

# Calculation of Flow Structure in Interaction with Counter Flow of Jet Flowing from Frontal Surface of Body of Revolution

A.V. Panasenko

*Ishlinskyi Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences (IPMech RAS),  
Moscow, 119526, Russia*

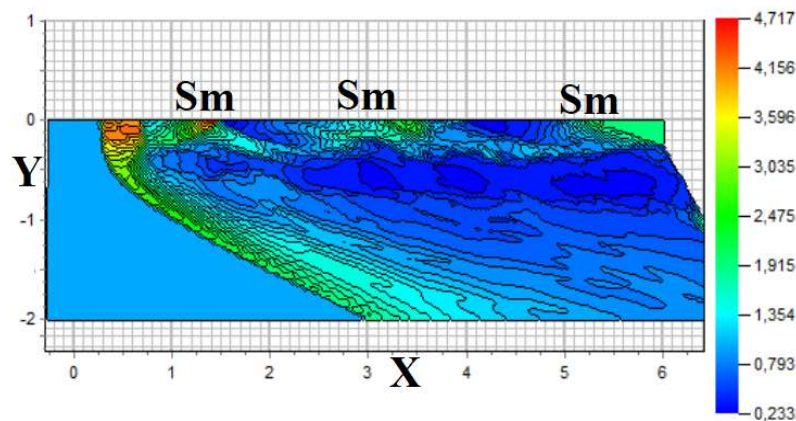
[akpanas@mail.ru](mailto:akpanas@mail.ru)

## Abstract

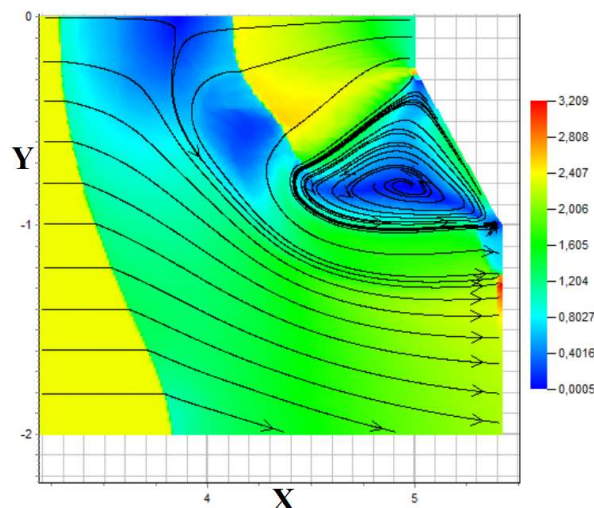
The results of calculation of interaction of supersonic jet flowing at zero angle of attack from frontal surface of the body of rotation to opposite supersonic flow at different supersonic Mach numbers of flow and jet are given. Influence of total pressure in gas flow and in jet on structure of emerging gas flow is considered.

Keywords: gas dynamics, jet interaction with counter flow.

When the Mach number in the jet increases, it flows long distances with respect to the diameter of the nozzle to form a branched barrel-shaped flow structure (SmSmSm). The Mach number in the jet leads to the distance at which it penetrates the stream.



The pressure in the jet causes the flow to turn in relation to its original direction.



УДК 533.6.011

# Расчет структуры течения при взаимодействии со встречным потоком струи, вытекающей из лобовой поверхности тела вращения

**А.В. Панасенко**

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук  
Россия, Москва, 119526, проспект Вернадского, д. 101-1*

[akpanas@mail.ru](mailto:akpanas@mail.ru)

## Аннотация

Приведены результаты расчета взаимодействия сверхзвуковой струи, истекающей под нулевым углом атаки из лобовой поверхности тела вращения во встречный сверхзвуковой поток при различных сверхзвуковых числах Маха потока и струи. Рассмотрено влияние полного давления в газовом потоке и в струе на структуру возникающего течения газа.

Ключевые слова: газовая динамика, взаимодействие струи со встречным потоком.

## 1. Введение

Взаимодействие сверхзвуковых струй, истекающих из лобовой поверхности тела вращения, в ряде случаев оказывается весьма сложным и представляет несомненный научный интерес [1 -3]. Важной и актуальной проблемой при разработке спуска космического аппарата с орбиты является обеспечение его мягкой посадки в процессе сближения с поверхностью планеты. При этом возникает задача о взаимодействии сверхзвуковых струй, истекающих из лобовой поверхности тела вращения, со встречным потоком.

В одной из первых зарубежных работ П. Финлея [4] на основе экспериментальных данных были рассмотрены основные явления, связанные со взаимодействием единичной струи, вытекающей из сферической лобовой поверхности кругового цилиндра, со встречным сверхзвуковым потоком, и предложена модель течения.

В работе [5] проведено экспериментальное исследование основных явлений, связанных со взаимодействием различного количества струй, истекающих из лобовой поверхности тела вращения, со встречным сверхзвуковым потоком и предложены модели течения. В [6, 7] рассмотрены геометрические картины истечения сильно недорасширенных газовых струй навстречу сверхзвуковому потоку.

Целью данной работы является расчетное исследование особенностей возникающих картин течения при встречном взаимодействии сверхзвуковой струи со сверхзвуковым потоком.

