

УДК 533.69.011:533.6.011.72

## **Взаимодействие ударных волн со струйным следом при инъекции газов в сверхзвуковой поток**

**В.Н. Зудов, П.К. Третьяков**

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

E-mail: [zudov@itam.nsc.ru](mailto:zudov@itam.nsc.ru), [paveltr@itam.nsc.ru](mailto:paveltr@itam.nsc.ru)

Приведены результаты экспериментального исследования области взаимодействия плоского скачка уплотнения, возникающего при обтекании клина, со струйным следом, который формируется при спутной инъекции газов ( $H_2$ , воздух, Ar). Отмечаются три режима взаимодействия в зависимости от параметров газовой струи: сильное, когда скорость в следе дозвуковая; умеренное, с формированием в окрестности скачка уплотнения дозвуковой области течения, ограниченной скачком, близким к конической форме, и нейтральное. С использованием трехмерных нестационарных уравнений Эйлера численно рассмотрено взаимодействие осесимметричной струи с наклонной ударной волной. Полученные режимы взаимодействия находятся в согласии с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** ударная волна, дозвуковая струя, инъекция газов.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Взаимодействие ударных волн с различного типа локальными возмущениями потока вызывает интерес у исследователей в связи с обнаружением эффектов существенного изменения газодинамической структуры течения. Эти эффекты могут оказывать вредное воздействие на характеристики процесса, например, на эффективность сжатия потока в воздухозаборнике авиационного двигателя [1–3]. С другой стороны они могут быть использованы для управления процессами стабилизации пламени [4] и создания новых способов интенсификации смешения топлива с воздухом и организации горения [5]. Одним из интересных результатов взаимодействия сильных ударных волн с локальным возмущением является разрушение течения с появлением дозвуковой области, в которой возможно образование рециркуляционной зоны. Это явление наблюдалось в случаях интерференции вихревого шнура с фронтом сильного скачка уплотнения [1, 2, 6–9], при натекании низконапорной сверхзвуковой струи малого (по сравнению с областью течения) размера на прямой скачок уплотнения, возникающий на оси перерасширенной струи [5], и в условиях взаимодействия волн сжатия внешнего сверхзвукового потока с тепловым следом от горения водорода за стабилизатором пламени [4, 10, 11].

### **ЦЕЛИ ИССЛЕДОВАНИЙ**

Основной целью исследований было получение информации о газодинамической структуре взаимодействия ударных волн со струйным следом, который формировался при спутной инъекции во внешний сверхзвуковой воздушный поток

© Зудов В.Н., Третьяков П.К., 2010

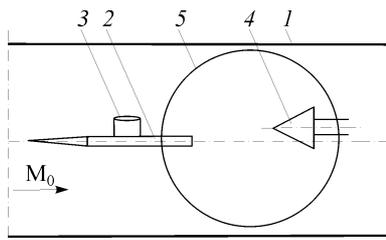


Рис. 1. Схема эксперимента в аэродинамической трубе.

1 — рабочая часть, 2 — трубка для инъекции газов, 3 — пилон, 4 — клин, 5 — окно, 6 — боковая стенка рабочей части (см. рис. 2).

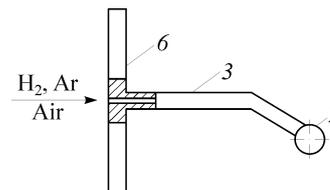


Рис. 2. Эксперимент: схема в поперечном сечении (обозначения на рис. 1).

газов, отличающихся молекулярным весом. Предполагалось, что изменение молекулярного веса (или плотности газа) может привести к появлению дополнительных эффектов.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Схема эксперимента приведена на рис. 1, 2. Все эксперименты проводились при скорости потока воздуха, соответствующей числу Маха  $M_\infty = 2,0$ , полному давлению  $P_0 = 0,25$  МПа и температуре торможения  $T_0 = 288$  К. В рабочую часть аэродинамической трубы сечением  $200 \times 200$  мм устанавливались устройства, формирующие ударные волны. Плоский клин с углом  $40^\circ$  фиксировался на державке, которая крепилась к координатному механизму, обеспечивавшему возможность перемещения клина вдоль оси рабочей части и в поперечном направлении. Газ ( $H_2$ , воздух, Ar) инжектировался из трубки наружным диаметром 3 мм и внутренним 2 мм. Трубка устанавливалась на тонком пилоне. Пилон крепился к боковой стенке рабочей части. В процессе опытов изменялось давление газа. Режим истечения зависел от давления газа. Скорость истечения менялась от дозвуковой до равной скорости звука. При повышении давления формировалась структура, соответствующая истечению звуковой недорасширенной струи. Для визуализации течения использовался метод Теплера. Картина течения регистрировалась со временем экспозиции  $2 \cdot 10^{-6}$  с.

