

*П.С. Батчиков, О.В. Бочарова, М.Г. Лебедев*

### **ТЕЧЕНИЕ В ОБЛАСТИ ХВОСТОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОГО И РАВНОМЕРНОГО СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ ГАЗА\***

#### **Введение**

Работа посвящена численному моделированию соударения двух сверхзвуковых потоков газа (равномерного и радиального) в хвостовой области их взаимодействия с использованием метода С.К. Годунова и реализацией на основе современного суперкомпьютерного комплекса. Данная задача может служить базовой моделью в приложениях различного типа. Отметим, прежде всего, технические приложения, связанные с торможением космических аппаратов, входящих в атмосферу Земли или других планет, при помощи встречных струй. В этом случае основные элементы образующейся структуры течения близки к рассматриваемым в данной работе. Вторая группа приложений относится к астрофизике (космической газовой динамике), где представляют интерес взаимодействия встречных потоков вещества в космическом пространстве. В обоих указанных случаях образующиеся течения могут иметь значительно более сложный характер, чем в рассматриваемой нами относительно простой модели. Так, встречные струи могут иметь гораздо более сложную структуру, чем радиальное течение, порожденное источником. Напротив, астрофизические течения (например, истечения из звезд) могут быть близки к радиальным, но в этом случае дело осложняется наличием различных физико-химических процессов, требующих привлечения дополнительных моделей для их описания. Можно, однако, ожидать, что основные характеристики указанных реальных течений сохраняются в рассматриваемой нами базовой модели. В связи с этим она заслуживает (помимо чисто теоретического интереса) внимательного изучения.

Первые теоретические исследования рассматриваемой задачи относятся к 70-м годам XX века [1–3]. В указанных работах решение задачи получено на основе различных приближенных теорий, таких как теория Ньютона или теория тонкого ударного слоя. Эти теории позволяют

---

\* Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований, проект № 08-01-00463

в лучшем случае приближенно локализовать область возмущенного течения при встречном взаимодействии двух сверхзвуковых потоков, но не могут дать верного описания структуры течения (собственно говоря, согласно этим теориям, толщина возмущенной области оказывается исчезающе малой, что, в действительности, далеко не так).

Первое численное решение задачи в точной постановке (в рамках невязких уравнений Эйлера) было получено в работе [4]. Для численного решения был применен известный разностный метод Бабенко–Русанова [5]. Наряду с численным параметрическим исследованием задачи в [4] были установлены некоторые асимптотические законы, справедливые в случае, когда обильность (интенсивность) источника неограниченно растет, получены переменные подобия, позволяющие упростить представление полученных результатов, и выведены некоторые приближенные решения. Заметим, что более общая задача о взаимодействии двух радиальных сферически-симметричных течений, порожденных сверхзвуковыми источниками, была решена численно в [6] также с использованием метода Бабенко–Русанова [5].

Работа [4] послужила основой для решения и исследования ряда задач об астрофизических течениях. Так в [7–9] была разработана и численно реализована модель взаимодействия солнечного ветра (представляющего собой радиальный расширяющийся поток протонов) с встречным потоком межзвездной среды, а в [10–13] была решена задача об обтекании солнечным ветром (который в этой задаче рассматривается как плоско-параллельный поток протонов) динамической ионосферы кометы (состоящей преимущественно из ионов водной группы). Заметим, что модель, рассмотренная в [6], также была использована для изучения взаимодействия встречных звездных ветров в системах тесных двойных звезд [14].

Следует, однако, иметь в виду, что все вышеупомянутые результаты, полученные как аналитическими [1–3], так и численными [4, 6] методами, были получены лишь для лобовой области взаимодействия (рис. 1).

На рис. 1 представлены внешняя ударная волна, в которой тормозится равномерный набегающий поток, внутренняя ударная волна, в которой тормозится поток газа, подаваемого источником, и контактная поверхность, разделяющая области течения двух газов, а также звуковые линии в двух ударных слоях. Численное решение задачи получено в сферической системе координат, полюс которой сдвинут на расстояние

$X_0 = 0.866$  вниз по потоку от источника (линейные размеры здесь и далее отнесены к величине  $R_s \sqrt{\Omega}$ , см. ниже).

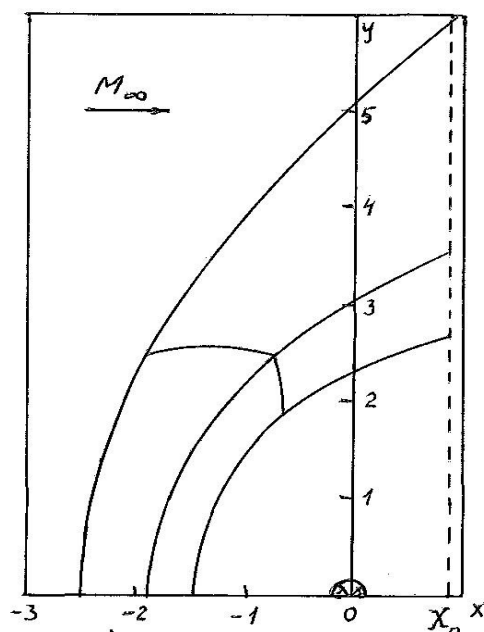


Рис. 1. Лобовая область взаимодействия сверхзвукового плоско-параллельного потока ( $M_\infty = 3$ ) и потока, создаваемого гиперзвуковым источником.

Попытка численно продолжить решение в область хвостового взаимодействия была предпринята в работе [15]. В этом случае указанная область, течение в которой сверхзвуковое, рассчитывалась на основе стационарных уравнений газовой динамики при помощи маршевого метода, основанного на разностной схеме [5]. В качестве начальных данных в сечении  $X = 0$  (или при некотором  $X = X_0$ , см. рис. 1, 2) бралось решение, полученное на первом этапе решения задачи, т.е. в области лобового взаимодействия

Такой подход позволил несколько «продвинуться» в область хвостового взаимодействия (см. [15]), но лишь до тех пор, пока одна из «системообразующих» ударных волн (см. ниже) не пересекала ось симметрии с образованием более сложной структуры течения, которая уже не могла быть численно реализована на основе подхода с выделением разрывов, примененного в [4]. В настоящей работе этот подход (известный также, как *shock-fitting technique*) используется для нахождения численного решения лишь в области лобового взаимодействия, обладающей простой ударно-волновой структурой. В то же время для определения течения в хвостовой области, где структура течения характеризуется наличием большого количества

взаимодействующих поверхностей разрыва, в данной работе использован подход сквозного счета (*shock-capturing technique*), базирующийся на методе С.К. Годунова [16].

