В. А. Левин, Н. Е. Афонина, В. Г. Громов, И. С. Мануйлович, В. В. Марков, Г. Д. Смехов, А. Н. Хмелевский, Нестационарные ламинарные течения газа в кольцевом сопле,
ТВТ, 2016, том 54, выпуск 6, 889–893

https://www.mathnet.ru/tvt5972

УДК 533.697+544.452+519.63

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЛАМИНАРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА В КОЛЬЦЕВОМ СОПЛЕ

© 2016 г. В. А. Левин[1], Н. Е. Афонина[1]*, В. Г. Громов[1], И. С. Мануйлович[1], В. В. Марков[2], Г. Д. Смехов[1], А. Н. Хмелевский[1]

[1]Научно-исследовательский институт механики МГУ, Москва, Россия

[2]Математический институт им. В.А. Стеклова РАН, Москва, Россия

*E-mail: afonina@imec.msu.ru

Поступила в редакцию 13.05.2015 г.

На основе уравнений Навье–Стокса проведено параметрическое исследование влияния различных факторов на развитие начальных возмущений, вызванных запуском кольцевого сопла, продуваемого воздухом, при ламинарной модели течения. Обнаружены режимы течений, при которых стартовые возмущения, сопровождающие запуск сопла, не затухают, а переходят в квазипериодический режим. Определены частотный фурье-спектр пульсаций давления в центре тяговой стенки и величина тяги сопла. Представлены типичные пульсирующие сигналы давления, полученные в расчетной модели и зарегистрированные в экспериментах.

DOI: 10.7868/S0040364416060107

ВВЕДЕНИЕ

Поиск новых сопловых устройств, способных конкурировать в реактивных двигателях с традиционными соплами Лаваля, является одним из перспективных направлений на пути улучшения их габаритно-массовых и удельных характеристик. Определенный интерес в этом отношении представляют кольцевые и двухщелевые сопла с дефлектором в виде сферического сегмента. Как показали эксперименты [1, 2], существуют различные режимы течения газа в таких сопловых устройствах. В стационарном режиме работы они относятся к классу сопел с центральным телом [3, 4]. В нестационарных периодических пульсирующих режимах работы указанные сопла представляют собой высокочастотные пульсирующие выходные устройства. Они рассматриваются как перспективные для реализации пульсирующего детонационного режима сжигания топлив [5–7]. В настоящей работе исследовано влияние параметров численной схемы и определяющих условий задачи на развитие начальных возмущений, вызванных запуском кольцевого сопла. В результате обнаружены режимы течений, наблюдаемые экспериментально, при которых стартовые возмущения, сопровождающие запуск сопла, переходят в квазипериодический режим. Установлены необходимые условия на параметры численной схемы и условия задачи, при которых в расчетах реализуется квазипериодический режим истечения. Определены амплитуда и спектральные характеристики пульсаций давления на тяговой стенке дефлектора, а также величины тяги кольцевого сопла. Представлены сигналы давления, зарегистрированные в экспериментах, проведенных в импульсной аэродинамической установке с использованием в качестве рабочего газа воздуха и продуктов сгорания стехиометрической ацетилено-воздушной смеси.

ПРОДУВКА СОПЛА В АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ

Детальное описание натурной импульсной аэродинамической установки представлено в [1, 2]. Здесь отметим, что при продувках сопла воздухом и продуктами сгорания исследуемая модель кольцевого сопла, схематически представленная на рис. 1, монтировалась на переходнике за разрыв-

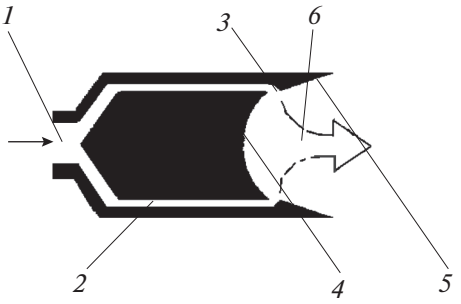

Рис. 1. Схема течения газа в исследуемой модели кольцевого сопла с дефлектором в виде сферического сегмента: *1* – цилиндрический канал, *2* – кольцевой канал, *3* – критическое сечение кольцевого сопла, *4* – тяговая стенка дефлектора, *5* – выхлопное коническое сопло, *6* – выхлопная газовая струя.