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПЛОСКИМ СКАЧКОМ УПЛОТНЕНИЯ

На основе оптических наблюдений можно выделить три режима взаимодействия в зависимости от параметров струи: сильное, когда скорость в следе дозвуковая, умеренное, с формированием в окрестности скачка уплотнения дозвуковой области течения, ограниченной скачком, близким к конической форме, и нейтральное, когда давление в струе достаточно для преодоления перепада давлений на скачке. Реализация того или иного режима зависит от расстояния от места инъекции газа до скачка, давления в струе газа, молекулярного веса газа и, очевидно, от интенсивности скачка уплотнения. Первые два режима течения наиболее отчетливо наблюдаются при инъекции водорода. Рис. 3 иллюстрирует характерные стадии первого режима. Определяющим параметром является динамическое давление в струе. По дозвуковому следу повышенное давление за скачком передается вверх по струе, вызывая плавное расширение ее границ. При малых скоростях водорода основной причиной реализации такой структуры течения является пониженная плотность в струе. Параметры в струйном следе изменяются таким образом, чтобы полное давление за скачком сравнялось с полным давлением в следе. С увеличением

Рис. 3. Сильный режим взаимодействия.  
1 — клин, 2 — струйный след.

давления инжекции (от минимального значения, при котором формируется струя) расстояние от места инжекции до начала расширения границ струи уменьшается (в наших условиях проведения опытов до нуля (см. рис. 3)). Когда скорость истечения становится звуковой, начало расширения струи смещается вниз по потоку с одновременным более резким увеличением поперечного размера струи. Можно предполагать, что с увеличением интенсивности этого скачка, когда отношение давлений на скачке достигнет критического значения, возможно появление зоны отрыва. Переход ко второму режиму начинается при формировании от расширяющегося участка струи скачка уплотнения, близкого по форме к коническому (см. рис. 4). Необходимо отметить, что первый режим течения не наблюдался при инжекции воздуха и аргона, что можно объяснить высокой плотностью этих газов. Второй режим осуществлялся практически в самом начале истечения при давлениях инжекции более чем в 10 раз меньших по сравнению с водородной струей. Третий режим характеризуется вырождением структуры течения, приведенной на рис. 5, и реализуется при давлениях инжекции, соответствующих формированию бочкообразной структуры недорасширенной струи (см. рис. 5). Для водородной струи этот режим начинается при давлениях более чем в 5 раз больших по сравнению с воздухом и аргоном. Из анализа оптической визуализации течения можно сделать вывод, что режим взаимодействия оказывает влияние на поперечный размер струи за скачком уплотнения. Так, на первом и втором режимах происходит более интенсивное перемешивание инжектируемой струи с внешним потоком. Относительный поперечный размер струи уменьшается при переходе от первого режима к третьему.

Таким образом, в экспериментальных результатах обнаружено, что при взаимодействии струи с наклонной ударной волной могут реализоваться три режима

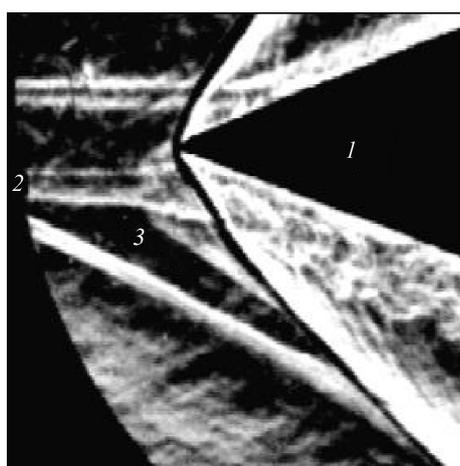
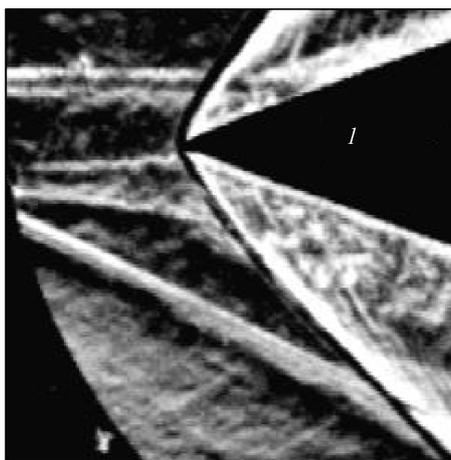


