УДК 533.697

В. И. ТИМОШЕНКО, А. Е. ДЕШКО

ОСОБЕННОСТИ ТОРМОЖЕНИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА В СУЖАЮЩЕМСЯ КАНАЛЕ

В рамках модели вязкого слоя выполнено численное моделирование газодинамических параметров сверхзвукового потока при его торможении в канале переменного сечения. Проиллюстрирована возможность использования маршевого алгоритма для проведения оперативных инженерных расчетов течения в каналах сверхзвуковых воздухозаборников при наличии ограниченных дозвуковых областей с учетом влияния пограничного слоя без отрывных зон и областей возвратного течения. Приведены распределения давления на поверхностях и поля изолиний давления и числа Маха в канале. Показано влияние числа Рейнольдса, турбулентной вязкости и угла атаки на степень сжатия и структуру сверхзвукового потока и формирование ограниченных зон дозвукового течения. Влияние вязкости как при ламинарном, так и при турбулентном режимах течения мало сказывается на параметрах торможения во входной части канала и приводит к значительному росту давления и увеличению областей дозвукового течения в его узкой части.

В рамках моделі в’язкого шару проведено числове моделювання газодинамічних параметрів надзвукового потоку при його гальмуванні в каналі змінного перетину. Проілюстровано можливість використання маршового алгоритму для проведення оперативних інженерних розрахунків течії в каналах надзвукових повітрозабірників при наявності обмежених дозвукових областей з урахуванням впливу примежевого шару без відривних зон і областей зворотної течії. Наведено розподіли тиску на поверхнях і поля ізоліній тиску і числа Маху в каналі. Показано вплив числа Рейнольдса, турбулентної в’язкості і кута атаки потоку на ступінь стиснення і структуру надзвукового потоку і формування обмежених зон дозвукової течії. Вплив в’язкості як при ламінарному, так і при турбулентному режимах течії мало впливає на параметри гальмування у вхідній частині каналу і призводить до значного зростання тиску і збільшення областей дозвукової течії в його вузькій частині.

A numerical simulation of the gas dynamic parameters of a supersonic flow in decelerating through a variable-section channel is carried out in the context of a viscous layer model. The capability of applying a marching algorithm for operative engineering calculations of the flow through channels of supersonic air intakes in the presence of limited subsonic regions is illustrated considering a boundary layer without separation zones and those of a reactive flow. Pressure surface distributions and those of a field of pressure isolines and the M number through a channel are presented. The effects of the Reynolds number, turbulent viscosity and an angle of attack on the compression ratio and the structure of a supersonic flow and formation of zones of a subsonic flow are shown. The influence of viscosity both under laminar and turbulent conditions of the flow is small in relation to parameters of deceleration into the channel inlet and results in a significantly higher pressure and extended regions of a subsonic flow into its a narrow section.

Ключевые слова: *численное моделирование, маршевые методы, турбулентность, торможение сверхзвукового потока.*

Проблема торможения вязкого сверхзвукового потока в каналах является актуальной в связи с важностью этой задачи для выбора параметров воздухозаборных устройств воздушно-реактивных двигателей [1].

При определении параметров сверхзвукового потока при его торможении в сужающихся каналах эффективным является применение метода установления по времени в результате численного решения нестационарных уравнений Навье–Стокса [1]. Метод установления целесообразно применять при наличии обширных зон дозвукового течения или зон рециркуляционного возвратного течения, которые могут возникать вследствие взаимодействия возникающих при торможении сверхзвукового потока в канале скачков уплотнения с пристеночным пограничным слоем. Для упрощения решения задачи могут использоваться различные упрощения уравнений Навье–Стокса, основным из которых является отбрасывание вторых производных параметров по продольной координате, которые входят в диссипативные слагаемые уравнений Навье–Стокса. Для сверхзвуковых течений с небольшими дозвуковыми зонами и при отсутствии зон возвратно-рециркуляционного течения для решения упрощенных уравнений более эффективными в смысле оперативности получения результата оказываются маршевые пошаговые методы [2, 3]. Применение упрощенных моделей дает некоторые погрешности при возникновении дозвуковых областей, возвратных или отрывных течений по сравнению с полными уравнениями Навье–Стокса. Однако возможность расчета поля течения в течение нескольких минут при помощи маршевых алгоритмов, по сравнению с несколькими часами, необходимыми для расчета в рамках полных уравнений Навье–Стокса, представляет практический интерес при проведении многопараметрических инженерных расчетов.

