

УДК 532.516.5 + 533.6.011.55 : 519.63

© 1999 г. М.И. МУЧНАЯ

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА В ГИПЕРЗВУКОВЫХ СОПЛАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

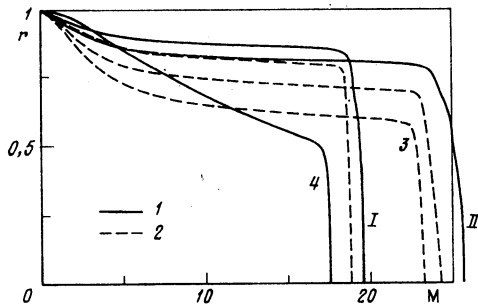
Прямая задача о течении вязкого газа в гиперзвуковых соплах заданной геометрии решена на основе упрощенных уравнений Навье – Стокса. При давлении торможения порядка тысяч атмосфер в уравнение состояния введен фактор сжимаемости. Получены профили газодинамических величин и распределение числа Маха вдоль оси сопла. Пересмотрены результаты прошлых расчетов для профилированных сопел.

При выполнении экспериментальных исследований в аэродинамической трубе возникает вопрос: насколько точно в ней моделируется течение около реального летательного аппарата? Поэтому для получения адекватных аэродинамических характеристик важно выдержать в эксперименте параметры подобия, основными из которых являются числа Маха и Рейнольдса. Значение последнего при размерах модели меньше натуральных может быть сохранено за счет существенного увеличения давления (плотности) в потоке. Именно изучению формирования ядра потока в гиперзвуковом сопле аэродинамической трубы при высоких давлениях и посвящено это исследование.

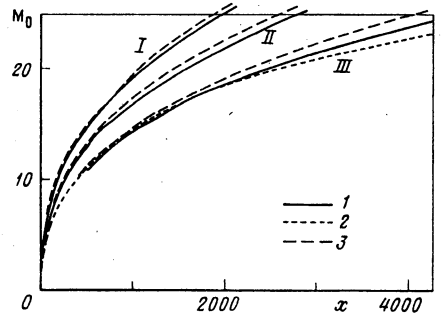
1. Рассматривается задача о течении вязкого газа в гиперзвуковом осесимметричном сопле заданной геометрии при значениях давления торможения порядка тысяч атмосфер. Течение описывается системой упрощенных уравнений Навье – Стокса с учетом колебательной неравновесности в рамках теории двухтемпературной релаксации [1, 2]. В настоящей работе предполагается, что при высоких значениях давления газ не является идеальным в термодинамическом смысле и это учитывается введением в уравнение состояния фактора сжимаемости: $p = Z(p, T)\rho RT$. Значение $Z(p, T)$ находится с помощью двумерной линейной интерполяции по таблицам [3].

Система упрощенных уравнений Навье – Стокса решается маршевым методом [1] вдоль осевой координаты x с помощью неявной конечно-разностной схемы с применением регуляризации в виде подслошной аппроксимации для подавления возмущений вверх по потоку в дозвуковой пристенной области. Начальные условия задаются в сверхзвуковой части сопла. Они берутся из расчета в до- и транзвуковой областях течения с помощью модели "узкого канала" [4]. Расчеты проводились на неравномерной разностной сетке, сгущающейся к стенке по логарифмическому закону. Пограничный слой, образующийся на стенке сопла, при высоких параметрах торможения потока являлся турбулентным, что в расчете учитывалось введением эффективной вязкости по алгебраической модели Себеси – Смита [5].

2. Целью настоящей работы являлось исследование равномерности потока на выходе гиперзвукового сопла высокоэнтальпийной гиперзвуковой трубы АТ-303 в ИТПМ СО РАН [6]. Расчетные характеристики течения сопоставлялись для трех конических сопел с углами полураствора конуса $\theta = 4, 6$ и 8° . Радиусы критического и выходного сечений $r_* = 1$ мм и $r_c = 300$ мм во всех трех случаях брались одинаковыми. Следовательно, их длины заметно различались: так, сопло с $\theta = 4^\circ$ почти в 2 раза



Фиг. 1. Профили числа М для конических сопел с $\theta = 8$ и 4° (1, 2) в сечениях I, II - $r_w = 150$ и 300 мм; 3 - $p_0 = 1000$ атм; 4 - $N = 81$



Фиг. 2. Распределения числа М вдоль оси для трех конических сопел I-III - $\theta = 8, 6, 4^\circ$; 1, 2 - $p_0 = 3000, 1000$ атм; 3 - $p_0 = 3000$ атм, $Z \equiv 1$

длиннее сопла с $\theta = 8^\circ$. Задавались температуры и давление торможения $T_0 = 3000$ К, $p_0 = 3000$ атм, температура стенки $T_w = 295$ К. Число Рейнольдса $Re_0 = \rho_0 r_* \sqrt{2c_{p0} T_0} / \mu_0$, определенное по радиусу r_* и параметрам в форкамере, равнялось $7,3 \cdot 10^6$, что соответствовало единичному числу Рейнольдса $Re = 2 \cdot 10^6$ в рабочей части.