Рис. 4. Умеренный режим взаимодействия.  
1 — клин, 2 — струйный след, 3 — конический скачок уплотнения.

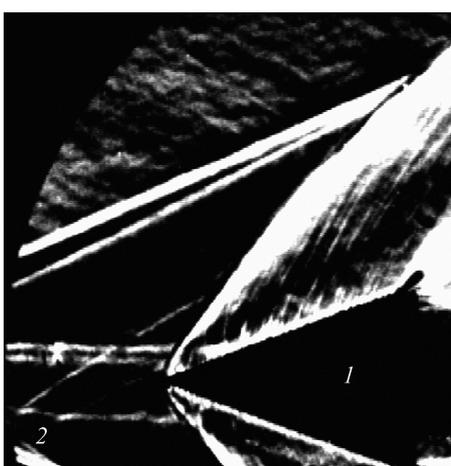


Рис. 5. Нейтральный режим взаимодействия.  
1 — клин, 2 — струйный след.

взаимодействия в зависимости от параметров струи: сильное, когда скорость в следе дозвуковая, умеренное, с формированием в окрестности скачка уплотнения дозвуковой области течения, ограниченной скачком близким к конической форме, и нейтральное, когда давление в струе достаточно для преодоления перепада давления на скачке. Основными факторами, определяющими реализацию того или иного типа взаимодействия, были следующие параметры: плотность газа истекающего из сопла, расстояние от места инжекции газа до скачка и, очевидно, от интенсивности скачка уплотнения. Для первого режима (дозвуковое истечение струи) характерно плавное расширение границ струи, когда повышенное давление за скачком передается вверх по дозвуковому следу струи. Когда скорость истечения становится звуковой, начало расширения струи смещается вниз по потоку с одновременным более резким увеличением поперечного размера струи.

#### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В этой части работы представлены результаты численного исследования локальных зон рециркуляционного течения, возникающих при взаимодействии плоского скачка уплотнения со струйным осесимметричным следом, который формируется при спутной инжекции газов низкой и высокой плотности. Моделировались течения легкого (водород) и тяжелого (аргон) газов. Моделирование проведено за счет изменения плотности инжектируемого газа. Все расчеты проводились при скорости потока воздуха, соответствующей числу Маха  $M_\infty = 2,0$ , полном давлении  $P_0 = 0,25$  МПа и температуре торможения  $T_0 = 288$  К. Скачок уплотнения генерировался с помощью клина, помещенного в поток, с углом полураствора  $20^\circ$ . Для упрощения постановки предполагалось, что клин находится вне вычислительной области. Скорость истечения из сопла осесимметричной струи в спутный, сверхзвуковой поток менялась от дозвуковой до скорости, немного превышающей скорость звука. Необходимо отметить, что полного соответствия по исходным данным в эксперименте и расчете не было (например, по степени нерасчетности струи). Это происходило из-за отсутствия информации о точных параметрах истечения газов в эксперименте. В расчетах предполагалось, что статическое давление и полная температура в осесимметричной струе и в спутном потоке равны. Была задана скорость истечения газа из осесимметричного сопла. Число Маха спутного потока равнялось 2, а число Маха на срезе осесимметричного сопла менялось от 0,3 до 1,01.

Для решения рассматриваемой задачи применен метод Годунова. Для определения численных потоков на гранях вычислительной ячейки использован метод работы [12]. Интегрирование по времени нестационарных уравнений Эйлера выполнено по явной третьего порядка TVD схеме Рунге–Кутты, предложенной в работе [13, 14].