Маршевые методы целесообразно использовать для проведения оперативных параметрических расчетов течения в заданном диапазоне определяющих газодинамических и геометрических параметров. Во многих случаях для определения основных параметров торможения сверхзвукового потока в канале можно использовать модель невязкого газа. Это дает возможность предварительно выбрать форму канала, отвечающую заданным требованиям. На следующем этапе производится корректировка геометрических параметров формы канала воздухозаборного устройства, подобранных для модели невязкого газа, в рамках «параболизованных» уравнений Навье–Стокса в приближении вязкого слоя. Использование системы уравнений вязкого слоя с применением регуляризации решения в дозвуковых областях позволяет выполнять моделирование вязкого сверхзвукового течения в тракте воздухозаборного устройства с учетом влияния пограничного слоя на стенках при наличии ограниченных областей дозвукового течения. После предварительного выбора рациональной формы воздухозаборного устройства на основе многопараметрических расчетов оперативными маршевыми методами целесообразно провести уточняющие контрольные расчеты с использованием методов установления при решении полной системы уравнений Навье–Стокса. Однако при этом необходимо обратить особое внимание на выбор параметров расчетной сетки, особенно в окрестностях угловых точек. На этом этапе может быть проведена дополнительная корректировка геометрических параметров канала с целью предотвращения обширных зон возвратно-циркуляционного течения в местах резкого уменьшения площади поперечного сечения канала.

Целью статьи является иллюстрация возможности использования маршевого алгоритма расчета течения сверхзвукового потока при его торможении в канале переменного сечения и исследование степени влияния вязкости на параметры течения.

Постановка задачи. Алгоритм расчета. Рассматривается течение в плоском канале переменной площади поперечного сечения. Типичная геометрия канала показана на рис. 1.

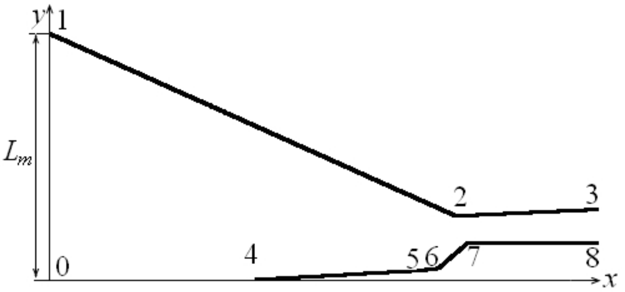


Рис. 1

Форма канала определяется геометрическими параметрами его верхней и нижней стенок. Все линейные размеры канала отнесены к ширине расчетной области в начальном сечении L_m, которое проходит через начало координат (точка 0) и вершину верхней стенки (точка 1). Верхняя стенка канала состоит из двух последовательно расположенных элементов. Углы наклона первого и второго элементов к оси x равны -7 и +1 градус соответственно. Координата угловой точки 2 $x_2 = 5{,}9$. Нижняя поверхность начинается в точке 4 при $x_4 = 2{,}8$ и состоит из четырех последовательно расположенных плоских элементов, углы наклона которых 1; 2; 13,7 и 0 градусов соответственно. Продольные координаты x угловых точек равны $x_5 = 5{,}4$; $x_6 = 5{,}7$; $x_7 = 6{,}0$.

При втекании сверхзвукового потока в канал формируется косой скачок уплотнения около передней кромки верхней стенки канала, которая выступает относительно нижней стенки канала. В расчетном режиме этот скачок попадает на переднюю кромку нижней стенки канала.

Рассматриваемое сверхзвуковое течение описывается уравнениями вязкого слоя. Это простейшая модель параболизованных уравнений Навье–Стокса, в которых оставлены все члены уравнений невязкого течения и часть членов, отражающих влияние вязкости и входящих в систему уравнений пограничного слоя. Отсутствие в уравнениях вязкого слоя вторых производных по продольной координате позволяет формулировать начально-краевую задачу и для их решения использовать маршевый метод.

