ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУГЛОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ

В.И. Запрягаев, **А.Н. Кудрявцев**, Д.В. Хотяновский
Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения РАН, Новосибирск, alex@itam.nsc.ru

На основе численного решения уравнений Навье–Стокса проведено моделирование развития возмущений и перехода к турбулентности в нерасчетной струе, вытекающей из конвергентного (звукового) сопла, с числом Маха на срезе сопла M = 1 при двух отношениях полного давления к давлению в окружающем пространстве $N_{pr} = p_0/p_a = 5$ и 9. Параметры расчетов соответствуют условиям эксперимента, проведенного в Лаборатории экспериментальной аэрогазодинамики ИТПМ СО РАН. Численное моделирование проводится в трехмерной постановке с разрешением вихревой структуры течения. Расчеты проводились с помощью вычислительного кода HyCFS [1], разработанного в Лаборатории вычислительной аэродинамики ИТПМ СО РАН, с пространственной дискретизацией конвективных членов уравнений Навье–Стокса на основе WENO схемы сквозного счета 5-го порядка [2]. Использовалась расчетная область в виде усеченной пирамиды квадратного сечения с высотой $L_x = 20\ D$ вдоль оси струи x и размерами $L_y = 8\ D$, $L_z = 8\ D$ по нормальным осям y, z в начальном сечении $x = 0$. Здесь D – диаметр струи в начальном сечении, который далее используется в качестве масштаба длины. Угол расширения пирамидальной расчетной области в продольном направлении равнялся 7,5°. Расчетная сетка сгущалась в области ядра и ближнего поля струи. Расчеты проводились на сетке $N_{\mathrm{x}} = 864$, $N_{\mathrm{y}} = 430$, $N_{\mathrm{z}} = 430$ (160 млн ячеек во всей расчетной области). На входной границе расчетной области, при $x = 0$, задавался кусочно-постоянный (ударный) профиль струи: при $|y|$, $|z| \leq D/2$ задавались значения газодинамических переменных, соответствующие течению на срезе сопла; при $|y|$, $|z| > D/2$ задавались значения, соответствующие окружающему газу. Параметры струи и окружающего газа соответствуют условиям эксперимента для недорасширенной струи с $N_{pr} = 5$ и 9. Для лучшей определенности численной краевой

задачи, граничные условия на входной границе, соответствующие окружающему газу, задавались с добавлением фонового потока небольшой скорости, соответствующей числу Маха 0,05.

Визуализация поля течения, представленная на рис. 1 для случая $N_{pr} = 5$, показывает, что расчет воспроизводит основные детали среднего и пульсационного движения. Возмущения начинают быстро расти ниже по потоку от сечения, совпадающего с диском Маха в первой бочке струи. Течение быстро турбулизуется, причем рост неустойчивости, как и можно было ожидать, начинается на границе струи, а также во внутреннем слое смешения, исходящим из линии пересечения падающего висячего скачка, диска Маха и отраженного скачка. Такие наблюдаемые в эксперименте характерные особенности течения как интенсивное вихревое движение и крупномасштабные вихревые структуры присутствуют и в численных результатах.

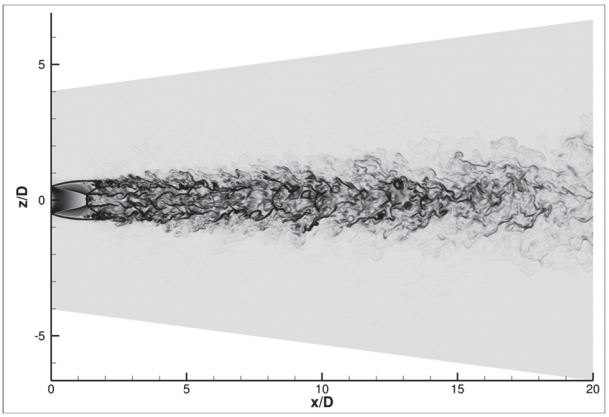

Рис. 1. Численная шлирен-визуализация мгновенного поля течения

На рис. 2 показаны численные шлирен-визуализации среднего и мгновенного поля течения в плоскости $y = 0$ вблизи выходного сечения сопла. Очевидно, что, средняя и мгновенная картины течения сильно отличаются друг от друга. На среднем поле течения видна классическая ячеистая «бочкообразная» структура сверхзвуковой недорасширенной струи с несколькими бочками. Газ последовательно проходит через систему скачков уплотнения и волн разрежения. В двух первых бочках отражение скачков от оси является нерегулярным, и за двумя отчетливо видимыми дисками

Маха присутствуют замкнутые дозвуковые зоны, ограниченные в радиальном направлении кольцевыми слоями смешениями, начинающимися на линиях пересечения трех ударных волн – падающего и отраженного скачков, диска Маха. В следующих бочках видимые диски Маха отсутствуют, и отражение от оси кажется регулярным. Хорошо известно, что в случае невязкого осесимметричного течения регулярное отражение от оси теоретически невозможно [3]. Тем не менее, подобные ударно-волновые конфигурации без видимого диска Маха постоянно наблюдаются в экспериментах даже при больших числах Рейнольдса [4]. Принято считать, что на самом деле в этих случаях реализуется нерегулярное отражение с очень маленьким диском Маха.