В результате получилась второго порядка MUSCL TVD схема для решения нестационарных уравнений Эйлера, в которой интегрирование по пространственным переменным проведено по схеме 2 порядка точности, а интегрирование по времени проведено по схеме Рунге–Кутты третьего порядка точности.

#### ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Для реализации граничных условий использованы слои фиктивных ячеек, окружающих вычислительную область. Слева на входной границе задавались постоянные параметры равномерного сверхзвукового потока. Левая граница удалена от источника так, чтобы нестационарные возмущения от области взаимодей-

ствия не повлияли на параметры набегающего потока. Выходная (правая) граница расчета устанавливалась на таком расстоянии от области взаимодействия, чтобы можно было пренебречь продольными градиентами параметров течения. На входной и выходной границах области использовались также неотражающие (характеристические) граничные условия.

Задача решалась в области, имеющей форму параллелепипеда. Тестовые вычисления показали, что при вычислении взаимодействия струи с ударной волной необходимо использовать адаптивную к структуре потока сетку. В работе использовалась многоблочная вычислительная сетка. Она была адаптирована к структуре течения, которая была предварительно получена на крупной сетке. Поэтому были выделены блоки, в которых применялось экспоненциальное распределение узлов сетки. В результате такой процедуры сетка в области газодинамических особенностей становилась более мелкой. Все вычисления проводились на сетке  $140 \times 110 \times 110$  соответственно по  $X, Y, Z$ .

Вначале рассматривалась задача об истечении из осесимметричного сопла струи газа низкой плотности. Плотность спутного потока равнялась  $0,695 \text{ кг/м}^3$ , а плотность легкого газа (водород) на срезе сопла изменялась от  $0,0274$  до  $0,032 \text{ кг/м}^3$ . Таким образом мы имеем инжектируемую струю газа с низкой плотностью в потоке газа высокой плотности. Струя газа низкой плотности моделировала истечение легкого газа (водород).

#### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В численных расчетах рассматривался, в основном, режим течения с коническим скачком уплотнения, а также исследовался диапазон чисел Маха истечения осесимметричной струи  $M_j = 0,3, 0,5, 0,7, 0,9, 1,01$ . Для этих значений  $M_j$  изменение плотности на срезе осесимметричного сопла находилось в пределах  $0,055-0,065$ . Плотность спутного потока равнялась  $1,4$ . Во-первых, необходимо отметить, что для всех исследованных режимов, как для легкого, так и для плотного газа, уменьшение числа Маха  $M_j$  приводило к увеличению области влияния ударной волны на дозвуковую струю (рис. 6), т. е. возмущение все дальше уходило вверх по потоку осесимметричной струи от ударной волны. Первый режим, для которого характерно плавное расширение границ струи, получался в расчетах при  $M_j = 0,3$ . В этом случае вместо конического скачка наблюдалась область сжатия, в которой угол наклона изолиний числа Маха (или плотности) имеет малый наклон к оси струи. Течение в области сжатия было сверхзвуковым. Контактная поверхность между дозвуковым и сверхзвуковым течениями для  $M_j = 0,3, 0,5$  практически не меняет свою высоту. Однако для  $M_j = 0,7$  увеличение этой высоты уже явно видно (см. рис. 6, *a, c*). Необходимо также отметить еще одно общее для всех рассмотренных режимов свойство. Оно характерно тем, что как для дозвуковой струи, так и для сверхзвуковой струи  $M_j = 1,01$  в области взаимодействия струи и ударной волны было дозвуковое течение, которое на очень небольшом расстоянии вниз по течению от фронта ударной волны становилось сверхзвуковым (см. рис. 6, *a*). Этот результат не зависел от  $M_j$ . Поэтому повышенное давление за скачком передавалось вверх по дозвуковому следу струи. Переход ко второму режиму начинается при формировании от расширяющегося участка струи скачка уплотнения, близкого по форме к коническому. В области взаимодействия конического скачка с наклонной ударной волной образуется зона дозвукового возвратного течения (см. рис. 6, *a, c*). Эта зона служит генератором продольных вихрей. Наличие этих вихрей наблюдается в плоскости, перпендикулярной основному направлению течения (см. рис. 6, *b, d*). В этой плоскости мы наблюдаем два вихря, исходящие из области интерференции.