Метод Годунова, основанный на решении задачи о распаде произвольного разрыва и разностной аппроксимации первого порядка, является надежным и хорошо проверенным инструментом для численного решения газодинамических задач, более полувека широко используемым как в нашей стране, так и за рубежом. Основным недостатком схемы первого порядка при использовании метода сквозного счета является ее относительно невысокая точность, вследствие чего необходимо увеличивать число ячеек сетки. Структура струйных течений, особенно нестационарных, весьма чувствительна к таким эффектам и во многом определяется взаимодействием разрывов, характерных для таких течений. Однако в связи с развитием вычислительной техники, особенно в области параллельной обработки данных, появляется возможность получить более детальную информацию о картине течения при использовании выбранного численного метода.

Излагаемые ниже результаты численного моделирования течения в хвостовой области взаимодействия плоско-параллельного и сферически-симметричного сверхзвуковых потоков были получены, главным образом, в дипломной работе П.С. Батчикова [17].

### **Постановка задачи.**

Физическая постановка задачи изображена на рис. 2. Объект, обозначенный буквой  $S$ , представляет собой источник, из которого истекает радиальный сверхзвуковой поток. Данный поток сталкивается с поступательным сверхзвуковым потоком; при их соударении образуется структура течения, состоящая из двух ударных волн  $F$  и  $G$ , ограничивающих возмущенную область течения. Последняя, в свою очередь, состоит из двух ударных слоев, разделенных (в рамках модели невязкого газа) контактной поверхностью  $H$ . Точки  $A$  и  $C$  на оси симметрии представляют собой вершины ударных волн  $F$  и  $G$ , а  $B$  есть точка встречи двух потоков, в которой скорость равна нулю и из которой исходит контактная поверхность  $H$ . Невозмущенное течение газа слева от ударной волны  $F$  является плоско-параллельным и определяется значениями скорости  $V_x = V_\infty$ , плотности  $\rho_\infty$  и давления  $p_\infty$  на бесконечности. Невозмущенное течение газа справа от ударной волны  $G$  представляет собой сферически-симметричное течение от источника. Зависимость параметров течения от радиального расстояния определяется решением некоторого трансцендентного уравнения, приведенного, например, в [18]. Эти формулы существенно упрощаются в предельном случае, который будет рассмотрен ниже.

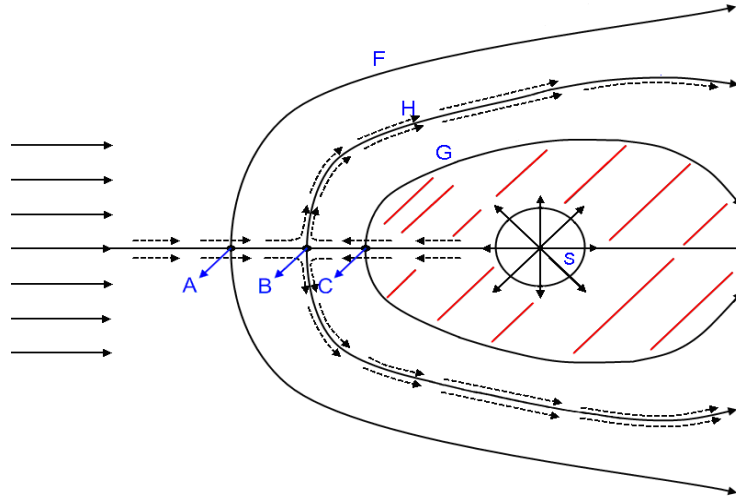


Рис. 2. Общая схема взаимодействия сверхзвуковых поступательного и радиального потоков.

В рамках невязкой постановки задачи возмущенное течение газа внутри слоя  $F-H-G$  определяется решением уравнений Эйлера для сжимаемого газа, которые имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho V) &= 0, \\ \frac{\partial V}{\partial t} + (V \operatorname{grad} V) &= -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) + V \operatorname{grad} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

с соответствующими граничными и начальными условиями. Здесь  $V$  – вектор скорости,  $p$  – давление,  $\rho$  – плотность и  $\gamma = \text{const}$  – показатель адиабаты.

Как показано в [4], в безразмерных переменных искомое течение полностью определяется следующей системой определяющих параметров:

$$M_\infty, \quad \gamma_\infty, \quad \Omega = \frac{\rho_s V_s^2}{\rho_\infty V_\infty^2}, \quad \chi = \frac{(T_0)_s}{(T_0)_\infty}, \quad \gamma_s. \quad (1.2)$$

Здесь  $M_\infty$  – число Маха набегающего равномерного потока,  $\gamma_\infty$  и  $\gamma_s$  – показатели адиабаты газов в равномерном и радиальном потоках,  $\rho_s$  и  $V_s$  – плотность и скорость газа на поверхности источника  $S$  (рис. 2),  $(T_0)_s$  – температура торможения газа, подаваемого источником, и  $(T_0)_\infty$  – температура торможения газа в равномерном потоке.

В дальнейшем, в качестве масштабов скорости, плотности, давления и длины выберем величины  $V_\infty$ ,  $\rho_\infty$ ,  $\rho_\infty V_\infty^2$  и  $R_s \sqrt{\Omega}$ , где  $R_s$  – радиус источника. Тогда в равномерном набегающем потоке имеем  $u = 1$ ,  $\rho = 1$ ,  $p = 1/(\gamma M_\infty^2)$ . Как показано в [4, 15], при выборе величины  $R_s \sqrt{\Omega}$  в качестве масштаба длины имеет место асимптотическое подобие течений в пределе  $\Omega \rightarrow \infty$ , т.е. когда интенсивность источника неограниченно возрастает. В дальнейшем ограничимся рассмотрением предельного случая  $\Omega = \infty$ ; в этом случае течение от источника гиперзвуковое и определяется простыми формулами (будем предполагать, что показатели адиабаты двух газов одинаковы,  $\gamma_\infty = \gamma_s = \gamma$ ):

$$V_s = C_1 = const, \quad \rho_s = \frac{C_2}{R^2}, \quad p_s = 0, \quad (1.3)$$

где  $R$  – радиальное расстояние от источника. Константы  $C_1$  и  $C_2$  определяются из условий обезразмеривания следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{V_s}{V_\infty} = const &= \frac{V_s}{a_{s*}} \frac{a_{s*}}{a_{s0}} \frac{a_{s0}}{a_{\infty 0}} \frac{a_{\infty 0}}{V_\infty} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} \sqrt{\chi} \sqrt{\frac{\gamma-1}{2} + \frac{1}{M_\infty^2}} = \\ &= \sqrt{\chi} \sqrt{1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_\infty^2}}, \\ \frac{\rho_s}{\rho_\infty} &= \frac{\rho_s}{\rho_{s*}} \frac{\rho_{s*}}{\rho_\infty} = \frac{a_{s*}}{V_s} \frac{R_{s*}^2}{R^2} \Omega \frac{V_\infty^2}{a_{s*}^2} = \left( \frac{R_{s*} \sqrt{\Omega}}{R} \right)^2 \frac{a_{s*}}{V_s} \frac{V_\infty^2}{a_{s*}^2} = \\ &= \left( \frac{R_{s*} \sqrt{\Omega}}{R} \right)^2 \frac{a_{s*}}{V_s} \frac{V_\infty^2}{a_{\infty 0}^2} \frac{a_{\infty 0}^2}{a_{s0}^2} \frac{a_{s0}^2}{a_{s*}^2} = q \left( \frac{R_{s*} \sqrt{\Omega}}{R} \right)^2, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где

$$\begin{aligned} q &= \frac{a_{s*}}{V_s} \frac{V_\infty^2}{a_{\infty 0}^2} \frac{a_{\infty 0}^2}{a_{s0}^2} \frac{a_{s0}^2}{a_{s*}^2} = \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \frac{1}{\frac{\gamma-1}{2} + \frac{1}{M_\infty^2}} \chi \frac{\gamma+1}{2} = \\ &= \chi \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{1}{1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_\infty^2}} = \chi \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \frac{1}{1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_\infty^2}}. \end{aligned}$$