## 2. Постановка задачи и методы расчета

Рассматривается осесимметричная картина течения. В расчетах использовалась система уравнений Навье – Стокса [8] с моделью турбулентности SST [9], описывающая нестационарные течения вязкого теплопроводного газа, записанная в декартовой прямоугольной системе координат в интегральной форме. Учет вязких членов рассчитывался с помощью

разложения в ряд Тейлора на соседних с границей расчетных ячейках. Ось ОХ направлена вдоль оси симметрии модели, ось ОУ – вертикально вверх. Учитывая симметрию течения относительно оси ОХ, расчет проводился в двумерной постановке с учетом симметрии течения. При проведении расчетов все газодинамические параметры отнесены к невозмущенным значениям давления  $P_0$ , плотности  $\rho_0$ , температура к невозмущенному ее значению  $T_0 = 300$  К, координаты – к максимальному диаметру  $d = 1$ .

Расчеты проведены с использованием модифицированной разностной схемы типа МакКормака [10]. Модификация разностной схемы заключалась в последовательном применении на шаге интегрирования ее шаблона в прямом и зеркальном отображении с соответствующей переписью ее формул. Такая модификация позволяет построить более симметричный по результатам интегрирования шаблон разностной схемы. Схема МакКормака имеет второй порядок точности, что предполагает введение в алгоритм расчета монотонизирующего решение оператора сглаживания, предложенного в [11]. При наличии колебания решения к функции добавляется вторая производная, что приводит к уменьшению колебания, что очевидно для однородной сетки.

$$\bar{f}_i^{n+1} = \bar{f}_i + \frac{\bar{\varphi}_{i+1/2}^* - \bar{\varphi}_{i-1/2}^*}{\Delta\Omega_i},$$

$$\bar{\varphi}_{i+1/2}^* = \begin{cases} \bar{\varphi}_{i+1/2}, & \text{если } (\delta\rho_{i+1/2} \cdot \delta\rho_{i-1/2} < 0) \cup (\delta\rho_{i+1/2} \cdot \delta\rho_{i+3/2} < 0), \\ 0, & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

$$\bar{\varphi}_{i+1/2} = Q \cdot \delta \bar{f}_{i+1/2}^n \cdot \psi(\Delta\Omega_i \cdot \Delta\Omega_{i+1}),$$

$$\delta \bar{f}_{i+1/2}^n = \bar{f}_{i+1} - \bar{f}_i, \quad \psi(a, b) = \frac{2}{1/\Delta\Omega_i + 1/\Delta\Omega_{i+1}}$$

Здесь  $f$  – функция, полученная после монотонизации параметров в ячейке;  $\varphi$  – газодинамическая функция, полученная в расчете;  $\Omega$  – объем расчетной ячейки;  $\rho$  – плотность газа в ячейке;  $Q$  – эмпирически подобранный коэффициент ( $Q = 0.2$ ).

Смысл использования оператора сглаживания поясняет рис. 1: при возникновении колебания решения по плотности газа оператор сглаживания приводит к уменьшению пика колебания, при отсутствии колебания плотности – монотонизация решения не проводится.

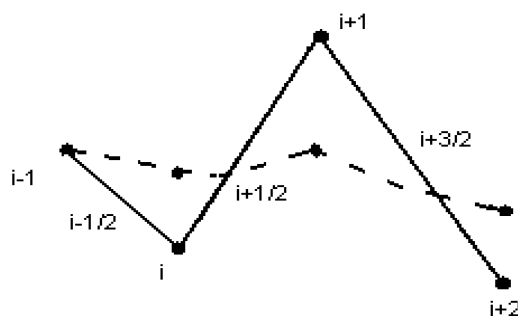


Рис. 1. Результат работы оператора сглаживания решения

В качестве начальных условий задавались параметры невозмущенного потока во всех расчетных ячейках вне границы выдува струи. На границе выдува струи задавались невозмущенные параметры:  $P_j, T_j, u_j$ . Показатель адиабаты полагался  $\gamma = 1.4$ .

В качестве граничных условий задавались условия прилипания газа к твердой поверхности и ее начальной температуры в примыкающей к границе ячейки сетки: на внешних границах расчетной сетки поддерживались условия, отслеживающие начальные данные и характер возникающего течения газа:

- по потоку  $df/dx=0$  при вытекании потока из расчетной области;
- $f = f_0$  при втекании потока в расчетную область ( $f_0$  – начальные параметры потока).  
 Расчеты проведены при использовании различных расчетных сеток с заданием различных вариантов геометрии лобовой поверхности тела.  
 Расчетная сетка строилась структурированной со сгущением к твердой поверхности тела.

### 3. Результаты расчетов

Экспериментальные данные [4, 5] показывают, что при заданных геометрических параметрах тела и газодинамических параметрах потока, характер обтекания его лобовой поверхности, при истечении из него струи, зависит от относительного давления в струе  $P_{0j}/P_{00}$  (где  $P_{0j}$  – полное давление в струе;  $P_{00}$  – полное давление набегающего потока), чисел  $M_0$  набегающего потока и  $M_j$  струи.

Рассмотрим результаты расчетов на геометрии лобовой поверхности конуса с углом при вершине относительно оси ОХ  $60^\circ$ , как в [5]. Поток газа течет в положительном направлении оси ОХ, струя в обратном направлении.

Полное давление в потоке зависит от числа Маха и давления в рассматриваемом потоке. Число Махов струе приводит к расстоянию, на которое она проникает в поток, а давление в струе может привести к развороту потока по отношению к первоначальному ее направлению.

