

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ КАНАЛА НА ПРОЦЕСС ТОРМОЖЕНИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ В СПУТНОМ ДОЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Численно исследовано течение турбулентной нерасчетной сверхзвуковой струи в спутном дозвуковом потоке в канале. Алгоритм расчета основан на последовательном решении упрощенных уравнений вязкого слоя в начальной области течения и уравнений «узкого канала» вниз по потоку. Сращивание решений осуществляется в сечении выравнивания давления в поперечном направлении. Проанализировано влияние изменения площади поперечного сечения канала на торможение струи. Приведены расчетные зависимости среднemasсового полного давления вдоль канала от угла наклона его стенки.

Чисельно досліджено течію нерозрахункового надзвукового струменя в супутньому дозвуковому потоці в каналі. Алгоритм розрахунку засновано на послідовному розв'язанні спрощених рівнянь в'язкого шару в початковій області течії і рівнянь «вузького каналу» вниз по потоку. Зрощування розв'язків здійснюється в перетині вирівнювання тиску в поперечному напрямку. Проаналізовано вплив зміни площі поперечного перетину каналу на гальмування струменя. Наведено розрахункові залежності середньомасового повного тиску вздовж каналу від кута нахилу його стінки.

Flow of turbulent noncalculated supersonic jet in cocurrent subsonic stream in a channel is studied numerically. The influence of channel geometry on the turbulent noncalculated supersonic jet braking process is investigated numerically. A calculation algorithm is based on the sequential solution of viscous layer simplified equations in the flow initial domain and "narrow channel" equations downstream. Solutions joining is done in the pressure equalizing cross-section in lateral direction. Influence of cross-section area change on the jet braking is analyzed. Calculated dependencies of the mean total pressure along the channel on its wall gradient angle are given.

Проблема торможения вязкого сверхзвукового потока в каналах является актуальной в связи с важностью этой задачи для современных и перспективных воздушно-реактивных двигателей (ВРД). Частным случаем данной общей задачи является торможение нерасчетной турбулентной струи в спутном ограниченном дозвуковом потоке. При этом одним из важных вопросов организации эффективного торможения является минимизация потерь полного давления потока посредством профилирования геометрии участка канала, на котором происходит торможение и минимизации потерь на трение, которые могут составлять до 80% от суммарных потерь тяги ВРД [1].

В настоящей работе исследовано влияние наклона стенки канала на процесс торможения в нем сверхзвуковой турбулентной струи в спутном дозвуковом потоке.

Постановка задачи. Алгоритм расчета. Рассматривается течение в канале переменной площади поперечного сечения при истечении в него сверхзвуковой турбулентной струи, взаимодействующей со спутным дозвуковым потоком. Канал состоит из двух участков: на первом участке наклон прямой образующей стенки канала к его оси составляет некоторый угол θ , на втором участке образующая параллельна оси. На входе в канал осуществляется истечение сверхзвуковой турбулентной нерасчетной струи в спутный дозвуковой поток. Ставится задача расчета течения, с учетом формирующегося на стенке канала пограничного слоя, и численного исследования влияния наклона стенки канала на процесс торможения сверхзвукового потока.

При отрицательном угле наклона стенки канала θ происходит торможение сверхзвукового потока, интенсивность которого повышается с увеличением угла наклона. Формирующаяся в сверхзвуковой части потока система скачков способствует интенсификации торможения, перемешивания и вы-

© В.И. Тимошенко, И.С. Белоцерковец, Н.В. Гурылёва, 2009

равнивания характеристик потока в поперечном направлении. На некотором расстоянии от входного сечения, положение которого зависит от начальных параметров потоков на входе и геометрии канала (угла θ), может произойти переход от сверхзвукового «в среднем» потока к дозвуковому «в среднем» потоку с последующим вырождением его сверхзвуковой части. Об этом свидетельствует значение интеграла Пирсона [2] $\Pi = \int_{\gamma}^1 \left(1 - \frac{1}{j^2}\right) dy$

в текущем поперечном сечении, где M – число Маха. Для сверхзвукового «в среднем» потока в текущем сечении $\Pi > 0$, а для дозвукового – $\Pi < 0$.