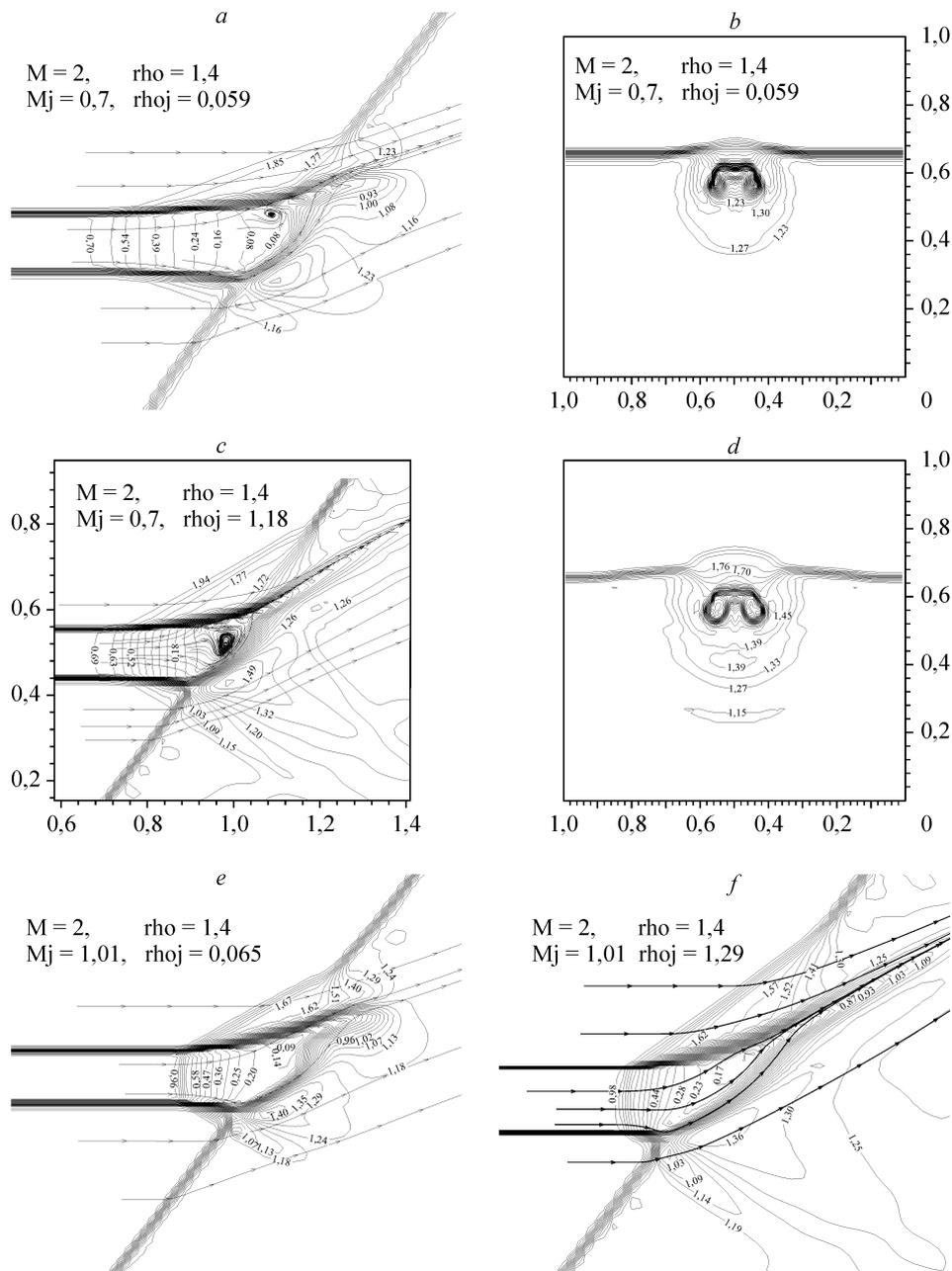


Рис. 6. Взаимодействие дозвуковой струи с ударной волной.  
 Сечения: *a, e* — *xy* (легкий газ), *b, d* — *yz* ( $x = 1,08$ ), *c, f* — *xy* (плотный газ).