При параметрах течения  $M_0 = 2, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 4, \rho_j = 4, M_j = 0.93$  полное давление в струе незначительно превышает полное давление потока и струя выходит в поток на незначительное расстояние. На рис. 2–5 соответственно приведены поля плотности, давления, линий тока, иллюстрирующие типовую структуру течения, характерную для всех рассмотренных случаев.

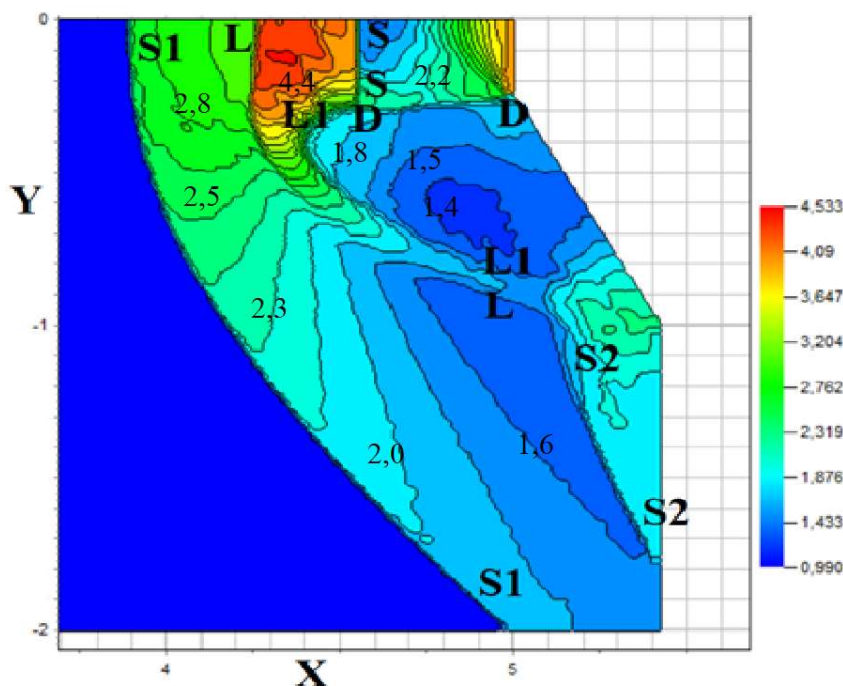


Рис. 2. Картина поля плотности,  $M_0 = 2, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 4, \rho_j = 4, M_j = 0.93$

Образуется типовая структура течения газа: SS – скачок уплотнения в струе; DD и L1L1 – контактный разрыв, отделяющий газ струи от застойной зоны у поверхности сопла; LL – контактный разрыв, разделяющий поток газа от струи; S1S1 – внешний головной скачок

уплотнения; S2S2 – скачок уплотнения, образуемый у границы тела. Разворот направления движения струи приводит к возникновению вихревой зоны у поверхности конуса (R на линиях тока). Задание геометрии тела без использования горизонтального участка может вызывать вопросы о степени влияния возмущений течения навстречу сверхзвуковому потоку. Поэтому на рис. 3 приведен результат аналогичного расчета, но с заданием горизонтального участка поверхности тела, как в эксперименте [5].

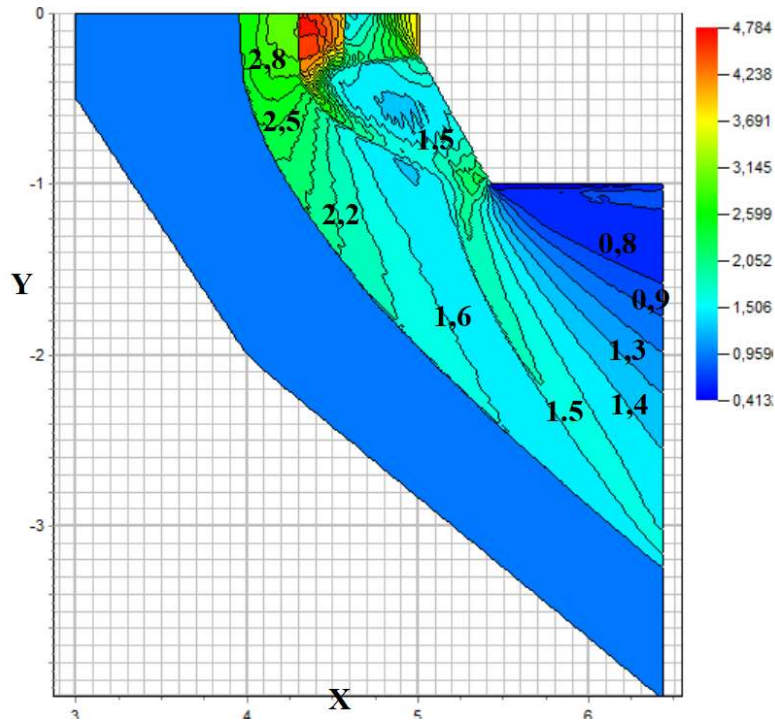


Рис. 3. Картина поля плотности с горизонтальным участком границы,  $M_0 = 2, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 4, \rho_j = 4, M_j = 0.93$