Из шлирен-визуализации мгновенного поля можно заключить, что течение в ядре струи остается ламинарным только до первого диска Маха. За ним в исходящем из тройной точки слое смешения развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, и формируются вихри. Возмущения распространяются на всю дозвуковую зону и воздействуют на сам диск Маха.

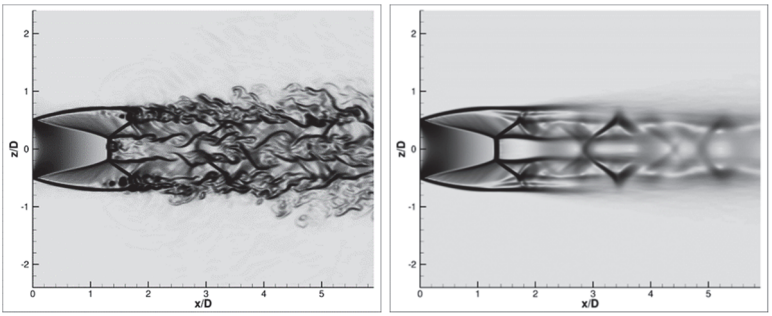

Рис. 2. Численный шлирен мгновенного и усредненного поля течения вблизи выходного сечения сопла

Еще раньше неустойчивость начинает развиваться в слое смешения на границе струи. Здесь также появляется типичная цепочка вихрей, граница струи становится нерегулярной, наряду с перемешиванием струи с окружающей средой происходят и выбросы газа во внешнее течение («берстинг»). Развиваются мелкомасштабные пульсации, возмущения во внешнем и внутреннем слое смешения сливаются, происходит переход к турбулентности во всей струе. При этом на фоне развитой турбулентности по-

прежнему присутствуют крупномасштабные вихри, очевидно играющие существенную роль в динамике струйного течения.

Более детальное количественное сопоставление можно выполнить, сравнивая измеренные в эксперименте распределения давления Пито с расчетными данными. На рис. 3 приведены распределения данной величины вдоль оси струи. Видно, что примерно до $x/D = 2$ наблюдается хорошее согласие расчета и эксперимента. Ниже по потоку от этой точки давление Пито начинает возрастать. Эта тенденция прослеживается и в расчете, и в эксперименте, однако, расчетный график как бы сдвинут вниз по потоку относительно экспериментального.

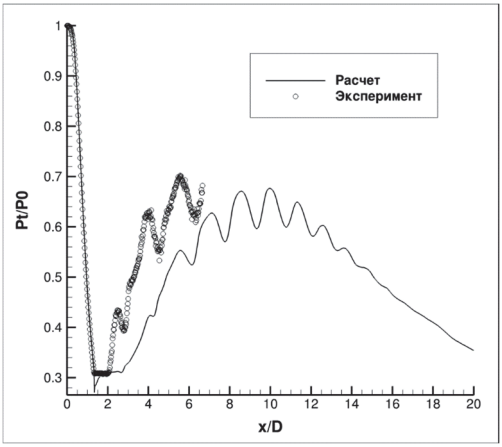

Рис. 3. Распределения давления Пито, отнесенного к давлению в форкамере, вдоль оси струи в эксперименте (символы) и в расчете (сплошная кривая) при Npr = 5

Причина расхождения данных расчета и эксперимента, возможно, заключается в том, что после перехода к турбулентности в расчете не разрешаются все динамические масштабы вихревых движений, и, таким образом, игнорируются роль мелкомасштабных пульсаций в турбулентном перемешивании. Число Рейнольдса в данном случае весьма велико, поэтому прямое численное моделирование наверняка является недоразрешенным и фактически мы имеем моделирование методом крупных вихрей, без явной подсеточной модели, точнее роль такой модели играет присущая используемой схеме сквозного счета численная вязкость. Возможно, введение подсеточной модели могло бы улучшить согласие.

Работа поддержана РНФ, грант 23-11-00258. Численное моделирование проводилось на гибридном вычислительном кластере ЦКП «Механика» ИТПМ СО РАН.

Литература

1. A.A. Shershnev, A.N. Kudryavtsev, A.V. Kashkovsky, et al. A numerical code for a wide range of compressible flows on hybrid computational architectures. Supercomputing Frontiers and Innovations, v.9(4), 2022, pp. 85–99.
2. G.S. Jiang, C.-W. Shu. Efficient implementation of weighted ENO schemes. J. Comput. Phys., v.126, 1996, pp. 202–228.
3. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. –М.: Изд-во иностр. литер. 1950.
4. Мельников Д.А. Отражение скачков уплотнения от оси симметрии. Изв. АН СССР. Механ. и машиностр., №3, 1962, С. 24-30.