В вышеприведенных формулах  $a_0$  – скорость звука адиабатически заторможенного потока, а  $a_*$  – критическая скорость звука (соответствующая  $M = 1$ ); индексы  $S$  и  $\infty$  относятся к источнику и равномерному набегающему потоку. Выражения (1.4) получены на основе определения параметров  $\Omega$  и  $\chi$  (1.2) и интеграла Бернулли.

Заметим, что, как показано в [4, 15], стационарное течение в задаче о взаимодействии радиального и равномерного потоков фактически не зависит от температурного параметра  $\chi$  (1.2). Имеется в виду, что ударно-волновая структура течения (т.е. положение  $F$ ,  $H$ ,  $G$  на рис. 1) не зависит от  $\chi$ , и также от  $\chi$  не зависят поле течения в области  $F - H$  и поле давления во всей возмущенной области. Что касается полей скорости и плотности в области  $H - G$ , соответствующих различным значениям  $\chi$ , то они могут быть получены одни из других кратным пересчетом, т.е. умножением на постоянные (не зависящие от пространственных координат) множители.

При этом случай  $\chi = 1$  соответствует вырожденной контактной поверхности, на которой скорость и плотность не терпят разрыва (разрыв имеют лишь их производные). Поэтому все дальнейшие расчеты проведены при  $\chi = 1$ .

Как отмечено во Введении, лобовая область взаимодействия (до плоскости, проходящей через источник  $S$  (рис. 2) и перпендикулярной оси симметрии, либо до плоскости, сдвинутой относительно  $S$  вправо на некоторое расстояние  $X_0$ ) рассчитывалась методом Бабенко-Русанова [5] на основе уравнений (1.1) с граничными условиями Рэнкина-Гюгонио на ударных волнах  $F$  и  $G$  и условиями непротекания и равенства давлений на контактной поверхности  $H$ . Расчеты проводились в сферической системе координат с центром в точке  $S$  (либо в точке  $S'$ , сдвинутой на расстояние  $X_0$ ) в области  $0 \leq \theta \leq \pi/2$ , где  $\theta$  – полярный угол. Именно эти результаты отражены в работе [4].

В настоящей работе ставится задача расчета течения в хвостовой области взаимодействия (правее  $X_0$ , см. рис. 2) с использованием метода сквозного счета, т.е. без выделения газодинамических разрывов в явном виде. Систему уравнений Эйлера, описывающую осесимметричное течение невязкого газа, можно представить в следующей дивергентной форме:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial y} + H(\sigma, y) = 0,$$

$$\sigma = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad a = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{bmatrix}, \quad b = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (e + p)v \end{bmatrix}, \quad H = \frac{\vartheta}{y} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e + p)v \end{bmatrix},$$

где  $e = \rho(\varepsilon + \frac{u^2 + v^2}{2})$  – полная энергия единицы объема, а  $\varepsilon = \varepsilon(p, \rho)$  – внутренняя энергия единицы массы, имеющая вид  $\varepsilon = \frac{p}{(\gamma-1)\rho}$  в случае совершенного газа. Здесь искомые величины:  $u, v$  – продольная и поперечная компоненты вектора скорости,  $p$  – давление и  $\rho$  – плотность. При переходе к безразмерным переменным ( $[u] = u_\infty, [\rho] = \rho_\infty, [p] = \rho_\infty u_\infty^2, [L] = R_s, [t] = \frac{R_s}{u_\infty}$ ) эта система не меняет свой вид. Расчетная область изображена на рис. 3.

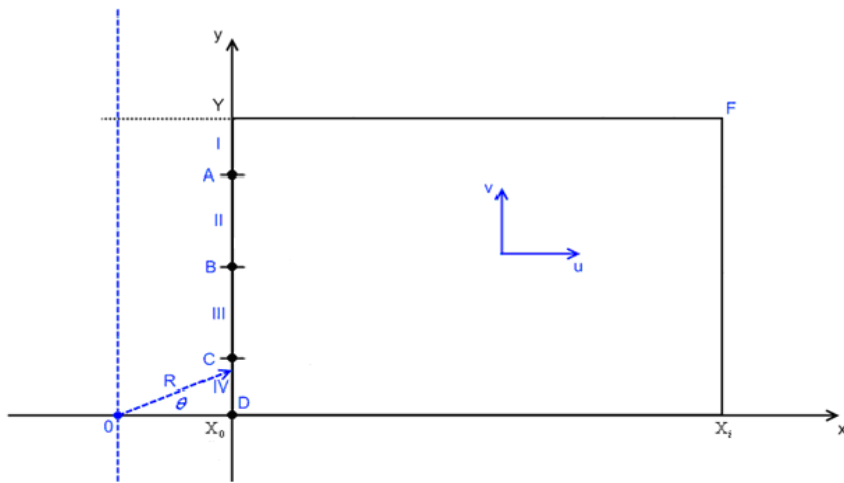


Рис. 3. К постановке задачи о течении в хвостовой области взаимодействия сверхзвуковых поступательного и радиального потоков.

На левой границе расчетной области  $DY$  все параметры течения считаются известными. Более того, предполагается, что течение на  $DY$  сверхзвуковое, так что возмущения из расчетной области не могут проникнуть левее  $DY$ , что обуславливает корректность излагаемой постановки задачи. Сама граница  $DY$  может быть разделена на четыре части. Область I представляет собой отрезок  $AY$  по оси  $y$ , через который проходит невозмущенный плоско-параллельный поток, задаваемый параметрами  $\rho = 1, p = 1/(\gamma M_\infty^2), u = 1, v = 0$ . Область  $AC$  разделена на две части II и III; распределения газодинамических параметров на этом отрезке соответствуют численному решению задачи о лобовой области взаимодействия радиального и равномерного потоков, решенной в [4] (см. Введение). Наконец, на отрезке  $CD$  (область IV) распределения газодинамических параметров соответствуют гиперзвуковому течению от источника



$$u = A \cos \theta, \quad v = A \sin \theta, \quad p = 0, \quad \rho = \frac{B}{R^2},$$

где

$$R = \sqrt{X_0^2 + Y^2}, \quad \sin \theta = \frac{Y}{R}, \quad \cos \theta = \frac{X_0}{R}.$$

В рассматриваемом случае  $\Omega = \infty$ ,  $\chi = 1$  в соответствии с формулами, приведенными во Введении, константы  $A$  и  $B$  имеют следующие численные значения:  $A = 1.247$  и  $B = 1.567$ .