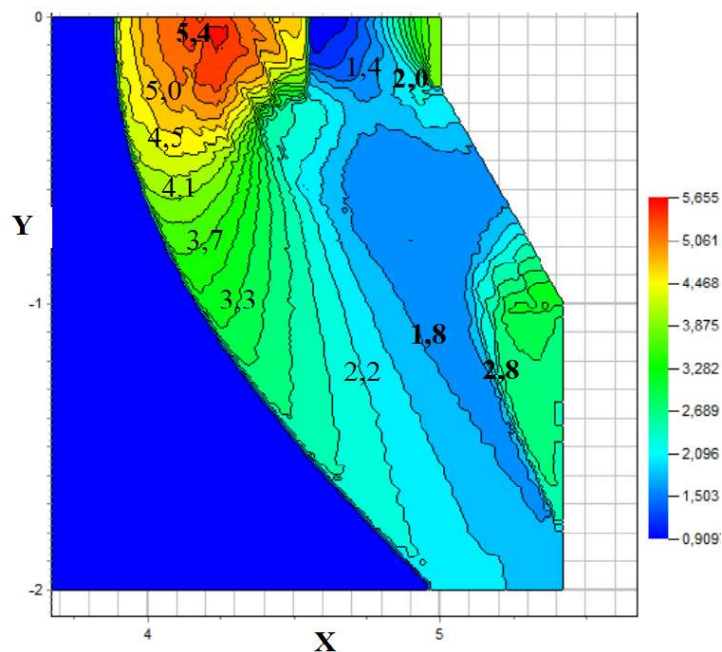


Рис. 4. Картина поля давления,  $M_0 = 2, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 4, \rho_j = 4, M_j = 0.93$



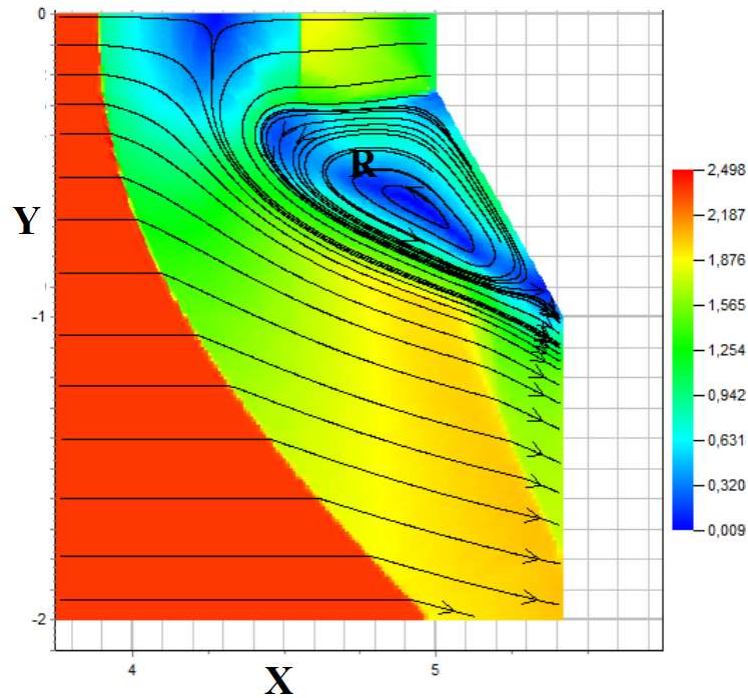


Рис. 5. Картина линий тока,  $M_0 = 2, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 4, \rho_j = 4, M_j = 0.93$

При увеличении давления в струе при заданном ее числе Маха происходит разворот течения в струе, что показано на рис. 6, 7 для режима течения:  $M_0 = 2, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 16, \rho_j = 16, M_j = 0.93$

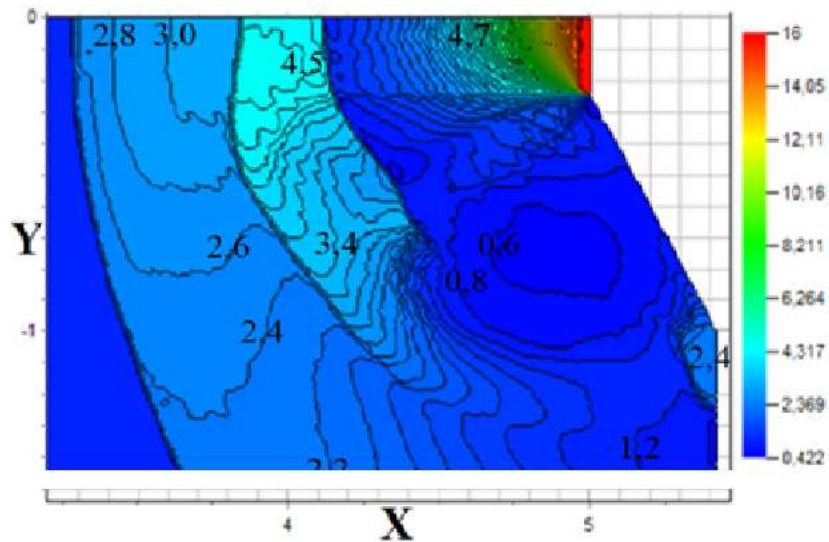


Рис. 6. Картина поля плотности,  $M_0 = 2, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 16, \rho_j = 16, M_j = 0.93$

Разворот потока струи хорошо виден при сравнении картин линий тока на рис. 5 и 7.