ной диафрагмой, отделяющей камеру высокого давления установки (реактор) от дозвуковой полости сопла. Дозвуковая полость корпуса модели образует сразу за диафрагмой цилиндрический канал *1* с диаметром 50 мм, по которому подается газ. На его оси вниз по потоку располагается конический обтекатель. Он обеспечивает формирование из цилиндрического потока, поступающего из реактора установки, равномерного кольцевого потока *2* на входе кольцевого сопла. Внешний и внутренний диаметры кольцевого канала составляют 140 и 100 мм соответственно. Затем в плавно сужающемся кольцевом канале поток разворачивается в сторону оси на 90° и через кольцевое критическое сечение *3* размером 4.4 мм, параллельное оси, вдувается радиально в полузамкнутую полость кольцевого сопла, образуемую дефлектором в форме сферического сегмента. Его внутренняя поверхность представляет тяговую стенку *4*, конструктивно выполненную в виде поршня, имеющего свободу осевого перемещения. Оно ограничено упругой деформацией чувствительного элемента, прикрепленного к нему тензометрического датчика усилия, измеряющего силу тяги, развиваемую моделью в ходе испытаний. При продувках моделей воздухом использовались лавсановые диафрагмы. Они устанавливались в специальном узле с крестообразным ножом, который монтировался между реактором и сопловым устройством и обеспечивал симметричный разрыв диафрагмы из ее центра на четыре лепестка, которые при этом не отрывались от стенок узла крепления разгоняющимся воздушным потоком и не засоряли критическое сечение. Нагнетание давления в реакторе приводило к разрыву диафрагмы и поступлению воздуха в подводящий канал. По нему воздух поступал на вход продуваемого кольцевого сопла. Через выхлопное коническое сопло *5* (рис. 1) происходило истечение газа в предварительно откачанный до форвакуума приемный ресивер. Направление истечения выхлопной струи в ресивер обозначено цифрой *6*. В исследованных режимах время продувки составляло не менее 50 мс. Для продувок использовался сжатый воздух комнатной температуры, отбираемый из стандартных стальных 40-литровых баллонов.

В процессе проведения каждого натурного опыта контролировалось изменение сигналов с высокочастотных пьезоэлектрических и тензометрических датчиков давлений, установленных на боковой стенке реактора, непосредственно за лавсановой диафрагмой, на входе модели выходного устройства с кольцевым соплом и на поверхности тяговой стенки в ее центре. Все датчики давления устанавливались заподлицо на упомянутых поверхностях проточного канала аэродинамической установки. Тензометрический датчик силы измерял силу тяги – реактивное усилие, оказываемое истекающими газами на тяговую стенку исследуемой модели кольцевого сопла. Перечисленный набор параметров, измеряемых в ходе каждого натурного эксперимента, позволял проводить сопоставление измеренных и рассчитанных значений давления и тяги.

ГАЗОФАЗНАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

В расчетах использовалась газофазная модель течения, в которой воздух рассматривается как идеальная однотемпературная смесь молекулярного кислорода и азота с постоянными значениями мольных концентраций компонентов смеси кислорода 0.21 и азота 0.79 с соответствующим уравнением состояния

$$p = \rho RT/M,$$

где p – давление, ρ – плотность, T – температура, M – молекулярный вес, R – абсолютная газовая постоянная. В термодинамической модели вращательные и колебательные энергетические моды компонентов воздуха описываются равновесной моделью “жесткий ротатор–гармонический осциллятор” с характеристическими колебательными температурами кислорода и азота соответственно 2228 и 3336 K. Для описания молекулярного переноса используется приближение Навье–Стокса. Зависимость коэффициента молекулярной вязкости от температуры аппроксимируется степенной формулой $\mu = a_\mu T^{0.683}$. Полагается, что молекулярное число Прандтля $\mathrm{Pr} = 0.7$.