На оси симметрии ставились обычные условия симметрии. На верхней и правой границах расчетной области ставились так называемые «мягкие» граничные условия вида  $\frac{\partial f}{\partial n} = 0$ , где  $f$  – все искомые газодинамические величины,  $n$  – нормаль к границе, т.е.  $n = x$  на  $YF$  и  $n = y$  на  $X_f F$ .

Расчетная область была выбрана следующим образом:  $X_0 = 0.866$ ,  $Y = 10$ ,  $X_f = 15.866$ . Счет велся на равномерной сетке  $1150 \times 750$  со сторонами ячеек  $\Delta x = 0.013$ ,  $\Delta y = 0.013$ .

В качестве начальных данных при решении задачи методом установления брались граничные условия на левой границе расчетной области  $X_0 Y$ , перенесенные на всю расчетную область вдоль линий, параллельных оси симметрии. Считалось, что установление наступает, когда газодинамические параметры перестают меняться во всем поле течения. Установление в процессе расчетов, действительно, достигалось и процесс установления заканчивался к моменту безразмерного времени  $t \approx 100$ . Это требовало примерно 60 часов машинного времени при использовании однопроцессорной системы, приблизительно 20 часов для расчета при полной загрузке четырехядерного процессора и 13 часов при расчете задачи на суперкомпьютерном комплексе IBM «Регатта» (приведенные данные относятся к случаю  $X_f = 15.866$ ; при расширении расчетной области до  $X_f = 45.866$  и  $Y = 15$  при сохранении значений шагов по пространству необходимое расчетное время, естественно, многократно возрастало).

## Результаты расчетов

Ниже приводятся результаты расчетов течения, возникающего при встречном взаимодействии сферически-симметричного и равномерного

потоков при  $M_\infty = 3$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $\Omega = \infty$ ,  $\chi = 1$ . Картина течения в лобовой области взаимодействия (ударные волны, контактная поверхность, звуковые линии) изображена на рис. 1. Как отмечалось во Введении, в этом случае численное решение получено методом Бабенко—Русанова [5] с выделением поверхностей разрыва в явном виде. Расчет проводился в сферической системе координат с центром, сдвинутым от источника на расстояние  $X_0 = 0.866$ , что обеспечивало выполнение условий  $\theta$ -гиперболичности ( $x$ -гиперболичности) на линии  $\theta = \pi/2$  ( $x = X_0$ ). Выполнение этого условия, заключающегося в том, что  $\theta(x)$ -компонента скорости должна превышать скорость звука, необходимо для корректности постановки задачи о лобовом взаимодействии и задания граничных условий в задаче о хвостовом взаимодействии.

Остановимся на некоторых особенностях картины течения в хвостовой области по результатам настоящих расчетов. На рис. 4–7 изображены изолинии давления, плотности, продольной составляющей скорости и вертикальной составляющей скорости в области  $x' = x - X_0 \geq 0$ .

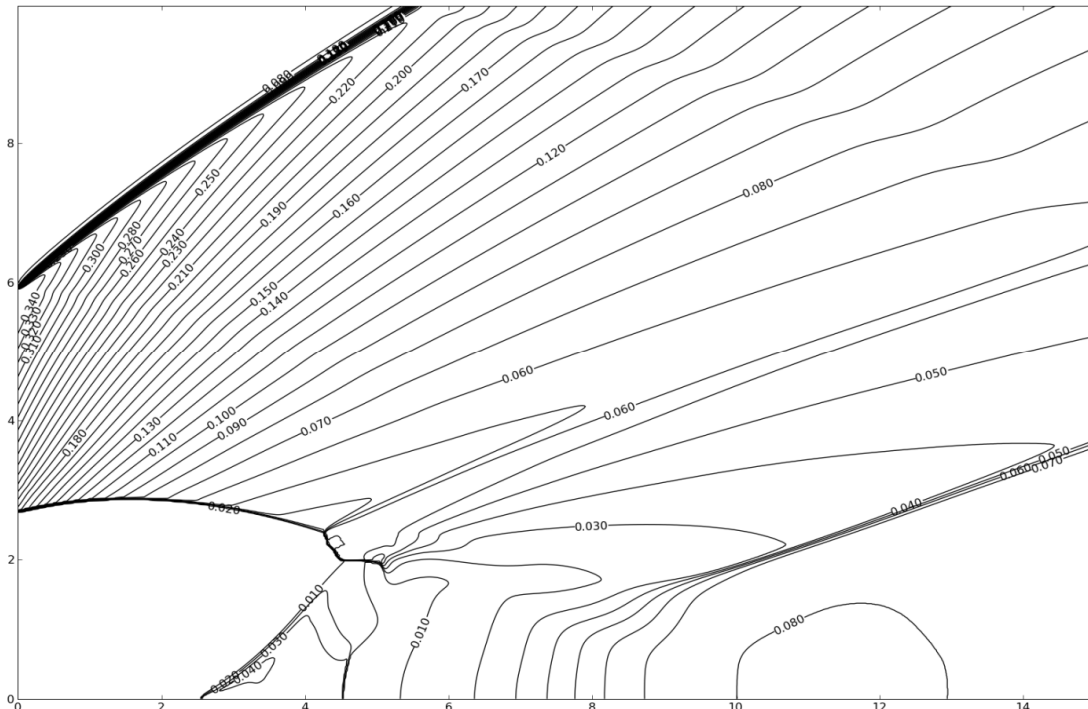


Рис. 4. Изолинии давления в хвостовой области.