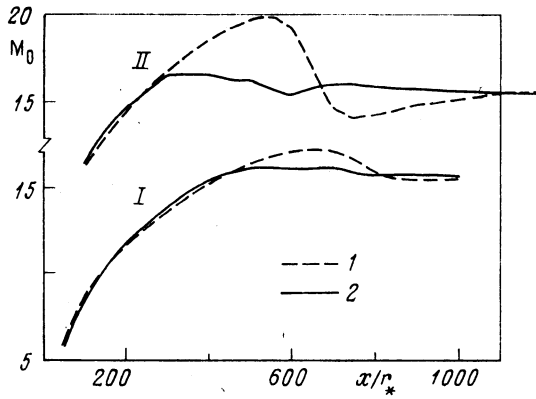
Значения числа Маха в двух сечениях в зависимости от расстояния до оси симметрии сопла, нормированного на радиус местного сечения r_w , приведены на фиг. 1; $r = 0$ и 1 соответствуют оси сопла и стенке. Эти сечения выбраны так, что размерные значения радиуса сопел r_w в них равны (а расстояния от критического сечения различны). Согласно расчетам, во всех соплах было реализовано течение с большим изэнтропическим ядром потока, радиусы которого на выходе составляли примерно $0,7$ и $0,8$ от r_w для $\theta = 4$ и 8° . Для большего угла полураствора конуса θ пограничный слой в сечениях одинакового диаметра был тоньше при большей величине числа Маха. В сечениях с $r_w < 100$ мм течения в ядре для всех сопел получались практически одномерными, по мере удаления от критического сечения их зависимость от r проявлялась заметнее.

На фиг. 2 кривые 1 распределения числа Маха вдоль оси показывают падение его продольного градиента с уменьшением θ . Если критерием считать равномерность потока в продольном и поперечном направлениях, то лучшим качеством обладает сопло с $\theta = 4^\circ$.

Для этого сопла был проведен расчет течения с давлением торможения $p_0 = 1000$ атм при тех же значениях $T_0 = 3000$ К и $T_w = 295$ К. Для этого варианта на фиг. 1 приведен профиль числа Маха в выходном сечении (кривая 3), а на фиг. 2 - распределение числа Маха вдоль оси. Уменьшение давления и, следовательно, числа Рейнольдса сказалось на росте пограничного слоя.

На фиг. 2 для сравнения приведены результаты расчета без учета фактора сжимаемости с $Z \equiv 1$. Учет фактора сжимаемости оказывает заметное влияние на параметры течения, особенно для сопла с $\theta = 4^\circ$. Разница в значениях числа Маха в ядре течения для $\theta = 8$ и 4° составляла 2 и $4,5\%$. Профиль числа М на выходе для $\theta = 4^\circ$ практически совпадает с профилем М для $\theta = 8^\circ$ при $Z \neq 1$.

3. Использование в прошлом данной вычислительной программы на БЭСМ-6 позволяло задавать максимум 80 узлов сетки в радиальном направлении. Сейчас численный эксперимент на РС/АТ-486 показал, что для настоящих расчетов необходимо брать не менее 1000 узлов по радиусу. Применение более крупной сетки не обеспечивало достаточной точности в области больших градиентов в пограничном слое, что приводило к завышению его толщины и занижению числа Маха в ядре течения. Рас-



Фиг. 3. Распределения числа M вдоль оси для двух профилированных сопел: 1, 2 – $N = 101; 1001$

чет с 80 узлами дал совершенно неприемлемые результаты. В качестве примера такого расчета на фиг. 1 приведен профиль M в первом сечении для $\theta = 8^\circ$ (кривая 4). В связи с этим возникло сомнение в достоверности результатов, полученных ранее на БЭСМ-6 для сопел с давлением торможения порядка сотни атмосфер [2]. При повторном расчете на персональном компьютере вариантов из [2] выяснилось следующее.

Для конических сопел, рассмотренных в [2], уменьшение шага сетки уточнило общую картину течения, но не привело к существенному изменению результатов в изэнтропическом ядре. Размер ядра несколько увеличился, граница перехода от ядра к (пограничному слою на профилях газодинамических параметров стала более четко выраженной. Значения числа M еще более приблизились к экспериментальным. При числе узлов сетки по радиусу $N \geq 200$ результаты расчетов в ядре практически совпадали между собой.