На начальном участке канала, где имеет место поперечная неоднородность поля давления потока вследствие взаимодействия сверхзвуковой струи с дозвуковым спутным потоком и пограничным слоем, формирующимся на стенке канала, рассматриваемое течение описывается уравнениями вязкого слоя. Это простейшая модель параболизированных уравнений Навье – Стокса, в которых оставлены все члены уравнений невязкого течения и часть членов, отражающих влияние вязкости и входящих в систему уравнений пограничного слоя [3 – 5]. Уравнения вязкого слоя можно применить для приближенного расчета течения в области взаимодействия сверхзвуковой струи с дозвуковым спутным ограниченным потоком в канале, если ширина дозвуковой области в поперечном сечении канала (области пограничного слоя и дозвукового спутного потока) составляет до 30% его площади и нерасчетность струи на входе в канал $n < 5$. Отсутствие в уравнениях вязкого слоя вторых производных по продольной координате позволяет формулировать начально-краевую задачу [6] и для их решения использовать маршевый метод. Особенности организации маршевого алгоритма решения этих уравнений применительно к задачам внутренней газовой динамики описаны в [7].

На участках канала, где дозвуковая область составляет значительную часть потока по отношению к сверхзвуковой области, для уточнения решения может быть использована процедура глобальных итераций по давлению [8]. При этом в каждом маршевом сечении проводится контроль степени неравномерности поля статического давления по значению параметра

$$\varepsilon_p = \frac{\int_0^{y_w} |P - \bar{P}| \rho u y^k dy}{\left(\bar{P} \int_0^{y_w} \rho u y^k dy \right)},$$

где $\bar{P} = \frac{\int_0^{y_w} P \rho u y^k dy}{\int_0^{y_w} \rho u y^k dy}$ – среднемассовое значение статического давления в сечении, y_w – полуширина канала.

Расчет течения в рамках модели вязкого слоя осуществлялся до сечения, в котором $\varepsilon_p < 0,05$. Вниз по течению от этого сечения поперечные градиенты давления малы, расчет поля течения можно осуществить в рамках модели «узкого канала» [9, 10]. В рамках этой модели условие сохранения количества движения в поперечном направлении вырождается в условие $\partial P / \partial y = 0$. Следовательно, давление является функцией только продольной координаты и течение описывается уравнениями «узкого канала» во всем канале. При расчете течения от сечения к сечению изменение давления вдоль канала определяется одновременно с решением самих уравнений исходя из условия сохранения массы в канале. В каче-

стве начальных условий брались расчетные распределения параметров в сечении срачивания решений при среднем значении статического давления. Турбулентность во всем поле течения описывается при помощи однопараметрической дифференциальной модели « $v_t - 92$ » [11].

Влияние наклона стенки канала на характеристики течения

Для оценки влияния наклона стенки канала на характеристики формирующегося течения были проведены численные исследования. В качестве опорных значений определяющих параметров на входе в канал для сверхзвуковой струи были приняты следующие: число Маха $M_a = 3$, статическая температура $T_a = 300 \text{ K}$, нерасчетность струи на срезе профилированного сопла $n = P_a/P_\infty = 1,25$; для спутного потока – число Маха $M_\infty = 0,8$, статическая температура $T_\infty = 300 \text{ K}$ и статическое давление $P_\infty = 0,8 \text{ бар}$. Число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам потока в струе на срезе сопла и полуширине щелевого сопла, равно $Re_a = 10^4$. Относительное значение начальной турбулентности потока, определяемое отношением коэффициента кинематической турбулентной вязкости в струе на срезе сопла к коэффициенту кинематической ламинарной вязкости в начальном сечении, принято равным $\bar{v}_t = v_t/v_a = 1$.

Первоначально были проведены расчеты течения в сужающемся щелевом канале при постоянном значении угла наклона стенки θ , который изменялся от -10° до 5° с шагом 5° . Полуширина канала в начальном сечении, отнесенная к полуширине щелевого сопла, принималась равной $\bar{y}_w = y_w/r_a = 1,3$. Результаты расчетов представлены на рис. 1 – 4.

Влияние угла наклона стенки канала на среднemasсовое по сечению значение полного давления иллюстрирует рис. 1. На этом рисунке приведены расчетные распределения вдоль канала среднemasсового значения полного давления, отнесенного к его значению на входе в канал.

Сплошные линии соответствуют расчету при значении нерасчетности струи $n = 1,25$; штриховые при $n = 2,0$. Значениям угла наклона стенки канала $\theta = 5^\circ, 0^\circ, -5^\circ$ и -10° соответствуют кривые 1, 2, 3, 4.