Уравнения Навье–Стокса в интегральной форме, описывающие нестационарное осесимметричное течение газа в цилиндрической системе координат $(x \geq 0, y, \varphi)$, имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_S \mathbf{U} x dS + \int_{\delta S} \mathbf{n}\cdot\mathbf{F} x dl = \int_S \mathbf{\Omega} dS,$$

где S – фиксированная контрольная область в некоторой меридиональной плоскости (x, y); δS – граница области; $\mathbf{n} = (n_x, n_y)$ – единичная внешняя нормаль к δS; $\mathbf{U}$ – набор консервативных переменных, отнесенных к единице объема; $\mathbf{F} = \mathbf{F}^{\mathrm{inv}} + \mathbf{F}^{\mathrm{vis}}$ – сумма невязких и вязких потоков $\mathbf{U}$ через единицу площади границы области; $\mathbf{\Omega}$ состоит из источниковых членов в единице объема. Для рассматриваемой газофазной модели

$$\mathbf{U} = \{\rho, \rho u, \rho v, \rho e_0\}^T,$$

$$\mathbf{F} = \begin{Bmatrix} \rho\mathbf{u} \\ \rho\mathbf{u}u + p\mathbf{n}n_x \\ \rho\mathbf{u}v + p\mathbf{n}n_y \\ \rho\mathbf{u}h_0 \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} 0 \\ \boldsymbol{\tau}_x \\ \boldsymbol{\tau}_y \\ \mathbf{q} + u\boldsymbol{\tau}_x + v\boldsymbol{\tau}_y \end{Bmatrix},$$

$$\mathbf{\Omega} = \{0, b_x, 0, 0\}^T.$$

Здесь u, v – компоненты вектора скорости $\mathbf{u}$; $e_0 = e + 0.5(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u})$ – полная энергия единицы массы газа; $h_0 = e_0 + p/\rho$ – полная энтальпия; $\boldsymbol{\tau}_x$, $\boldsymbol{\tau}_y$ – молекулярные потоки соответствующих составляющих импульса; $\mathbf{q}$ – тепловой поток; $b_x = p + 2\mu(u/x - 1/3\mathrm{div}\mathbf{u})$.

Нестационарные уравнения движения газа решаются численно с помощью неявной разностной схемы, построенной методом конечного объема на структурированной одноблочной сетке. При таком подходе система разностных уравнений состоит из численных аналогов уравнений сохранения для четырехгранных ячеек, покрывающих расчетную область, и разностных аппроксимаций граничных условий. Уравнения записаны относительно значений исходных переменных $\mathbf{Z} = \{p, u, v, T\}$ в центрах ячеек и в центрах сторон ячеек, лежащих на поверхности обтекаемого тела. Ячейки сетки образованы пересечением двух дискретных семейств кривых. Невязкие потоки $\mathbf{F}_G^{\mathrm{inv}}$ через границы ячеек вычисляются по результату решения задачи о распаде произвольного разрыва $\mathbf{Z}_G = \Re\left(\mathbf{Z}_G^L, \mathbf{Z}_G^R\right)$, где $\Re$ – оператор решения задачи [8]. В схеме первого порядка точности по пространственным переменным левые $\mathbf{Z}_G^L$ и правые $\mathbf{Z}_G^R$ граничные значения исходных переменных полагаются равными их величине в центре соответствующей ячейки. В схеме второго порядка точности $\mathbf{Z}_G^L$ и $\mathbf{Z}_G^R$ определяются с помощью одномерной интерполяции (экстраполяции) значений $\mathbf{Z}$ в центрах соседних ячеек на рассматриваемую границу между ячейками с использованием ограничителя minmod [9]. Вязкие потоки $\mathbf{F}_G^{\mathrm{vis}}$ через грани ячеек вычисляются с использованием центральных или односторонних разностных формул второго порядка точности. Производные по времени аппроксимированы односторонними двухточечными формулами первого порядка точности или односторонними трехточечными формулами второго порядка. На каждом временном слое разностные уравнения решаются с помощью двухслойной итерационной схемы.

Расчеты выполнены для области течения, включающей кольцевое сопло с внутренней полостью (дефлектором), выхлопное коническое сопло и достаточно большую разлетную область. Использовались сетки с числом узлов 100 × 316, 200 × 376 и 300 × 472. Узлы сеток сгущались вблизи поверхности тяговой сетки. Границы расчетной области и распределение узлов разностной сетки 100 × 316 показаны на рис. 2. Снизу расчетная область ограничена тяговой стенкой дефлектора, слева – осью симметрии соплового устройства, справа последовательно – критическим сечением кольцевого сопла, стенкой выхлопного конического сопла и горизонтальной стенкой вакуумной камеры, сверху – координатной линий соответствующего семейства. Конфигурация и размеры расчетной области в точности соответствуют параметрам экспериментальной установки.