По своей природе это явление очень похоже на то, что наблюдалось при сильном взаимодействии продольного вихря с наклонной ударной волной. Однако размеры дозвуковой зоны рециркуляционного течения при взаимодействии вихря с наклонной ударной волной существенно больше, чем при взаимодействии дозвуковой струи с наклонной ударной волной. Расчеты показали, что зоны возвратного течения возникали в диапазоне чисел Маха 0,3–0,7 (см. рис. 6). При числе Маха  $M_j = 1,01$  истечения газа из осесимметричного сопла эти зоны не наблюдались (см. рис. 6, *e, f*). Изолинии числа Маха и линии тока, представленные на этом

рисунке, указывают, что рециркуляционные зоны отсутствуют. Были проведены расчеты струи газа, истекающей в спутный сверхзвуковой поток, но плотность струи газа в этом случае моделировала истечение струи аргона в спутный сверхзвуковой поток. В расчетах получены подобные результаты, что и для легкого газа (см. рис. 6, с, f). Однако площадь взрыва поперечного сечения, образующаяся после взаимодействия тяжелого газа с ударной волной на 35 % больше этой же площади после взаимодействия легкого газа. Таким образом, показано, что плотность инжектируемого газа оказывает влияние на площадь поперечного сечения струи.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из результатов проведенного численного исследования, в расчетах получено качественное согласие с экспериментальными данными из-за отсутствия полных исходных данных. В отличие от интерференции вихревого шнура с плоским скачком уплотнения, при создании локальных возмущений струей газа малой плотности возможна реализация дополнительного режима взаимодействия (сильный режим). Как и вихревой шнур, струйный след может приводить к возникновению локальных дозвуковых областей, ограниченных коническим скачком уплотнения. Режим взаимодействия скачка уплотнения с инжектируемой струей оказывает влияние на процесс смешения с внешним потоком.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Затолока В.В., Иванюшкин А.К., Николаев А.В. Интерференция вихрей со скачками уплотнения в воздухозаборнике. Разрушение вихрей // Уч. зап. ЦАГИ. 1975. Т. 6, № 2. С. 134–138.
2. Зудов В.Н., Пимонов Е.А. Взаимодействие продольного вихря с наклонной ударной волной // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 4. С. 10–21.
3. Глотов Г.Ф. Интерференция вихревого шнура со скачками уплотнения в свободном потоке и неизобарических струях // Уч. зап. ЦАГИ. 1989. Т. XX, № 5. С. 21–32.
4. Винтфельд Дж. Пределы устойчивого горения водорода при его стабилизации в сверхзвуковом потоке с помощью плохообтекаемых тел. Техн. перевод № 11483, ЦИАМ, 1970. 19с.
5. Glotov G.F., Gurilyova N.V., Ivankin M.A. Gasthermodynamics of flows in model ducts of scramjets // AIAA Paper 99-IS-053, 11p.
6. Smart M.K., Kalkhoran I. Effect of shock strength on oblique shock-wave vortex interaction // AIAA J. 1995. Vol. 33, No. 11. P. 2137–2143.
7. Kalkhoran I. Vortex distortion during vortex-surface interaction in a mach 3 stream // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 1. P. 123–129.
8. Kalkhoran I.M., Sforza P.M. Airfoil pressure measurements during oblique shock wave/vortex interaction in a mach 3 stream // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 4. P. 783–788.
9. Cattafesta L.N., Settles G. Experiments on shock vortex interaction // AIAA Paper 92-0315. 1992.
10. Баев В.К., Головичев В.И., Третьяков П.К. и др. Горение в сверхзвуковом потоке. Новосибирск: Наука, 1984.
11. Koschel W.W., Wepler U., Huhn Ch. Recent advances on the supersonic mixing and combustion // Proc. Inter. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Pt. 3. Novosibirsk, 2000. P. 75–82.
12. Einfeldt B. On godunov-type methods for gas dynamics // SIAM J. Numer. Anal. 1988. Vol. 25, No. 2. P. 294–318.
13. Harten A., Enquist B., Osher S., Chakravarthy S.R. Uniformly high order accurate essentially nonoscillatory schemes, III // J. of Computational Physics. 1987. Vol. 71, No. 2. P. 231–303.
14. Chakravarthy S.R., Osher S.A. New class of high accuracy tvd schemes for hyperbolic conservation laws // AIAA Paper 85-0363. 1985. 304 p.

*Статья поступила в редакцию 6 мая 2010 г.*