Система уравнений вязкого слоя для моделирования течения вязкого совершенного газа в плоском канале [4, 5] включает:

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0, \tag{1}$$

уравнение количества движения в проекции на ось x

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_{ef} \frac{\partial u}{\partial y}\right), \tag{2}$$

уравнение количества движения в проекции на ось y

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y}, \tag{3}$$

уравнение энергии

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\left(\frac{\mu}{\mathrm{Pr}}\right)_{ef} \frac{\partial H}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\left(\frac{\mu}{\mathrm{Pr}}\right)_{ef} - \mu_{ef}\right)\frac{\partial h}{\partial y}\right], \tag{4}$$

где u, v – проекции вектора скорости вдоль осей x, y; ρ – плотность; P – статическое давление; $H = h + 0{,}5\left(u^2 + v^2\right)$ – полная энтальпия; h – статическая энтальпия; $\mu_{ef} = \mu + \mu_t$; μ, μ_t – коэффициенты динамической молекулярной и молярной вязкости соответственно; $\left(\frac{\mu}{\Pr}\right)_{ef}=\frac{\mu}{\Pr}+\frac{\mu_t}{\Pr_t}$; $\Pr$, $\Pr_t$ – молекулярное и турбулентное числа Прандтля соответственно.

Для замыкания системы уравнений (1) – (4) используется уравнение состояния для совершенного газа $\rho=P/F(h)$, где $F(h)=((\gamma-1)/\gamma)h$; γ – отношение удельных теплоемкостей.

Для расчета характеристик турбулентности используется дифференциальная однопараметрическая модель турбулентности «ν_t-90» [6]

$$\rho u\frac{\partial\nu_t}{\partial x}+\rho v\frac{\partial\nu_t}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial y}\left[\rho(C_1\nu_t+\nu)\frac{\partial\nu_t}{\partial y}\right]+C_2\rho\nu_t G+$$
$$+C_3\nu_t\left(u\frac{\partial\rho}{\partial x}+v\frac{\partial\rho}{\partial y}\right)-C_4\rho\nu_t^2\frac{G^2}{a^2}-\rho\frac{C_5\nu_t^2+C_6\nu_t\nu}{S^2}, \tag{5}$$

где ν_t – кинематический коэффициент турбулентной вязкости, a – скорость звука, S – минимальное расстояние до стенки, ν – кинематический коэффициент ламинарной вязкости, C_k – эмпирические коэффициенты

$$G^2=2\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2+2\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2;\ C_2=C_2'\frac{\nu_t^2+11{,}2\nu_t\nu+12{,}8\nu^2}{\nu_t^2-11{,}2\nu_t\nu+648\nu^2};$$

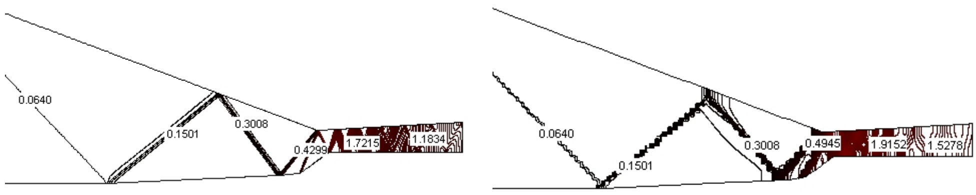
$$C_1=2;\quad C_2'=0{,}2;\quad C_3=0{,}7;\quad C_4=5;\quad C_5=3;\quad C_6=50.$$

Особенности организации маршевого алгоритма расчета уравнений (1) – (5) применительно к задачам внутренней газовой динамики описаны в [4].

Результаты расчета параметров течения в канале. Исследуется течение в канале при следующих параметрах набегающего потока: число Маха $M_\infty=4$; статическое давление $P_\infty=0{,}1$ МПа; статическая температура $T_\infty=293$ К; углы атаки α от 0 до 10^0. Характерное число Рейнольдса Re определяется по параметрам набегающего потока и характерному размеру – ширине расчетной области в начальном сечении L_m. При втекании сверхзвукового потока в канал формируется косой скачок около передней кромки верхней стенки канала (точка 1, рис. 1), которая выступает относительно нижней стенки канала. В расчетном режиме этот скачок попадает на переднюю кромку нижней стенки канала (точка 4, рис. 1).