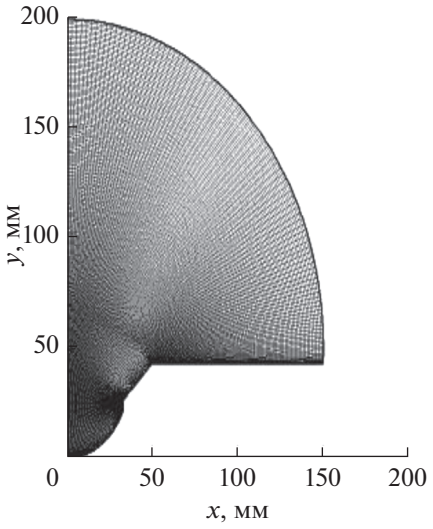

Рис. 2. Конфигурация расчетной области и разностная сетка 100 × 316.

Истечение воздуха из устройства через выхлопное коническое сопло происходит в газовую среду с давлением p_e= 0.01 атм и температурой T_e = 300 K. Для замыкания задачи на внешней границе использовались мягкие граничные условия экстраполяционного типа. Поверхность тягового модуля предполагалась либо охлаждаемой с температурой T_w = 300 K, либо теплоизолированной. На срезе сопла параметры газа находились из решения задачи о распаде произвольного разрыва, определяемого, с одной стороны, условиями истечения со звуковой скоростью при заданных постоянных давлении P_0 и температуре T_0 торможения, а с другой – параметрами газа в ячейках, примыкающих к соплу.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Запуск устройства, первоначально заполненного неподвижным воздухом, происходит внезапно, что приводит к генерации интенсивных нестационарных газодинамических процессов и значительному повышению давления. Как показали результаты выполненных расчетов, дальнейшее развитие стартового возмущения существенным образом зависит как от расчетной схемы, так и от определяющих параметров задачи.

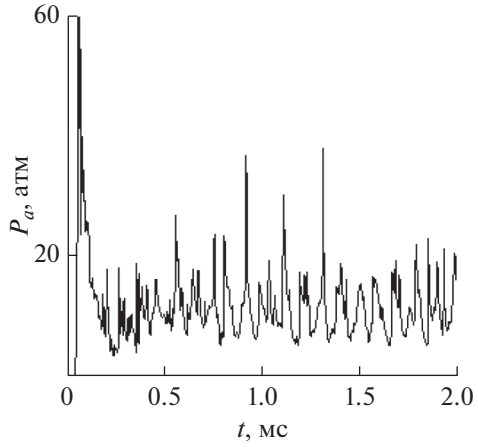

Рис. 3. Зависимость давления в центре тяговой стенки от времени при $T_0 = 300$ K.

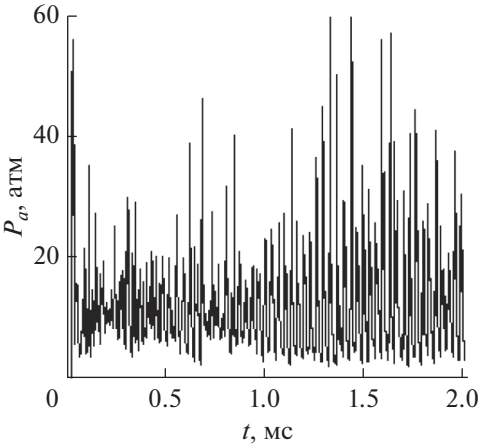

Рис. 5. Зависимость давления в центре тяговой стенки от времени при $T_0 = 3000$ K.

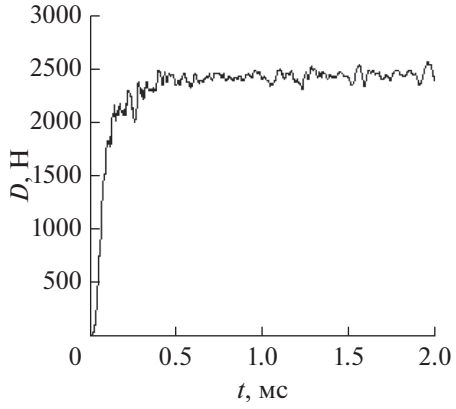

Рис. 4. Зависимость силы тяги от времени при $T_0 = 300$ K.