При $\theta = 5^\circ$ имеем расширяющийся канал.

Влияние наклона стенки на распределение статического давления вдоль плоскости симметрии канала и вдоль его стенки при значении $n = 1,25$ иллюстрирует рис. 2. Сплошными линиями нанесены распределения статического давления вдоль плоскости симметрии канала, штриховыми линиями –

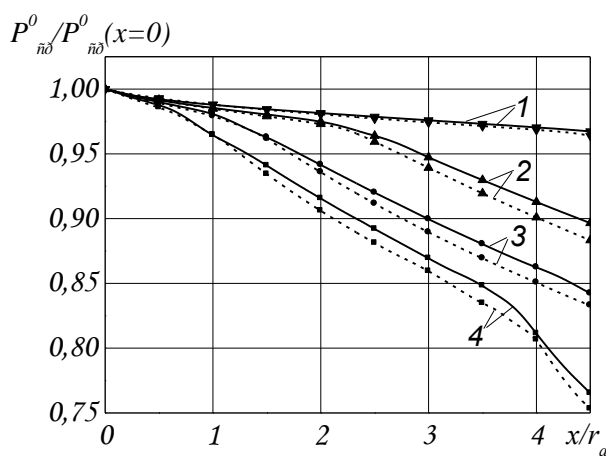


Рис. 1

вдоль стенки. Номера линий соответствуют прежним значениям угла наклона стенки канала θ .

Из представленных на рис. 1, 2 графиков можно заключить, что в сужающемся щелевом канале торможение сверхзвуковой нерасчетной струи в спутном дозвуковом потоке происходит более интенсивно с увеличением наклона стенки канала. При этом уровень статического давления вдоль канала возрастает, приводя к увеличению области до-

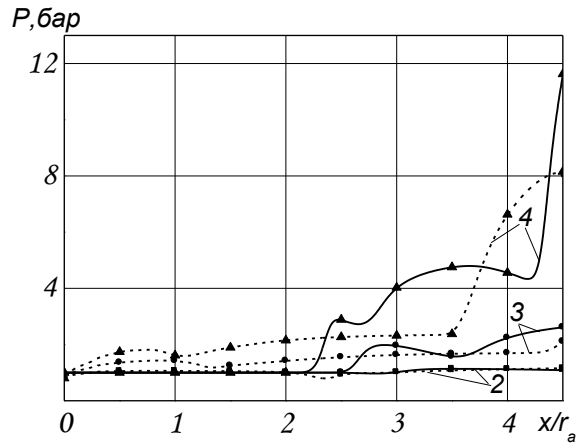


Рис. 2

звукового течения, а уровень среднемассового полного давления падает, причем интенсивность падения увеличивается по мере торможения потока. Волнообразный характер изменения статического давления вдоль плоскости симметрии канала и его стенки обусловлен формированием системы скачков при торможении сверхзвукового потока. Развитие пограничного слоя на стенке канала и области смешения взаимодействующих потоков иллюстрирует рис. 3, на котором показаны изолинии поля числа Маха, рассчитанного по продольной составляющей вектора скорости в канале. Волновую структуру течения иллюстрирует рис. 4. На этом рисунке изображены изолинии поля статического давления для сужающегося и расширяющегося плоского канала.