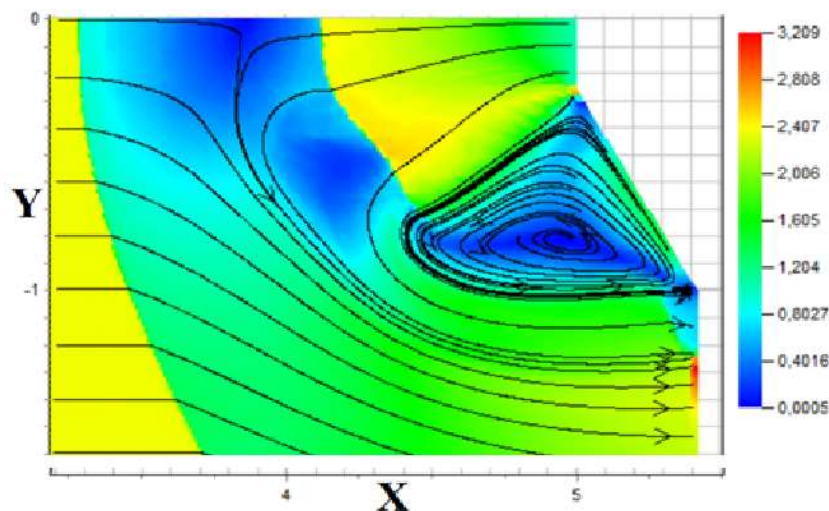


Рис. 7. Картина линий тока,  $M_0 = 2, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 16, \rho_j = 16, M_j = 0.93$

При увеличении числа Маха в струе происходит ее истечение на большие расстояния по отношению к диаметру сопла с образованием разветвленной бочкообразной структуры течения, что иллюстрируют рис. 8–10 для режима:  $M_0 = 4, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 2, \rho_j = 2, M_j = 2.958$ . При этом вихревая зона течения удлиняется с меньшим поперечным сечением.

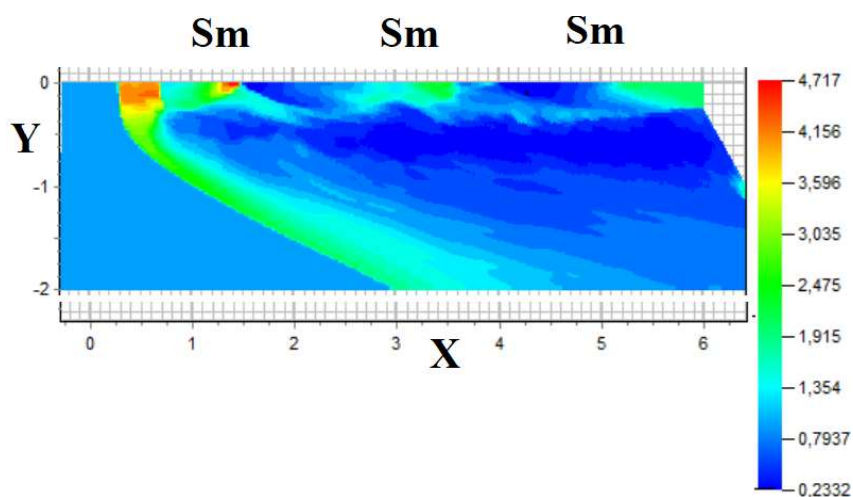


Рис. 8. Картина поля плотности,  $M_0 = 4, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 2, \rho_j = 2, M_j = 2.958$

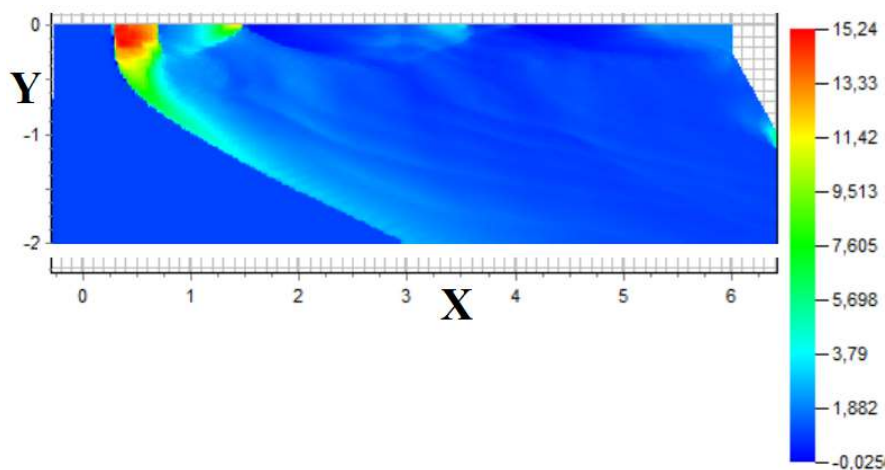


Рис. 9. Картина поля давления,  $M_0 = 4, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 2, \rho_j = 2, M_j = 2.958$