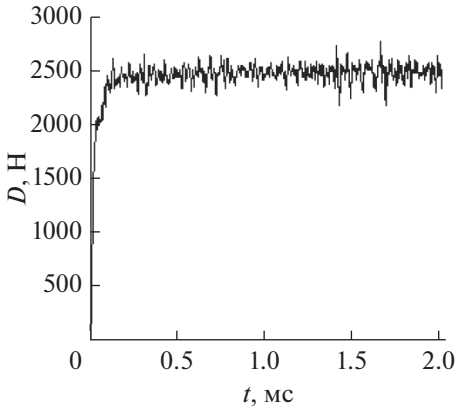

Рис. 6. Зависимость силы тяги от времени при $T_0 = 3000$ K.

Наиболее радикальное влияние на решение оказывает порядок точности разностной схемы по пространственным координатам. Для всех рассмотренных разностных сеток при использовании схемы первого порядка начальные возмущения затухали. Время установления стационарного решения увеличивалось при росте "плотности" сетки. В расчетах по схеме второго порядка точности начальные возмущения в большинстве случаев переходили в квазипериодический режим. Решение в расчетах по этой схеме устанавливалось только в варианте, в котором шаг сетки вблизи поверхности тягового модуля превышал некоторое критическое значение. Меньшее влияние на решение оказывает порядок точности схемы по времени, а также выбор значений параметров ограничителя minmod.

В качестве примера на рис. 3 и 4 показана зависимость от времени давления p_a в центральной точке тяговой стенки и тяги D для случая продувок сопла холодным воздухом ($P_0 = 19.8$ атм, $T_0 = 300$ K).

Амплитуда колебаний значительно увеличивается при вдуве подогретого воздуха, имитирующего продукты сгорания стехиометрической смеси ацетилена в воздухе. На рис. 5 и 6 приведены аналогичные рис. 3 и 4 данные для $T_0 = 3000$ K. Фурье-анализ временных рядов некоторых параметров численного решения показывает, что спектр основных частот колебаний при $T_0 = 300$ K лежит в диапазоне 2–30 кГц, что соответствует результатам экспериментов по измерению тяги и давлений, выполненных в импульсной аэродинамической установке [1, 2] и представленных на рис. 7 и 8, и оценкам, основанным на скорости звука и радиусе кольцевого сопла. Эти частоты на два порядка ниже частот колебаний схемного происхождения. При $T_0 = 3000$ K этот диапазон расширяется до 100 кГц. На спектральные характеристики решения заметное влияние оказывают параметры разностной сетки и ограничителя minmod, а также порядок аппроксимации производных по времени.

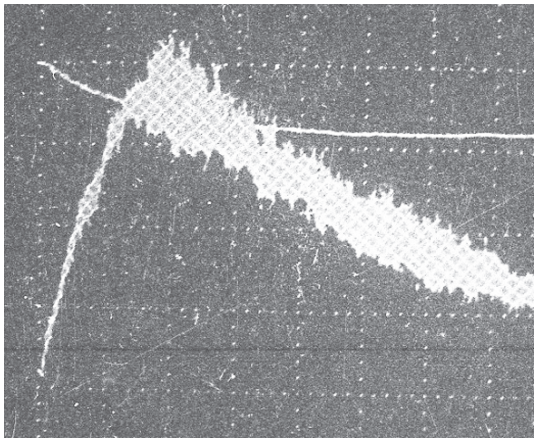

Рис. 7. Зависимость давления в центре тяговой стенки (нижний луч) от времени при $T_0 = 300$ K, $P_0 = 7.1$ атм; скорость развертки – 5 мс/дел; продув воздухом.

