_{BX} < 1$ и, по-видимому, имеет место режим течения с головным скачком уплотнения на входе. Особо следует отметить, что значения $M_{BX} < 1$ в случае конического течения достигаются при некоторых более высоких углах наклона δ по сравнению с плоским течением. Следовательно, дозвуковое втекание в канал в случае плоского течения имеет место при более низких значениях углов δ .

Значения коэффициента потерь полного давления σ в сечении входа в канал приведены на рис. 4 для плоского *1* и конического *2* течений. Здесь же нанесены теоретические значения непосредственно за косым *3* и коническим *4* скачками уплотнения до углов их отсоединения на передней кромке. Меньшие потери полного давления и, соответственно, более высокие численные значения σ имеют место в случае конического течения, как это и следует из теоретических оценок. Наличие некоторого минимума в кривых $\sigma(\delta)$ связано, по-видимому, с перестройкой течения и переходом к дозвуковому течению на входе. После этого значения коэффициента потерь полного давления близки к величинам за прямым скачком уплотнения, которые равны 0,72, 0,328 и 0,139 при числах Маха M = 2, 3 и 4 соответственно.

Рассмотрим данные численных расчетов, связанные с расходом воздуха через сечение входа канала. Как уже отмечалось, в случае конического течения передняя кромка входа в канал представляет собой сложную трехмерную кривую. Поэтому классическое определение коэффициента расхода с использованием величины площади струи, захватываемой в набегающем потоке, и лобовой площади тела достаточно проблематично. Исходя из этого, дальнейшие рассуждения будут основываться на величине относительного расхода, определяемого как $\overline{f} = m_{\rm BX}/m_{\rm H}$. Здесь $m_{\rm BX}$ — массовый расход в сечении входа в канал $A_{\rm BX}$, получаемый в результате численных расчетов, $m_{\rm H}$ — массовый расход через аналогичную площадь в набегающем потоке $A_{\rm H} = A_{\rm BX}$, определяемый по параметрам набегающего потока. То есть в принятом определении относительный расход рассчитывается как $\overline{f} = (\rho V_{\rm X})_{\rm BX}/(\rho V)_{\rm H}$, где ρV — произведение плотности и скорости потока соответственно.

Данные численного расчета относительного расхода \bar{f} в сечении входа канала демонстрируются на рис. 5. Заметим, что принятое определение относительного расхода позволяет судить о преимуществе того или иного типа течения в абсолютных расходах воздуха в случае равных значений площадей сечения входа $A_{\rm BX}$ = idem. В частности, можно отметить преимущества в расходе для плоского течения по сравнению с коническим при M = 2 в диапазоне углов $\delta \sim 30-40^\circ$. При малых $\delta \sim 10-25^\circ$, наоборот, более высокие расходы могут быть получены в случае конического течения. Отметим также наличие минимума в зависимости $\bar{f}(\delta)$ в случае плоского течения при всех рассмотренных числах Маха.

При M = 3 и 4 в области больших углов δ , т.е. при дозвуковом течении на входе, наблюдается плавный рост относительного расхода \overline{f} для плоского течения, а в случае конического течения он достигает некоторого максимума в области $\delta \sim 70^\circ$. В диапазоне углов $\delta \sim 50-70^\circ$ и M > 2 течения обоих типов обеспечивают близкие расходы воздуха в канале при условии равенства площадей $A_{\rm BX}$.