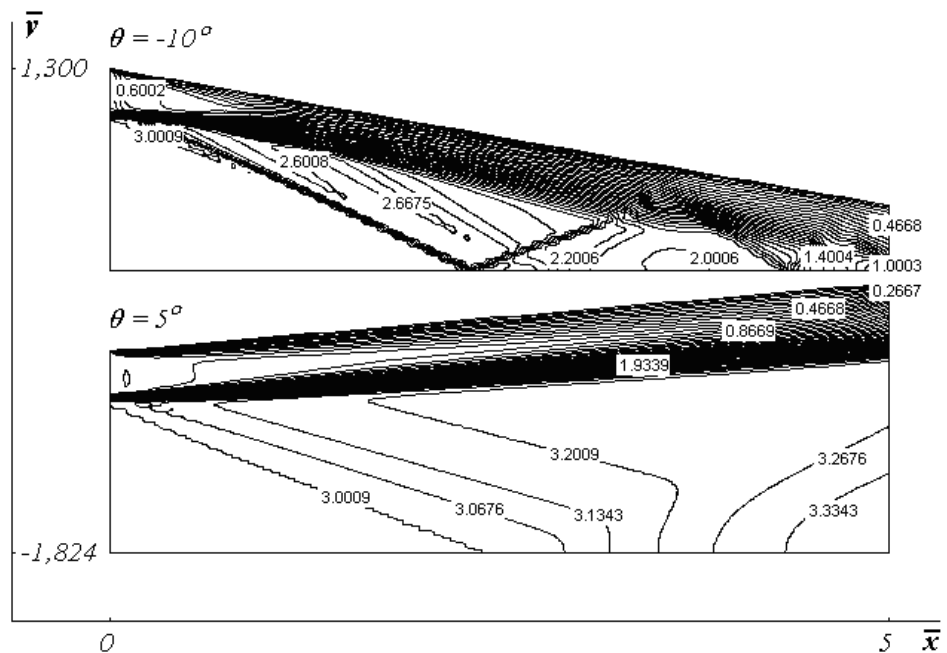


Рис. 3

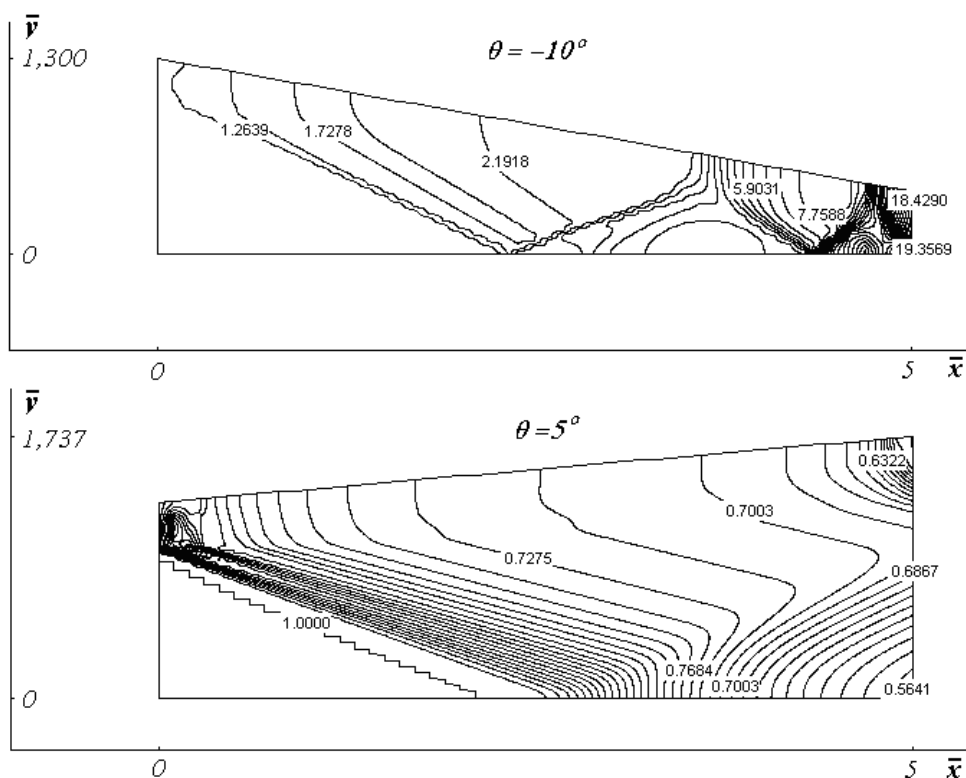


Рис. 4

Рисунки 3 и 4 иллюстрируют совершенно разную структуру течения в сужающемся и расширяющемся каналах. Для рассмотренной геометрии сужающегося канала и при заданных выше характеристиках потоков на входе в канал в сечении $\bar{x} = x/r_a = 5,0$ имеет место выравнивание поля течения поперек потока и практически торможение сверхзвукового потока до звуковой скорости. За этим сечением использование маршевого алгоритма расчета на основе интегрирования уравнений вязкого слоя становится невозможным в силу некорректности постановки задачи как задачи Коши. Однако приближенно рассчитать течение вниз по потоку от данного сечения можно в рамках модели «узкого канала».