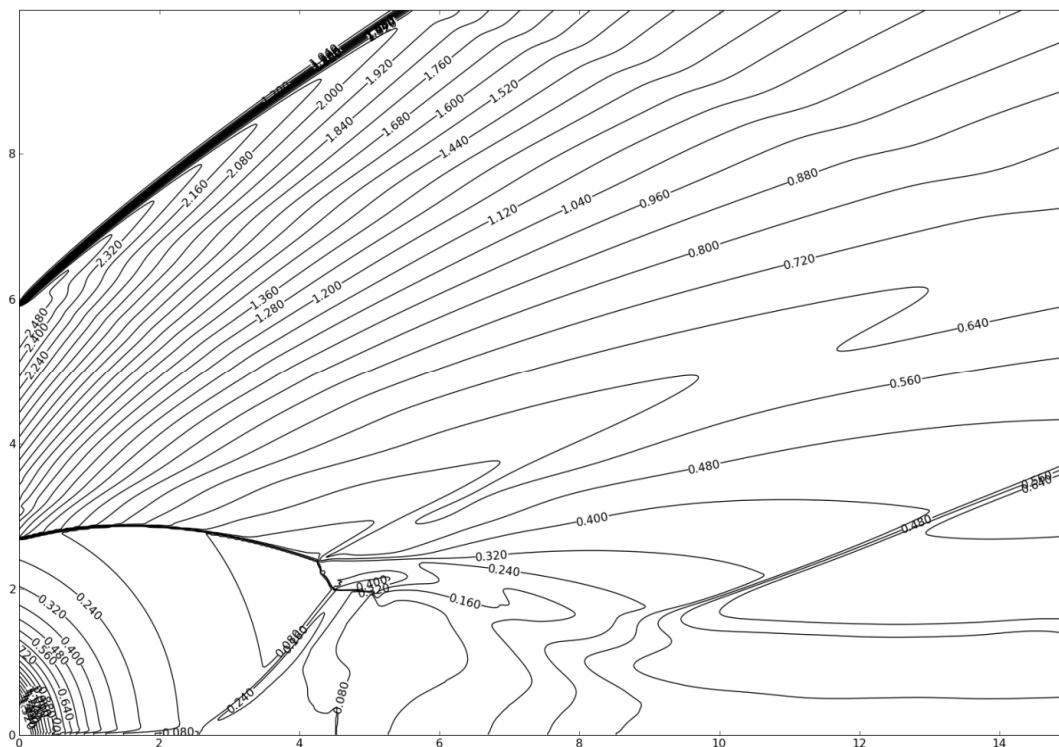


Рис. 5. Изолинии плотности в хвостовой области.

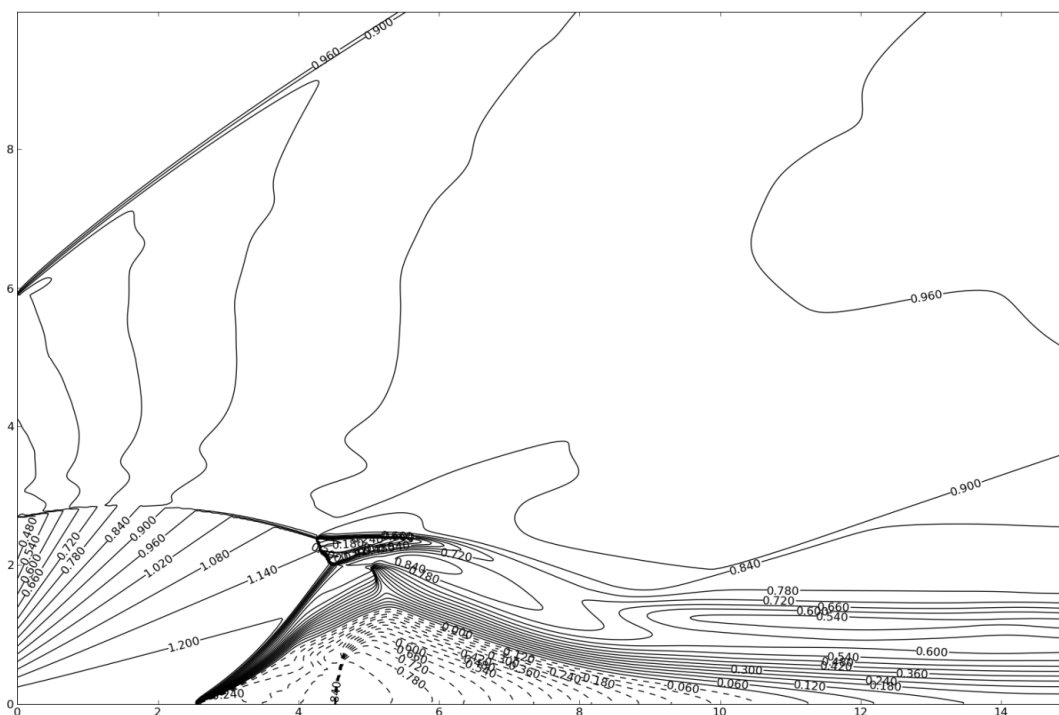


Рис. 6. Изолинии продольной компоненты скорости в хвостовой области.

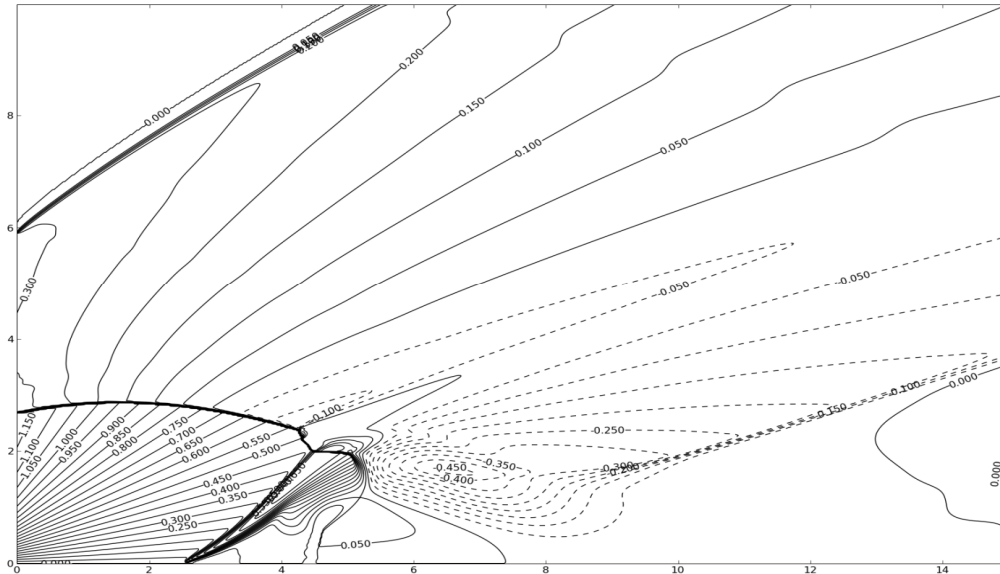


Рис. 7. Изолинии вертикальной компоненты скорости в хвостовой области.

Наконец, на рис. 8 на фоне поля абсолютной величины скорости построены линии тока течения.