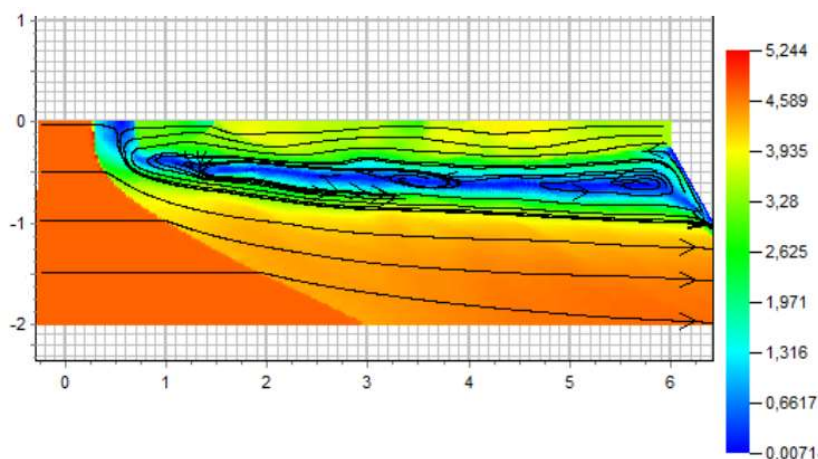


Рис. 10. Картина линий тока,  $M_0 = 4, P_0 = 1, \rho_0 = 1, P_j = 2, \rho_j = 2, M_j = 2.958$

Остановимся теперь на результатах расчетов сопла с углом полураствора  $30^\circ$ . Поток течет в отрицательном направлении оси  $Ox$ , струя в положительном направлении. На рис. 11–15, для числа Маха, набегающего на конус потока  $M_0 = 4$ , представлены результаты расчетов.

При небольших значениях параметра  $P_{0j}/P_{00}$ , но выше некоторого критического значения, реализуется тип течения, показанный в виде картины линий тока на рис. 11 ( $M_j = 4, P_{0j}/P_{00} = 2$ ), при котором сверхзвуковая струя проникает далеко навстречу потоку.

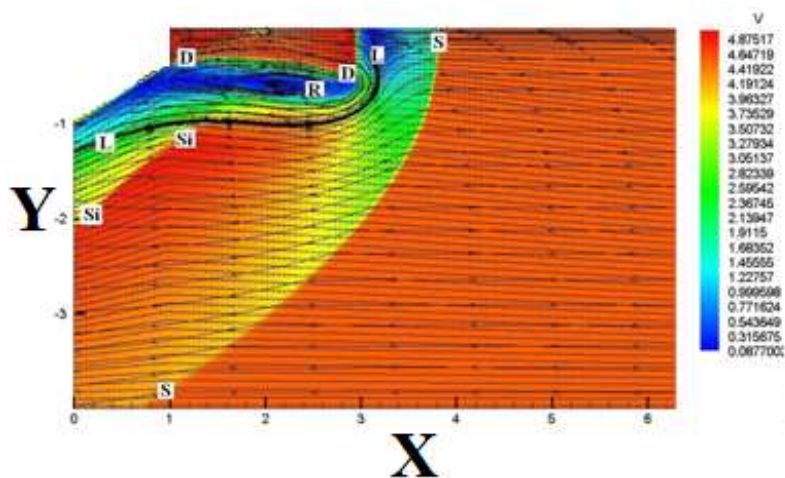


Рис. 11. Картина линий тока,  $M_j = 4, P_{0j}/P_{00} = 2$

Для того же момента времени на рис. 12, 13, приведены картины полей плотности и давления, позволяющие получить представление о возникающей структуре течения. Видно, что характерным для этого типа течения является наличие: зоны смешения D-D, истекающей струи и потока, развернутого в сторону конуса с образованием вихревой области R; поток газа струи отделен от набегающего потока разделительной зоной смешения L-L; заторможенный набегающий поток образует отошедший скачок уплотнения S-S и внутренний скачок уплотнения Si-Si. При этом, в зависимости от интенсивности струи, образуется типичная бочковая структура течения Sm-Sm (см. рис. 11, в рассматриваемом случае бочка одна).

По мере увеличения давления, в выходном сечении струи, вышеописанный тип течения переходит в тип течения с «однобочковой» структурой струи и замкнутой срывной зоной, образующейся между границами струи, возвратным струйным течением и лобовой поверхностью тела, как показано на рис. 14 ( $M_j = 2.52, P_{0j}/P_{00} = 15$ ). При этом, глубина проникновения струи существенно уменьшается.