В диапазоне малых углов наклона носовой части $\delta \sim 10-25^\circ$ величина относительного расхода составляет $\bar{f} \sim 0.85 - 1$. Однако при дальнейшем увеличении угла наклона она возрастает и достигает значений $\bar{f} \sim 1, 1-1, 2$ при M = 3 и 4. Получаемые в численных расчетах значения $\overline{f} > 1$ имеют теоретические предпосылки. Для этого рассмотрим модельную задачу, а именно: определим значения \overline{f} на площадке $A_{\rm Rx}$, перпендикулярной вектору скорости набегающего потока и расположенной за плоским скачком уплотнения, инициируемым клином сжатия с углом δ . Можно показать, что в этом случае относительный расход $\overline{f} = \overline{\rho}\overline{V}\cos\delta$, где $\overline{\rho}, \overline{V}$ — относительные плотность и скорость потока за скачком уплотнения. Расчеты показывают, что определяемый таким образом относительный расход $\overline{f} > 1$ имеет максимум по углу клина сжатия, перемещающийся в сторону меньших δ с уменьшением числа Маха. Наличие максимума обусловлено более интенсивным увеличением плотности по сравнению с уменьшением скорости за скачком уплотнения до некоторых значений δ . Очевидно, что в рассматриваемом здесь случае течения на входе в канал имеют место более сложные газодинамические явления, определяющие поведение расходных характеристик при изменении углов наклона поверхности носовой части конфигурации.







Заключение

Проведено исследование газодинамики течения и интегральных параметров потока на входе в канал, начинающийся от поверхности клина или конуса, расположенных в сверхзвуковом потоке. Численное моделирование трехмерного течения выполнено для вязкого течения на основе уравнений Навье–Стокса и модели турбулентности k- ω SST. Представлены данные по значениям параметров потока на входе в канал в диапазоне чисел Маха набегающего потока М = 2–4 и углов наклона клина или конуса δ = 10–90°.

С увеличением углов наклона клина или конуса структура течения меняется от обтекания с присоединенным скачком уплотнения до отсоединения головного скачка от носовой части конфигурации в целом. При этом на входе в канал формируются соответствующие картины течения с волнами сжатия и расширения различной интенсивности.

Дозвуковые значения чисел Маха на входе в канал ($M_{Bx} < 1$) достигаются при более высоких углах наклона δ в случае конического течения по сравнению с плоским течением. Для конического течения также наблюдаются более высокие значения коэффициента потерь полного давления σ в области течения без головной волны на входе в канал. В случае конического течения относительный расход при M = 3 и 4 достигает некоторого максимума в области $\delta \sim 70^\circ$, для плоского течения имеет место его плавный рост при $\delta > 40^\circ$. Полученные значения \overline{f} позволяют определить области углов δ , в которых присутствует преимущество по расходу воздуха на входе в канал для того или иного типа течения при условии равенства площадей входа A_{Bx} .

Список литературы

- **1. Гуськов О.В., Копченов В.И., Липатов И.И., Острась В.Н., Старухин В.П.** Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах. М.: Физматлит, 2008. 164 с.
- **2.** Башкин В.А., Егоров И.В. Численное исследование задач внешней и внутренней аэродинамики. М.: Физматлит, 2013. 332 с.
- 3. Гунько Ю.П., Мажуль И.И. Численное моделирование условий реализации режимов течения в сверхзвуковых осесимметричных конических воздухозаборниках внутреннего сжатия // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 5. С. 567–580.
- 4. Котов М.А., Рулева Л.Б., Солодовников С.И., Суржиков С.Т. Экспериментальные исследования обтекания моделей в виде двух плоских полуклиньев // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т. 16, № 4. С. 1–8.
- 5. Тимошенко В.И., Галинский В.П. Влияние вдува струй на торможение воздушного сверхзвукового потока в канале // Техн. механика. 2013. № 3. С. 3–9.
- 6. Котов М.А., Крюков И.А., Рулева Л.Б., Солодовников С.И., Суржиков С.Т. Расчетно-экспериментальное исследование структуры гиперзвукового потока в плоском канале сложной конфигурации // Вестн. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2015. № 1. С. 4–21.
- 7. Тимошенко В.И., Галинский В.П. Торможение ламинарного сверхзвукового потока в плоском канале при наличии противодавления // Техн. механика. 2013. № 2. С. 56–63.
- 8. Гутов Б.И., Звегинцев В.И., Мельников А.Ю. Влияние противодавления на течение в диффузоре сверхзвукового воздухозаборника // Вестн. ПНИПУ. Аэрокосмическая техника. 2017. № 49. С. 18 – 28.

Статья поступила в редакцию 11 апреля 2023 г., после доработки — 2 августа 2023 г., принята к публикации 17 августа 2023 г.