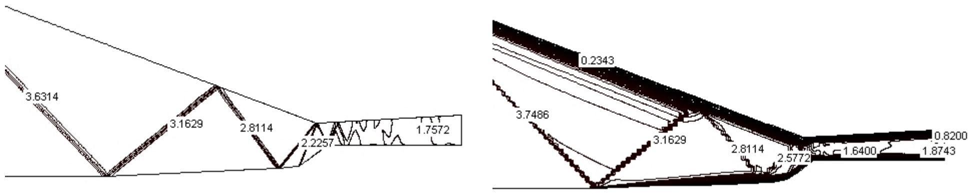
На рис. 2 приведены поля изобар, на рис. 3 – поля изомахов для невязкого (схема Годунова [7]) (а) и вязкого (б) газа. При построении полей изолиний линейный размер по вертикали увеличен в три раза, что позволяет улучшить наглядность представляемых результатов. Однако при анализе картин изолиний нужно принять во внимание, что это приводит к увеличению в три раза тангенсов углов наклона формирующихся в канале скачков уплотнения по сравнению с их действительными значениями. Давление отнесено к величине удвоенного скоростного напора набегающего потока. Распределения давления вдоль нижней P_b и верхней P_e стенок канала, полученные в приближении невязкого (кривые 1) и вязкого газа при $\mathrm{Re} = 2 \cdot 10^4$ (кривые 2) приведены на рис. 4а и рис. 4б соответственно.

Расчет проводился на расчетной сетке с количеством узлов в продольном направлении N_x =801, количество узлов в поперечном направлении N_y =301 для модели вязкого слоя, при расчете по схеме Годунова для невязкого газа N_y =101, шаг в продольном направлении определялся из условия устойчивости, его величина на порядок меньше шага для вязкого газа. В вязком приближении на стенках канала задается условие прилипания, на участке 04 задаются параметры невозмущенного потока.



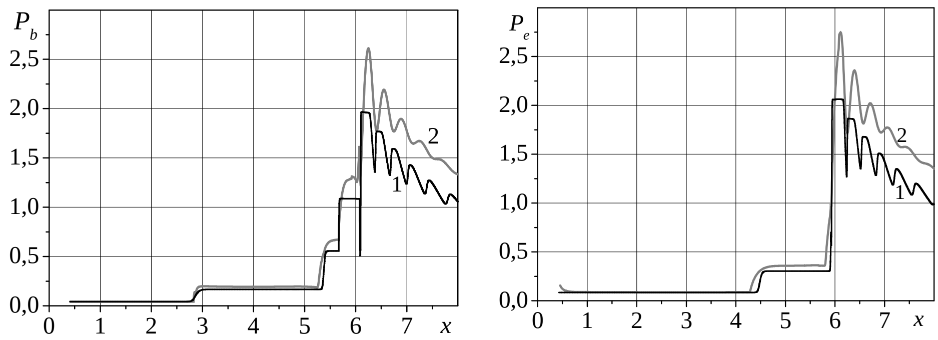
(а) (б)

Рис. 2



(а) (б)

Рис. 3



(а) (б)

Рис. 4

Полученные результаты соответствуют расчетному режиму течения в канале, когда скачки, исходящие от нижней стенки канала, и переотраженный скачок, сформировавшийся около передней кромки верхней стенки, попадают в точку излома на верхней стенке канала при входе в горловую часть канала (точка 2, рис. 1).

Влияние вязкости существенно проявляется в пристеночных областях в пограничном слое и в горловой области (вниз по потоку от точки 6, рис. 1). Картины изобар (рис. 2) иллюстрируют влияние вязкости на формирование ударно-волновой структуры течения при входе в сужающуюся часть канала. Из сравнения рис. 2а и рис. 2б видно существенное отличие вязкого течения при падении косого скачка на пограничный слой и в горловой области. Формирование пристеночного пограничного слоя вязкого течения на обтекаемых поверхностях приводит к сужению эффективного проходного сечения канала. Это отчетливо видно на картинах изолиний числа Маха (рис. 3б). Как следует из полей изолиний и из сравнения распределения давления на поверхностях, учет влияния вязкости приводит к повышению давления в канале. Во входной части канала, ограниченной верхней стенкой, результаты расчета при $x < 6$ с учетом и без учета вязкости практически совпадают.