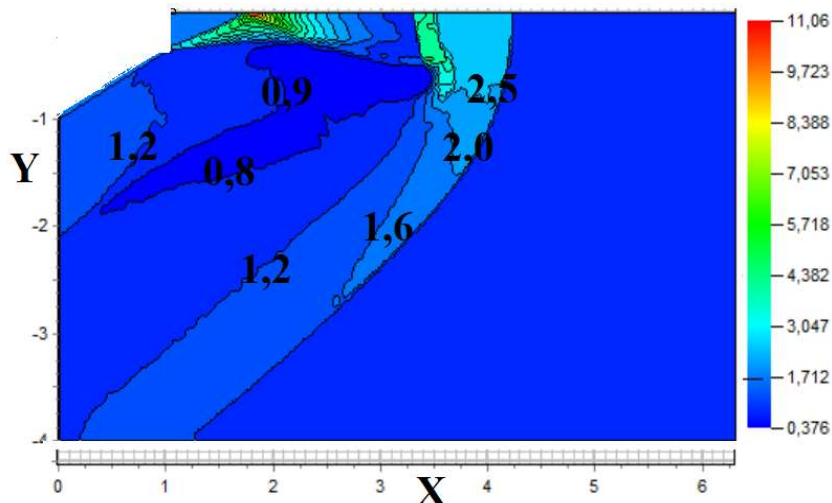


Рис. 12. Картина поля плотности,  $M_j = 4$ ,  $P_{0j}/P_{00} = 2$

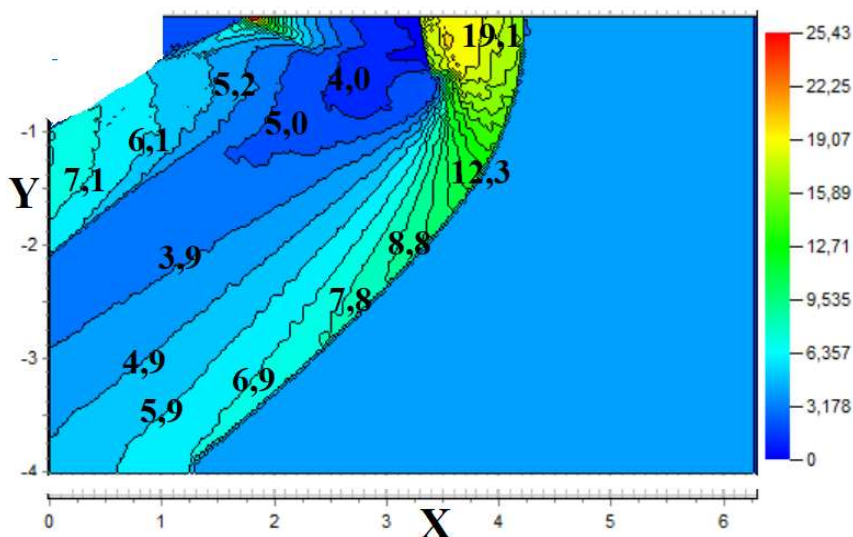


Рис. 13. Картина поля давления,  $M_j = 4$ ,  $P_{0j}/P_{00} = 2$

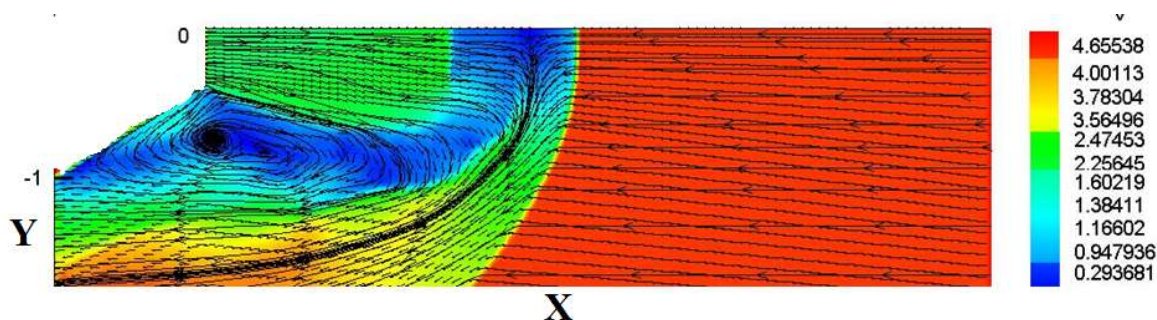


Рис. 14. Картина линий тока,  $M_j = 2.52$ ,  $P_{0j}/P_{00} = 15$

Дальнейший рост относительного давления в струе сопровождается увеличением размеров области возмущения и области возвратно-циркуляционного течения, пока граница зоны присоединения струи не достигает внешней кромки лобовой поверхности тела. В последнем случае срывная область в окрестности угловой кромки лобовой поверхности тела размыкается и предыдущий тип течения переходит в течение, при котором замыкание срывной зоны происходит в следе за телом, как показано на рис. 15 ( $M_j = 0.8$ ,  $P_{0j}/P_{00} = 150$ ).

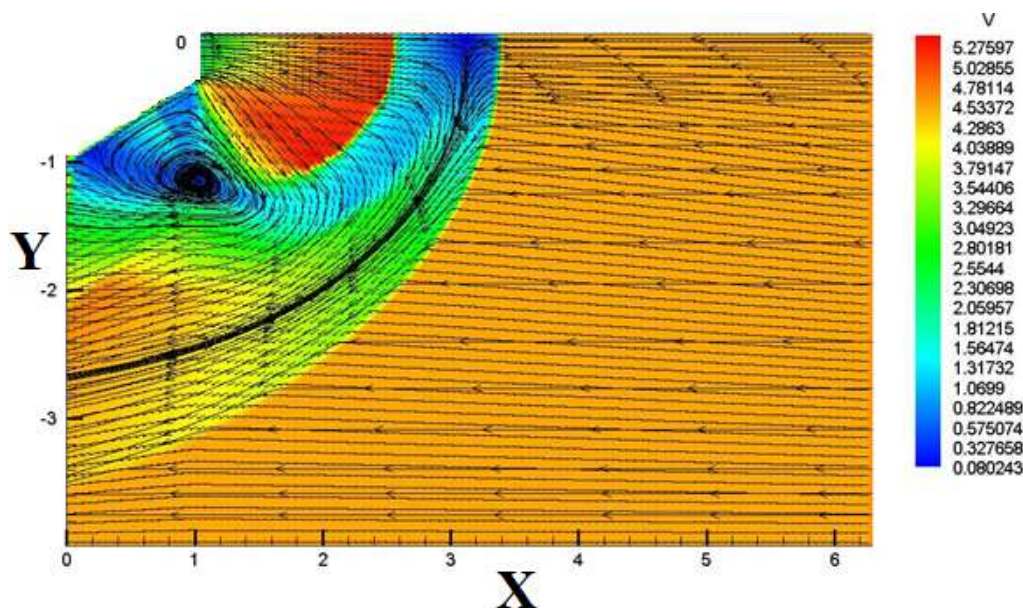


Рис. 15. Картина линий тока,  $M_j = 0.8$ ,  $P_{0j}/P_{00} = 150$

#### 4. Заключение

Результаты расчетов уточнили возникающую структуру течения при выдуве струи в сверхзвуковой поток и подтвердили, полученные ранее данные в эксперименте, показали степень влияния давления в струе. Расчеты проведены на суперкомпьютере МСЦ РАН.