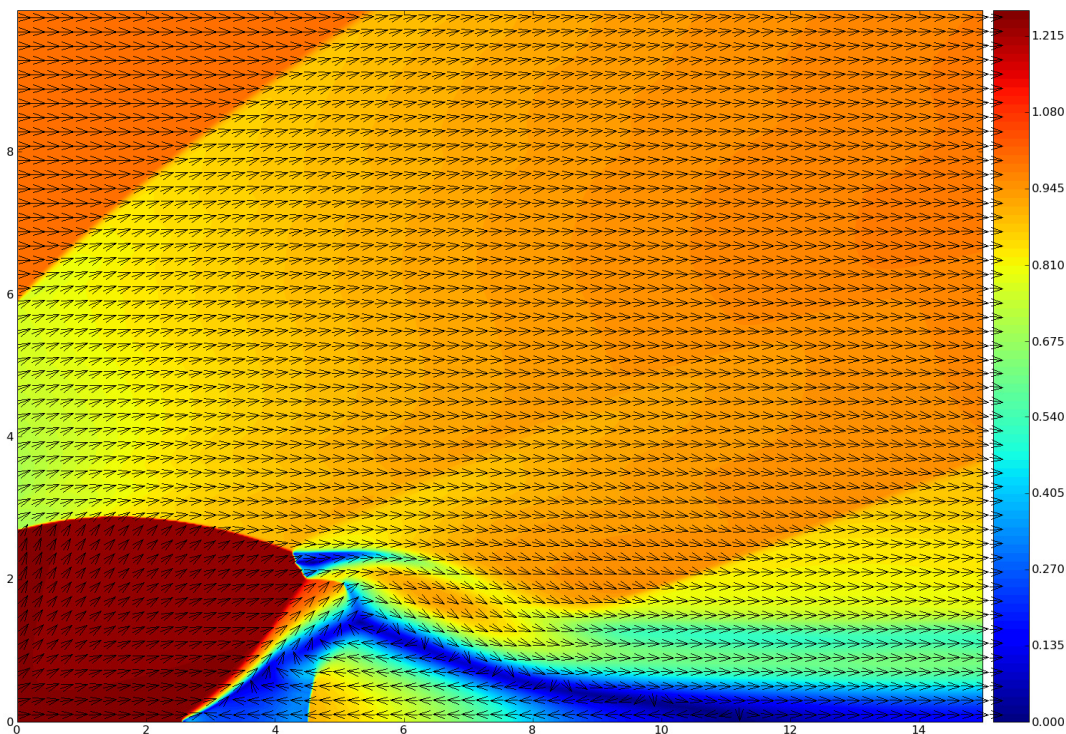


Рис. 8. Линии тока в хвостовой области.

Заметим прежде всего, что качественные картины течения, соответствующие построенным полям всех газодинамических параметров, полностью совпадают, лишь дополняя друг друга.

По приведенным на рис. 1 и 4-8 результатам расчетов можно построить схематическую картину течения в лобовой и хвостовой областях (рис. 9).

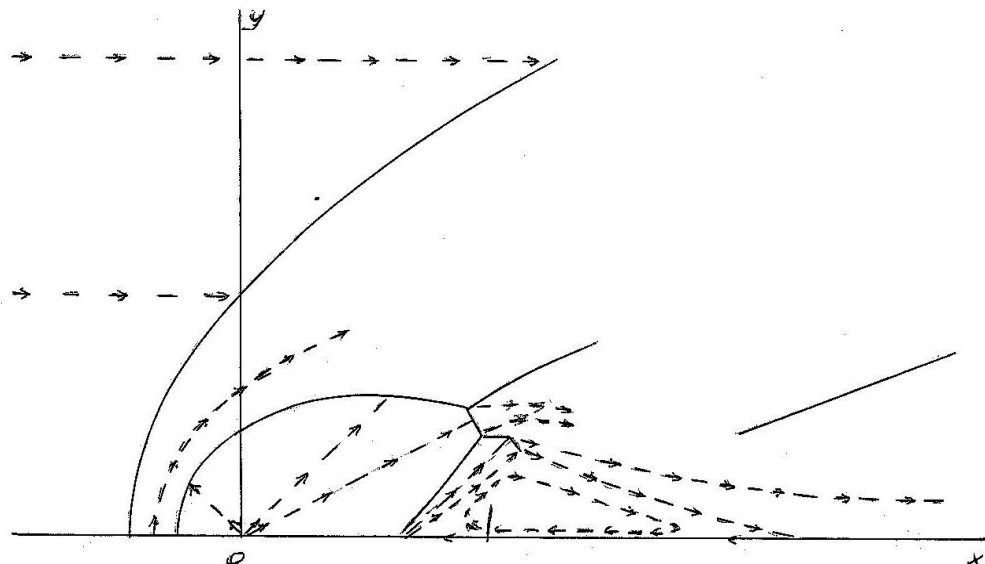


Рис. 9. Общая схема течения при обтекании гиперзвукового источника сверхзвуковым плоско-параллельным потоком газа (сплошные линии – ударные волны, пунктир – линии тока, включая линии тангенциального разрыва).

Отметим наличие внешней ударной волны, через которую проходит газ равномерного набегающего потока (в верхнем левом углу графиков). Картина течения в этой области не обладает никакими заметными особенностями. Газ, проходящий через эту ударную волну, замедляется и отклоняется в сторону от оси симметрии. При этом интенсивность внешней ударной волны быстро ослабевает, и отклонение газа при прохождении через эту волну уменьшается, так что в окрестности верхней границы расчетной области  $Y \approx 10$  линии тока почти параллельны оси симметрии (рис. 8).

Внутренняя ударная волна обладает значительно более сложной структурой. Верхняя ее часть представляет собой гладкую кривую, максимально удаленную от оси симметрии при  $x' \approx 2$ . В этой части положение ударной волны совпадает с положением, рассчитанным в [6] при помощи маршевого метода на основе стационарных уравнений

газовой динамики. Особый интерес представляет характер течения в приосевой области.

В существующих расчетных и экспериментальных исследованиях течений с отражением ударной волны от оси симметрии (например, при истечении сверхзвуковых струй) такое отражение обычно происходит либо регулярным образом, либо с образованием диска Маха (почти плоской ударной волны, перпендикулярной оси симметрии).

В нашем же случае в окрестности оси симметрии образуется протяженная область вихревого течения в виде криволинейного треугольника (рис. 8, 9). Верхняя граница этой области (линия тока) максимально удалена от оси симметрии при  $x' \approx 4.5$  на расстояние  $y \approx 1.5$  от оси симметрии. Указанная линия тока приходит на ось симметрии при  $x' \approx 11.2$ , где скорость обращается в ноль и имеет место растекание газа в обе стороны. Правее указанной точки газ течет вместе со всем потоком прочь от источника, постепенно набирая скорость. Слева от данной точки имеет место противоток (течение в сторону источника, см. рис. 8), причем скорость достигает сверхзвуковых значений и тормозится в почти плоской ударной волне с вершиной на оси симметрии при  $x' \approx 4.5$ .

Этот поток соударяется с потоком газа, прошедшим через нижнюю ветвь внутренней ударной волны, с образованием ударной волны, близкой по форме к конической; ее вершина находится при  $x' \approx 2.4$ . Почти конический ударный слой перед обтекаемой областью противотока весьма тонок, а течение в этом слое оказывается сверхзвуковым.