Степень влияния числа Рейнольдса и режима течения на распределение давления показаны на рис. 5. На рис. 5а представлены результаты расчета вязкого течения без учета турбулентности при $\mathrm{Re} = 2 \cdot 10^4$, $\mathrm{Re} = 1 \cdot 10^5$; $\mathrm{Re} = 8{,}33 \cdot 10^6$ (линии 1, 2 и 3 соответственно). Увеличение числа Рейнольдса практически не влияет на распределение давления во входной части канала и приводит к менее резкому росту давления в узкой части канала. Увеличение Re от $2 \cdot 10^4$ до $8{,}33 \cdot 10^6$ приводит к снижению давления до 30 % в выходном сечении (рис. 5а). Результаты расчетов без учета турбулентности ($\mathrm{Re} = 8{,}33 \cdot 10^6$) и турбулентного ($\mathrm{Re} = 8{,}33 \cdot 10^6$, начальная турбулентность ν_{t0}=0,1) режимов течения показаны на рис. 5б. (кривые 1 и 2 соответственно).

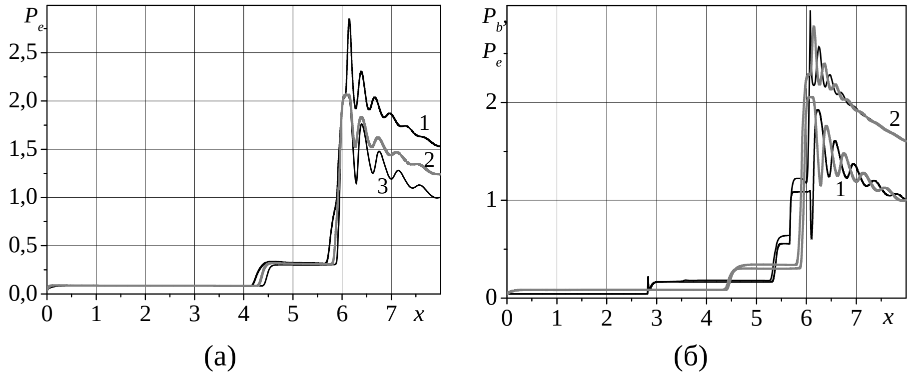


Рис. 5

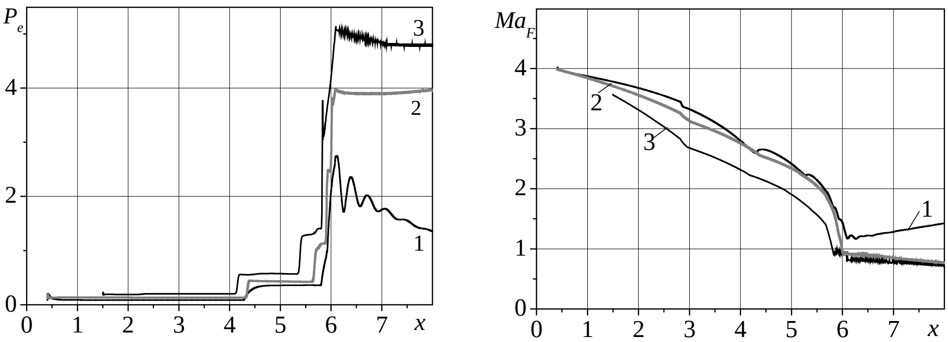
При турбулентном режиме течения вследствие влияния турбулентной вязкости происходит более интенсивное сжатие и торможение сверхзвукового потока (в выходном сечении статическое давление увеличивается до 1,5 раз (рис. 5б)).

При наличии угла атаки расчетный режим течения будет нарушен.

Следует обратить внимание, что при изменении углов атаки в диапазоне $0^0 – 15^0$ точка пересечения скачка с нижней поверхностью канала находится внутри канала и с ростом угла атаки ее координата x меняется немонотонно. Если $\alpha > 15^0$, то скачок находится в невозмущенной области перед передней кромкой нижней стенки канала. Практический интерес представляют небольшие углы атаки набегающего потока, в диапазоне от 0 до 10^0, при которых головной скачок входит в канал.