В этих вариантах при $p_0 \approx 10^2$ –атм, $Re \approx 10^5$ – 10^6 пограничный слой являлся ламинарным. Именно в этом состоит их отличие от рассмотренных выше расчетов со значениями $p_0 \approx 10^3$ атм, когда пограничный слой был турбулентным. Получается, что в расчетах на крупной сетке течений с ламинарным пограничным слоем при сгущении сетки к стенке по логарифмическому закону внутрь пограничного слоя попадало необходимое для точности количество ячеек. А для турбулентного пограничного слоя с его гораздо большими градиентами газодинамических параметров у стенки такое же сгущение оказывается недостаточным, что уже на первых шагах приводит к недопустимому завышению его толщины.

4. При повторных расчетах ламинарного же течения в длинных профилированных соплах, рассмотренных в [2], в отличие от конических, дробление сетки существенно повлияло на параметры потока в ядре течения. Это иллюстрируется на фиг. 3, на которой представлены результаты расчетов для двух сопел: I – $\theta_{\max} = 11^\circ$, $p_0 = 43$ атм, $Re_0 \approx 4 \cdot 10^5$; II – $\theta_{\max} = 18^\circ$, $p_0 = 100$ атм, $Re_0 \approx 6 \cdot 10^5$. Данные по первому соплу приведены в [7], второе сопло исследовалось на установке Т-326 ИТПМ СО РАН. Оба сопла спроектированы для получения равномерного потока на выходе с числом $M = 15$. Для каждого сопла приведены распределения числа Маха вдоль оси, полученные на двух расчетных сетках. Численные результаты этих вариантов с $N = 501$ и 1001 практически совпадают.

Из графика видно, что перерасширение течения в ядре потока [2] при измельчении расчетной сетки сохраняется, но в гораздо меньшей степени. В данном случае причина искажения картины течения при расчете на крупной сетке заключается в недоста-

точном количестве расчетных ячеек во внешней области пограничного слоя – области вязко-невязкого взаимодействия, которая оказывает сильное влияние на формирование ядра потока в профилированном сопле.

Результаты расчетов на мелкой сетке показывают, что течение в ядре на выходе обоих сопел получается достаточно близким к равномерному. Радиусы ядра составляют 0,5 и 0,6 r_c для сопел I и II. Но число Маха оказывается несколько выше проектного. Продольный градиент числа Маха в ядре близок к нулевому значению на большом расстоянии перед выходным сечением. Гиперзвуковые профилированные сопла I и II были спроектированы на основе решения обратной задачи, когда отдельно рассчитывается невязкое изэнтропическое ядро потока и к нему добавляется толщина вытеснения пограничного слоя. Настоящие результаты для течений в этих соплах хотя и не совпадают полностью с заданными при решении обратной задачи, но и не являются столь неравномерными, как утверждалось в [2].

Заключение. Расчеты течений в гиперзвуковых соплах с давлением торможения порядка тысяч атмосфер показали, что необходимо учитывать неидеальность газа в термодинамическом смысле. На выходе конических сопел с такими параметрами формируется большое равномерное ядро течения, которое даже для малых углов полуоткрытия конуса занимает больше 50% радиуса сечения. Расчетные результаты на более мелкой сетке позволили признать ошибочность категоричных выводов [2] о плохом качестве потока в длинных профилированных соплах. Можно утверждать, что на расчетном режиме профилированное сопло превосходит коническое по качеству (равномерности) потока на выходе.

Автор приносит запоздалые извинения своим оппонентам и прежде всего А.П. Быркину. Автор благодарит В.Н. Ветлущкого за полезное обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мучная М.И. Использование упрощенных уравнений Навье – Стокса для расчета вязкого течения в гиперзвуковом сопле: Препринт № 17–81. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1981. 22 с.
2. Мучная М.И. Исследование течений в гиперзвуковых соплах в рамках упрощенных уравнений Навье – Стокса // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 20–26.
3. Зыков Н.А., Севастьянов Р.М. Материалы к расчету газодинамических установок с высокими параметрами торможения азота // Тр. ЦАГИ. 1971. Вып. 1329. С. 21–51.
4. Мучная М.И. Расчет течения вязкого газа в гиперзвуковом сопле с учетом колебательной неравновесности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 1. С. 165–168.
5. Cebeci T., Smith A.M.O. Analysis of Turbulent Boundary Layer. N.Y.: Acad. Press, 1974. 404 p.
6. Kharitonov A.M., Gilyazetdinov B.N. Zvegintsev V.I., Topchiyan M.E. The simulation of hypersonic flight using adiabatic compression facilities with pressure multipliers // Proc. Intern. Conf. on Aerophys. Res. Novosibirsk, 1994. Pt 2. P. 137–142.
7. Межиров И.И. Исследование течений в гиперзвуковых соплах аэродинамических труб // Тр. ЦАГИ. 1981. Вып. 2119. 60 с.

Новосибирск

Поступила в редакцию
27.X.1997