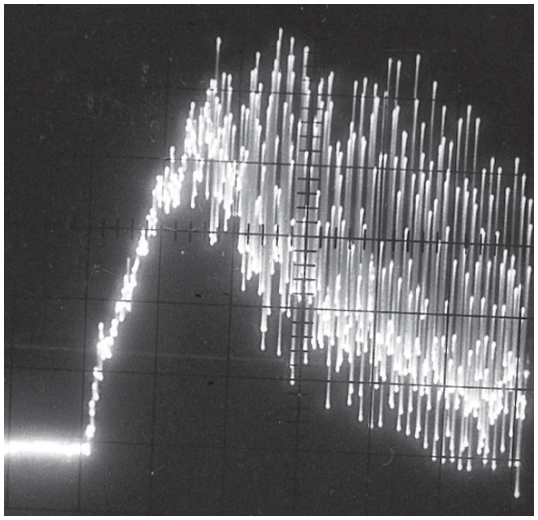

Рис. 8. Зависимость давления в центре тяговой стенки от времени при $T_0 = 3000$ K, $P_0 = 20.2$ атм; скорость развертки – 2 мс/дел; продув продуктами сгорания C_2H_2 в воздухе.

Значительно меньшее влияние оказывает варьирование параметров численной схемы на средние значения силовых характеристик кольцевого сопла. Для сравнения стационарное давление в центре тяговой стенки дефлектора для схемы первого порядка по пространственным координатам составляет 10.28 атм, для схемы второго порядка на сетке 200 × 376 с большим пристеночным шагом 11.21 атм, среднее значение p_a на той же сетке с минимальным пристеночным шагом 11.13 атм. Соответствующие значения силы тяги составляют 2496, 2513 и 2471 Н.

Анализ результатов численного моделирования течения газа в рассматриваемом сопловом устройстве позволяет предположить, что определяющую роль в появлении пульсаций играет взаимодействие пограничного слоя на тяговой стенке с ударно-волновыми структурами, образующимися в полости дефлектора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного численного исследования течения в кольцевом сопле обнаружены незатухающие квазипериодические режимы течений, сопровождаемые значительными пульсациями давления на поверхности тяговой стенки, аналогичными полученным в экспериментах. Амплитуды колебаний существенно возрастают с увеличением температуры торможения вдуваемого газа. Нестационарные режимы получены только в расчетах с использованием схем высокого порядка точности по пространственным переменным на сетках с достаточно подробным разрешением пограничного слоя. Временные развертки значений давления существенно зависят от параметров численной схемы. Значительно меньшее влияние оказывает варьирование этих параметров на средние значения силовых характеристик кольцевого сопла.

Расчетные и экспериментальные исследования, представленные в настоящей работе, поддержаны проектом РНФ (№ 14-19-01759).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Левин В.А., Пережогин В.Н., Хмелевский А.Н.* Особенности структуры течения продуктов сгорания в сферической полузамкнутой полости // ФГВ. 1995. Т. 31. № 1. С. 32.
2. *Левин В.А., Афонина Н.Е., Громов В.Г., Смехов Г.Д., Хмелевский А.Н., Марков В.В.* Газодинамика и тяга выходного устройства реактивного двигателя с кольцевым соплом // ФГВ. 2012. Т. 48. № 4. С. 1.
3. *Левин В.А., Афонина Н.Е., Громов В.Г., Мануйлович И.С., Марков В.В., Смехов Г.Д., Хмелевский А.Н.* Экспериментальное и численное моделирование течения в тяговом модуле с кольцевым и линейным двухщелевым соплом // ТВТ. 2013. Т. 51. № 5. С. 681.
4. *Левин В.А., Афонина Н.Е., Громов В.Г., Смехов Г.Д., Хмелевский А.Н., Марков В.В.* Исследование кольцевого сопла на продуктах сгорания углеводородных топлив // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 3. С. 269.
5. *Левин В.А., Нечаев Ю.Н., Тарасов А.И.* Новый подход к организации рабочего процесса пульсирующих детонационных двигателей // Хим. физика. 2001. Т. 20. № 6. С. 90.
6. *Taki S., Fujiwara T.* A Numerical Study of Detonation Resonator // Application of Detonation to Propulsion / Eds. Roy G., Frolov S., Shepherd J. M.: Torus Press, 2004. P. 257.
7. *Taki S., Fujiwara T.* A Numerical Study of Detonation Resonator // Pulse and Continuous Detonation Propulsion / Eds. Roy G., Frolov S. M.: Torus Press, 2006. P. 309.
8. *Годунов С.К.* Разностный метод численного расчета разрывных решений гидродинамики // Матем. сб. 1959. Вып. 47(89). № 3. С. 271.
9. *Harten A.* High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws // J. Comput. Phys. 1983. V. 49. P. 357.