Таким образом, в рассматриваемом случае внутренняя ударная волна, через которую проходит газ источника, распадается на две ветви, интерференция между которыми происходит с образованием мостообразного скачка уплотнения малой протяженности. Из точек пересечения этого скачка с верхней и нижней ветвями внутренней ударной волны, в свою очередь, исходят две ударные волны и две линии тангенциального разрыва (так называемые тройные конфигурации).

На рис. 10 построено распределение скорости по оси симметрии, подтверждающее наличие указанных выше особенностей течения (циркуляционной зоны при  $2.6 \leq x' \leq 11.2$ , скачка уплотнения перед нею при  $x' \approx 2.6$  и скачка уплотнения внутри зоны при  $x' \approx 4.5$ ).

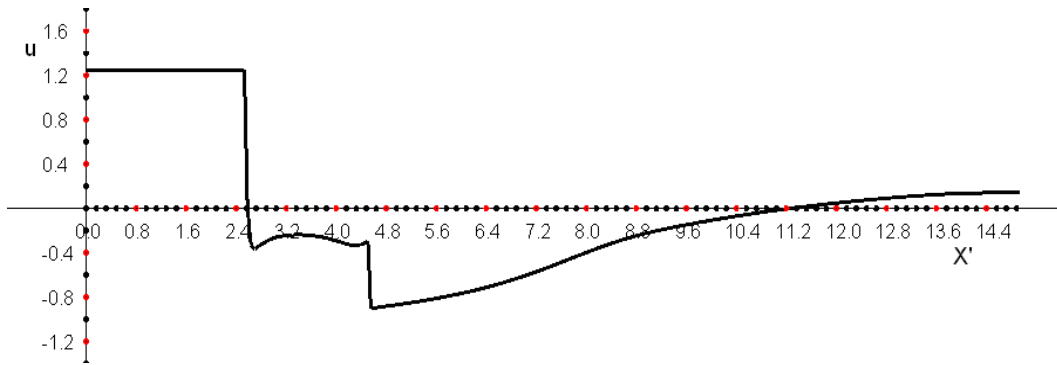


Рис. 10. Распределение скорости по оси симметрии.

Вниз по потоку от циркуляционной зоны образуется плоско-параллельное изобарическое течение, имеющее, однако, дефицит скорости у оси симметрии, где течение дозвуковое. Границей зоны дефицита скорости является линия тока, «стекающая» с циркуляционной зоны и проходящая через точку излома ударной волны – нижней из двух волн, исходящих из тройных точек.

Продление области расчета до  $X_f = 45.86$  (одновременно с увеличением ее поперечного размера до  $Y = 15$ ) никак не повлияло ни на качественные, ни на количественные характеристики рассчитанного течения. Для примера на рис. 11 приведены поперечные распределения продольной составляющей скорости  $u$  и давления  $p$  в сечении  $x' \approx 40$ , которые иллюстрируют отмеченные выше особенности течения в этой области – течение ориентировано в осевом направлении (вертикальная компонента скорости  $v$  здесь практически равна нулю), давление постоянно и равно давлению в равномерном набегающем потоке, а продольная компонента скорости имеет минимум у оси, тогда как в основной зоне течения она практически постоянна и равна скорости в равномерном набегающем потоке.

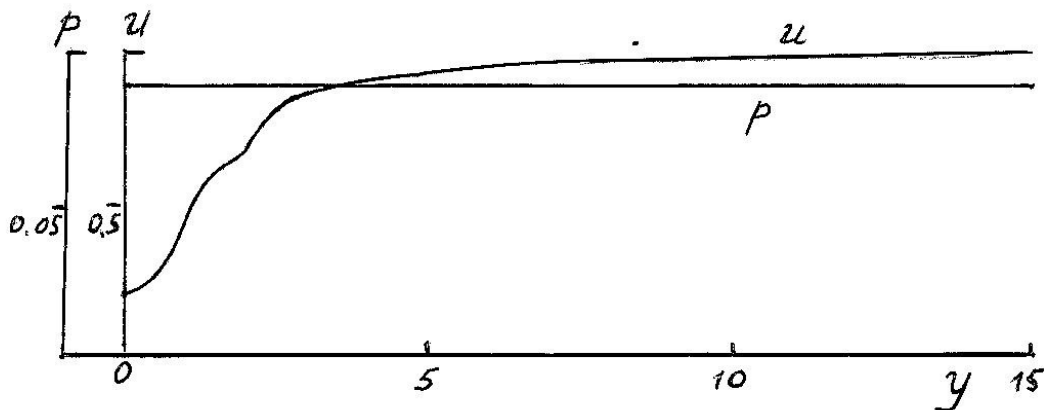


Рис. 11. Распределение продольной составляющей скорости и давления в сечении  $x = 39$ .

## Локальные зоны противотока в сверхзвуковых ориентированных течениях

Одной из наиболее интересных и неожиданных особенностей течения в хвостовой области взаимодействия двух потоков, полученных в нашем численном моделировании, является образование приосевой зоны возвратного течения. Следует, однако, заметить, что в последнее десятилетие подобные противотоки были обнаружены во многих течениях, преимущественно струйных, методами как физического, так и вычислительного эксперимента. По-видимому, первое упоминание о возможности такого явления содержится в работе [19], где экспериментально обнаружено образование приосевых циркуляционных зон в звуковой недорасширенной струе при наличии тонкой низконапорной струйки, направленной по оси симметрии основной струи. Именно эта струйка создавала возмущение, которое приводило к указанному эффекту; следует, однако, заметить, что механизм его образования до сих пор остается невыясненным.

Эффект, обнаруженный в [19], был подтвержден в работах [20, 21], где было обнаружено, что циркуляционные зоны на оси сверхзвуковой струи могут образовываться при введении в струю по ее оси не только низконапорной струйки, как в [19], но и тонкого цилиндрического тела. В [20, 21] экспериментальные результаты подтверждены результатами численного моделирования в рамках уравнений Рейнольдса, замкнутых  $k-\varepsilon$  моделью турбулентности. Интересным результатом, полученным в [20, 21], представляется то, что эффект образования циркуляционных зон противотока имеет гистерезисную природу.

Если в работах [19—21] для создания зоны противотока в струе требовалось введение в нее дополнительных возмущений, то в [22, 23] такие зоны были обнаружены в невозмущенных сверхзвуковых нерасчетных струях, как недорасширенных, так и перерасширенных, при численном моделировании в рамках уравнений Эйлера. Установлен обширный диапазон определяющих параметров струи (число Маха и нерасчетность), в котором имеет место рассматриваемый феномен. Авторы [22, 23] сообщают, что ими проведены комплексные исследования на вычислительных областях различных размеров, с различными сетками и с разными комбинациями начальных и граничных условий, что, по их мнению, исключает возможное влияние вычислительных факторов. В проведенных нами расчетах струйных



течений с использованием метода Годунова [16] зоны противотока также были в отдельных случаях обнаружены [24].