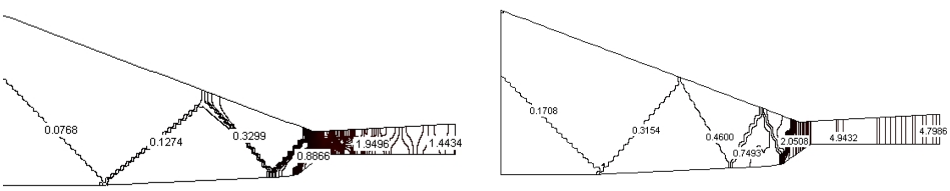
Влияние угла атаки α на распределение давления вдоль верхней стенки канала и осредненного по сечению числа Маха приведены на рис. 6а и рис. 6б. Кривые 1 – 3 соответствуют углам атаки $\alpha = 0^0$; $\alpha = 5^0$; $\alpha = 10^0$. На рис. 7 и рис. 8 показаны линии постоянного давления и чисел Маха соответственно для углов атаки $\alpha = 0$ (а) и $\alpha = 10^0$ (б).

При увеличении угла атаки происходит более интенсивное сжатие (рис. 6а, рис. 7) и торможение сверхзвукового потока (рис. 6б, рис. 8), вследствие увеличения угла наклона косого скачка. Наличие угла атаки приводит к существенному повышению давления в горловой области и расширению дозвуковой области в пристеночном пограничном слое. В результате значительного сжатия в узкой части канала размеры пристеночной дозвуковой области увеличиваются, это сопровождается выравниванием давления поперек канала (рис. 7б, рис. 8б). В выходном сечении давление повышается до 3 и 3,6 раз (рис. 6а) при наличии угла атаки $\alpha = 5^o$ и $\alpha = 10^o$ соответственно.



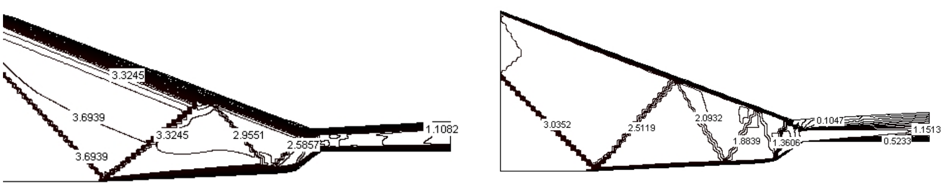
(а) (б)

Рис. 6



(а) (б)

Рис. 7



(а) (б)

Рис. 8

Выводы. Использование маршевых методов численного решения уравнений вязкого слоя позволяет проводить оперативные инженерные расчеты течений в каналах переменного сечения при наличии ограниченных дозвуковых областей с учетом влияния пограничного слоя на параметры течения и выполнять оценки влияния вязкости на формирование ударно-волновой структуры течения. Показано, что во входной части канала влияние вязкости мало сказывается на параметрах торможения как при ламинарном, так и при турбулентном режимах течения. В узкой части канала влияние вязкости приводит к значительному росту давления и торможению потока. Увеличение угла атаки набегающего потока приводит к усилению торможения сверхзвукового потока с существенным увеличением области дозвуковых скоростей.

1. 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. *Тимошенко В. И*. Сверхзвуковые течения вязкого газа / *В. И. Тимошенко.* – Киев : Наук. думка, 1987. – 184 с.
3. *Тимошенко В. И.* Теоретические основы технической газовой динамики / *В. И. Тимошенко*. – Киев : Наукова думка, 2013. – 426 с.
4. *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. Механіка. – 2008. – Вып. 1, Т. 1. – С. 15 – 23.
5. *Тимошенко В. И.* Влияние геометрии канала на процесс торможения сверхзвуковой струи в спутном дозвуковом потоке / *В. И. Тимошенко, И. С. Белоцерковец, Н. В. Гурылева* // Техническая механика. – 2009. – № 4. С. 43 – 49.
6. *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.
7. *Годунов С. К*. Разностные схемы / *С. К. Годунов, В. С. Рябенький.* – М. : Наука, 1977. – 440 с.

Институт технической механики
Национальной академии наук Украины и
Государственного космического агентства Украины,
Днепропетровск

Получено 16.03.2016,
в окончательном варианте 29.03.2016