В качестве примера расчета течения в канале, состоящем из сужающегося участка и участка постоянного поперечного сечения, на рис. 5 показаны поля изомак (*a*) и изобар (*b*).

Рассмотренный канал состоял из двух участков: участка сужения и участка постоянного поперечного сечения. Отнесенная к полуширине щелевого сопла на выходе длина участка сужения от входного сечения равна $\bar{l}_1 = 4,5$; угол наклона стенки канала на этом участке полагался равным $\theta = -10^\circ$. Длина участка постоянного сечения канала $\bar{l}_2 = 5,5$. Расчеты выполнены при прежних значениях определяющих параметров. В поперечном сечении канала $\bar{x} = 7,5$ осуществляется переход от решения системы уравнений вязкого слоя к системе уравнений «узкого канала». В этом сечении поперечный градиент давления практически отсутствует. На выходе из канала поток полностью дозвуковой.

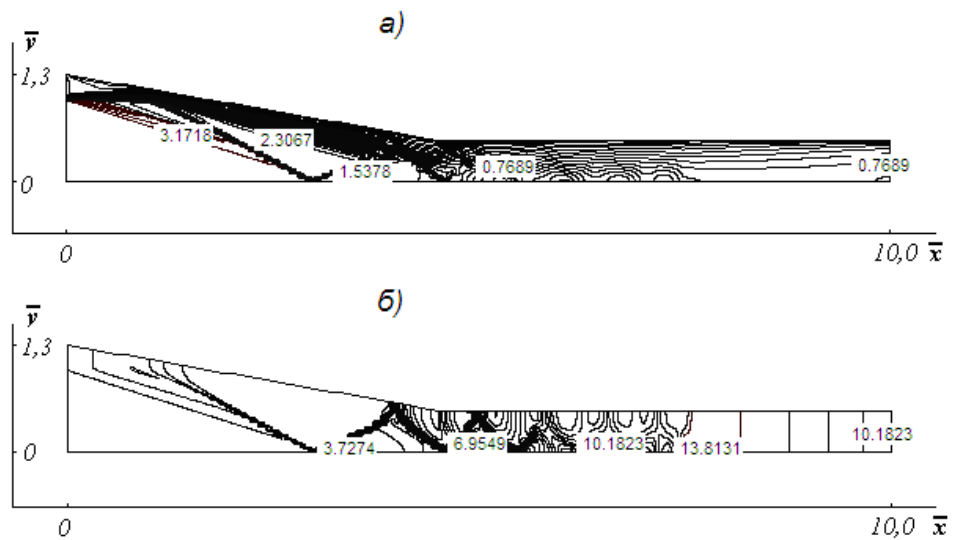


Рис. 5

Влияние скорости дозвукового потока на относительное среднемассовое значение полного давления по сечению показано на рис. 6. Кривая 1, нанесенная сплошной линией, соответствует расчету для канала заданной выше формы при значении $M_\infty = 0,3$; кривая 2, нанесенная штриховой линией – расчету при значении $M_\infty = 0,8$.

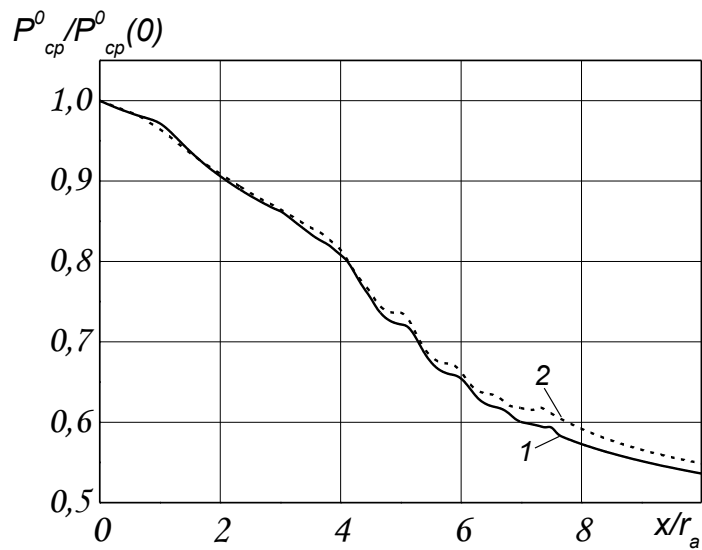


Рис. 6

Увеличение неравномерности потока на входе приводит к большей турбулизации течения в канале, а как следствие этого – к большим потерям полного давления.