Наконец, в настоящей работе также обнаружено образование интенсивной циркуляционной зоны в области хвостового взаимодействия радиального и плоско-параллельного потоков, где картина течения сходна с картиной течения в сверхзвуковых нерасчетных струях [19—24]. На основании представленных результатов можно предположить, что во всех вышеуказанных работах обнаружен новый класс течений с неожиданными свойствами. Разумеется, для подтверждения его существования необходимо проведение дальнейших тщательных исследований, в первую очередь, экспериментальных; механизм же данного явления требует теоретического исследования.

В заключение, вернемся к высказанному во Введении утверждению о том, что рассмотренная в данной работе задача является базовой моделью для многих астрофизических явлений. Наиболее близким к нам явлением подобного рода является взаимодействие солнечного ветра с потоком межзвездной среды. Однако, в этом случае картина течения заметно отличается от чисто газодинамической картины течения, рассмотренной выше, вследствие влияния физико-химических процессов, в первую очередь, резонансной перезарядки нейтральных и заряженных атомов водорода. Как показано в работах [25, 26] на основании численного моделирования, данный процесс приводит к существенному сглаживанию картины течения, вследствие чего сложная структура, обнаруженная в данной работе, не возникает. Можно, однако, предположить, что бесконечное многообразие условий в космическом пространстве может привести к образованию доступной наблюдению структуры с противотоками в окрестности того или иного астрофизического объекта.

## Литература

1. Васильков А.П., Мурзинов И.Н. Истечение газа из сильно недорасширенного сопла навстречу гиперзвуковому потоку // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1973. № 3. С. 102—107.
2. Agnone A.M. Slipstream formed by a supersonic source in hypersonic stream // AIAA J. 1971. V. 9. N 7. P. 1419—1421.

3. Баранов В.Б., Краснобаев К.В., Куликовский А.Г. Модель взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой // ДАН СССР. 1970. Т. 194. № 1. С. 41—44.
4. Лебедев М.Г., Сандомирская И.Д. Встречное взаимодействие сверхзвуковых невязких потоков газа // Вычислительные методы и программирование. Вып. 34. М.: Изд-во МГУ, 1981. С. 70—81.
5. Бабенко К.И., Русанов В.В. Разностные методы решения пространственных задач газовой динамики // Труды II Всесоюзного съезда по механике. Обзорные доклады. Вып. 2. М.: Наука, 1965. С. 247—262.
6. Лебедев М.Г., Мясников А.В. Взаимодействие двух сверхзвуковых радиальных потоков газа // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1990. № 4. С. 159—165.
7. Baranov V.B., Lebedev M.G., Ruderman M.S. Structure of the region of solar wind – interstellar medium interaction and its influence on H atoms penetrating the solar wind // *Astrophys. Space Sci.* 1979. V. 66. N 2. P. 441—451.
8. Баранов В.Б., Ермаков М.К., Лебедев М.Г. Некоторые результаты расчета трехкомпонентной модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой // Письма Астрон. ж. 1981. Т. 7. № 6. С. 372—377.
9. Baranov V.B., Lebedev M.G., Malama Yu. G. The influence of the interface between the heliosphere and the local interstellar medium on the penetration of the H atoms to the Solar system // *Astrophys. J.* 1991. V. 375. N 1. Pt. 1. P. 347—351.
10. Баранов В.Б., Лебедев М.Г. Самосогласованная газодинамическая модель обтекания ионосфер кометы солнечным ветром с учетом эффекта «нагружения» // Письма Астрон. ж. 1986. Т. 12. № 7. С. 551—556.
11. Baranov V.B., Lebedev M.G. Solar wind flow past a cometary ionosphere // *Astrophys. Space Sci.* 1988. V. 147. N 1. P. 69—90.
12. Baranov V.B., Lebedev M.G. The interaction between the solar wind and the comet P/Halley atmosphere: experimental data versus theoretical predictions // *Astron. Astrophys.* 1993. V. 273. P. 695—706.

13. Lebedev M.G. Comet Grigg-Skjellerup atmosphere interaction with the oncoming solar wind // *Astrophys. Space Sci.* V.274. N 1-2. P. 221—230. 2000.
14. Zhekov S.A., Myasnikov A.V. Colliding stellar winds: “Asymmetric thermal conduction” // *Astrophys. J.* 2000. V. 543. P. L53—L56.
15. Лебедев М.Г., Савинов К.Г. К расчету течений невязкого газа одним конечно-разностным методом // *Математические модели и методы.* М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 228—246.
16. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
17. Батчиков П.С. Моделирование соударения сверхзвуковых потоков газа с использованием суперкомпьютерного комплекса // *Сборник тезисов лучших дипломных работ факультета ВМК МГУ 2009 г.* М.: Макс Пресс, 2009. С. 20—21.
18. Зауэр Р. Введение в газовую динамику. М.: Гостехиздат., 1947. 228 с.
19. Глотов Г.Ф. Локальные дозвуковые зоны в сверхзвуковых струйных течениях // *Известия РАН. Механика жидкости и газа.* 1998. № 1. С. 143—150.
20. Соколов Е.И., Федосенко Н.Б. Вычислительное моделирование образования стационарных циркуляционных зон в недорасширенных сверхзвуковых струях, истекающих в затопленное пространство и спутный сверхзвуковой поток // *XIX Школа-семинар ЦАГИ «Аэродинамика летательных аппаратов».* Тезисы докладов. М.: Изд. ЦАГИ. 2008. С. 73.
21. Гурылева Н.В., Соколов Е.И., Федосенко Н.Б., Исследование стационарных циркуляционных зон в недорасширенных сверхзвуковых струях, истекающих в затопленное пространство и спутный сверхзвуковой поток // *Модели и методы аэродинамики. Материалы Восьмой международной школы-семинара.* Евпатория, 4—16 июня 2008 г. М.: МНЦМО. 2008. С. 45—46.
22. Горайнов В.А., Молчанов А.Ю. Нарращивание пространственной сетки в задачах термо-газодинамики при фиксированных вычислительных ресурсах // *Мат. моделирование.* 2001. Т. 13. № 8. С. 3—8.

23. Горяйнов В.А., О возможности реверса течения в свободных сверхзвуковых струях // Мат. моделирование. 2003. Т. 15. № 7. С. 86—92.
24. Бочарова О.В. Моделирование истечения сверхзвуковой струи и ее взаимодействие с преградой // Факультет ВМК МГУ. Дипломная работа. 2006.
25. Baranov V.B., Malama Yu.G. Model of the solar wind interaction with the local interstellar medium: numerical solution of self-consistent problem // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. N A9. P. 15,157—15,163.
26. Измоденов В.В., Алексашов Д.Б. Модель хвостовой области гелиосферного интерфейса // Письма Астрон. ж. 2003. Т. 29. № 1. С. 69—75.