#### Литература

1. Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н., Крылов А.Н., Сагдуллин Б.А. Моделирование структуры течения в составной струе за двумя двигателями, расположенными около корпуса космического аппарата // Теплофизика и аэромеханика, 2009, Том 16, № 3. С. 395–404.
2. Суржиков С.Т. Радиационно-конвективный нагрев марсианских зондов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2013. Т. 14, вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2013-14-2/articles/408/>
3. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Моделирование турбулентности в сверхзвуковых струйных течениях // Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2010, Т. 9, <http://chemphys.edu.ru/issues/2010-9/articles/142/>
4. Finley P.J. The flow of a jet from a body opposing a super sonic free stream // J. Fluid Mech., Vol. 26, No. 2, 1965.
5. Жарников Б.Л., Петров К.П. Исследование взаимодействия со встречным потоком струй, вытекающих из лобовой поверхности тела вращения. // В сб. Современные проблемы аэромеханики. М.: Машиностроение. 1987. С. 114–122.
6. Столяров Е.П. Исследование низкочастотных пульсаций давления на лобовой поверхности тела конуса при истечении из него сверхзвуковых струй газа навстречу сверхзвуковому потоку // Уч. Записки ЦАГИ, 1976, Т. УИ, № 6, С. 70–78.
7. Столяров Е.П. Об истечении недорасширенных газовых струй навстречу сверхзвуковому потоку // Уч. Записки ЦАГИ, 1977, Т. УИИ, № 2, С. 33–43.
8. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: Мир. М. Т. 1, 2. 1990.
9. Menter, F.R., Kuntz, M., and Langtry, R., "Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model," Turbulence, Heat and Mass Transfer 4, ed: K. Hanjalic, Y. Nagano, and M. Tummers, Begell House, Inc., 2003, pp. 625–632.

10. Mac-Cormack R.W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering // AIAA Paper 1969-354. 1969. Pp. 69–354.
11. Жмакин А.И., Фурсенко А.А. Об одной монотонной разностной схеме сквозного счета // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1980. Т. 20. № 4. С. 1021–1031.

## References

1. Gerasimov, Ju. I., Jarygin, V. N., Krylov, A. N., Sagdullin, B. A., “Modelirovanie struktury techenija v sostavnoj strue za dvumja dvigateljami, raspolzhenymi okolo korpusa kosmicheskogo apparata,” *Teplofizika i aeromehanika*, Vol. 16, No. 3, 2009, pp. 395–404.
2. Surzhikov, S. T., “Radiative-convective heating of martian space vehicles,” *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, Vol. 14, No. 2, 2013. <http://chemphys.edu.ru/issues/2013-14-2/articles/408/>
3. Glushko, G. S., Ivanov, I. E., Kryukov, I. A., “Turbulence modeling for supersonic jet flows,” *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, Vol. 9, 2010. <http://chemphys.edu.ru/issues/2010-9/articles/142/>
4. Finley, P. J., “The flow of a jet from a body opposing a super sonic free stream,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 26, No. 2, 1965.
5. Zharnikov, B. L., Petrov, K. P., *Issledovanie vzaimodejstviya so vstrechnym potokom struj, vytekajushih iz lobovoj poverhnosti tela vrashhenija*, V sb. *Sovremennye problemy aeromehaniki*, M.: Mashinostroenie, 1987, pp. 114–122.
6. Stoljarov, E. P., “Issledovanie nizkochastotnyh pul'sacij davlenija na lobovoj poverhnosti tela konusa pri istechenii iz nego sverhzvukovyh struj gaza navstrechu sverhzvukovomu potoku,” *Uch. Zapiski CAGI*, Vol. VII, No. 6, 1976, pp. 70–78.
7. Stoljarov, E. P., “Ob istechenii nedorasshirenyh gazovyh struj navstrechu sverhzvukovomu potoku,” *Uch. Zapiski CAGI*, Vol. VIII, No. 2, 1977, pp. 33 – 43.
8. Anderson, D., Tannehill, Dzh., Pletcher, R., *Vychislitel'naja gidromehanika i teploobmen* (Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer), Mir. M, Vol. 1, 2. 1990.
9. Menter, F. R., Kuntz, M., and Langtry, R., *Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model*, Turbulence, Heat and Mass Transfer 4, ed: K. Hanjalic, Y. Nagano, and M. Tummers, Begell House, Inc., 2003, pp. 625–632.
10. Mac-Cormack, R. W., “The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering,” *4th Aerodynamic Testing Conference*, AIAA Paper 1969-354, April 1969. <https://doi.org/10.2514/6.1969-354>
11. Zhmakin, A. I., Fursenko, A. A., “Ob odnoj monotonnoj raznostnoj sheme skvoznogo scheta,” *Zh. vychisl. matem. i matem. fiz.*, Vol. 20, No. 4, 1980, pp. 1021–1031.

Статья поступила в редакцию 5 августа 2021 г.