Попытки провести расчет течения при больших углах наклона стенки канала на участке сужения по описанной выше расчетной схеме не увенчались успехом, так как в области пограничного слоя в окрестности стенки канала

появилась область возвратного течения. При этих условиях формулировка задачи Коши для системы уравнений вязкого слоя является некорректной, а при численном решении это проявляется в расхождении итерационного процесса при получении решения.

Выводы. В рамках модели упрощенных параболизированных уравнений Навье – Стокса – уравнений вязкого слоя и уравнений «узкого канала» – исследовано влияние геометрии канала на процесс торможения сверхзвуковой турбулентной нерасчетной струи, истекающей в спутный дозвуковой поток. Результаты расчетов показывают, что увеличение угла наклона стенки канала на его начальном сужающемся участке интенсифицирует процесс торможения сверхзвуковой струи в образующейся системе косых скачков уплотнения. Взаимодействие волновой структуры течения в сверхзвуковой части потока с дозвуковым течением в окрестности стенки (пограничным слоем, дозвуковым спутным потоком) приводит к уменьшению поперечных градиентов давления и расширению области дозвукового потока. Для продолжения расчета течения вниз по потоку за сечением, в котором дозвуковая область течения становится доминирующей, маршевый алгоритм расчета уравнений вязкого слоя некорректен. В этом случае расчет можно осуществить приближенно в рамках модели «узкого канала». К недостаткам предложенной маршевой модели расчета следует отнести невозможность расчета течения с локальными областями возвратно-циркуляционного движения. В дальнейшем для получения решения в таких случаях предполагается использовать нестационарные уравнения вязкого слоя и решать их методом установления по времени.

1. Гуськов О. В. Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах / О. В. Гуськов, В. И. Копченов, И. И. Липатов, В. Н. Острась, В. П. Старухин. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 168 с.
2. Pearson H. A theory of the cylinder ejector supersonic propelling nozzle / H. Pearson, J. V. Holliday, S. F. Smith // J. Roy. Aeronaut. Soc. – 1958. – 62, N 746. – 51 p.
3. Родионов А. В. Новый маршевый метод расчета струй продуктов сгорания / А. В. Родионов // ЖВМ и МФ. – 2002. – Т. 42, № 9. – С. 1413 – 1424.
4. Галицкий К. Б. Моделирование догорания высокоскоростных турбулентных струй / К. Б. Галицкий // Физика горения и взрыва. – 2006. – Т. 42, №2. – С. 3 – 9.
5. Макашева А. П. Численные расчеты сверхзвуковых недорасширенных струй в спутном потоке с использованием параболизированных уравнений Навье – Стокса / А. П. Макашева, А. Ж. Найманов // ПМТФ. – 2008. – Т. 49, № 3. – С. 54 – 63.
6. Тимошенко В. И. Сверхзвуковые течения вязкого газа / В. И. Тимошенко. – Киев : Наук. думка, 1987. – 184 с.
7. Тимошенко В. И. Маршевый расчет течения при взаимодействии сверхзвуковой турбулентной струи со спутным ограниченным дозвуковым потоком / В. И. Тимошенко, И. С. Белоцерковец // Вісник Дніпропетровського університету. – 2008. – Вып. 1, Т. 1, Механика. – С. 15 – 23.
8. Белоцерковец И. С. Расчет течения при взаимодействии сверхзвуковой турбулентной струи со спутным ограниченным дозвуковым потоком методом глобальных итераций / И. С. Белоцерковец // Техническая механика. – 2009. – №2. – С. 78 – 86.
9. Лапин Ю. В. Внутренние течения газовых смесей / Ю. В. Лапин, М. Х. Стрелец. – М. : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – 368 с.
10. Тимошенко В. И. Газовая динамика высокотемпературных технологических процессов / В. И. Тимошенко. – Днепропетровск : Институт технической механики НАНУ и НКАУ, 2003. – 460 с.
11. Гуляев А. Н. К созданию универсальной однопараметрической модели турбулентной вязкости / А. Н. Гуляев, В. Е. Козлов, А. Н. Секундов // МЖГ. – 1993. – №4. – С. 69 – 81.

Институт технической механики
НАН Украины и НКА Украины,
Днепропетровск

Получено 18.06.09,
в окончательном варианте 23.11.09