

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ MODELING AND SIMULATION

doi: 10.17586/2226-1494-2021-21-1-118-129

УДК 532.529:536.24

Моделирование распространения и дифракции ударной волны в плоском кольцевом канале

Павел Викторович Булат¹✉, Константин Николаевич Волков²,
 Анжелика Игоревна Мельникова³

^{1,2,3} Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова,
 Санкт-Петербург, 190005, Российская Федерация

² Университет Кингстона, Лондон, SW15 3DW, Великобритания

¹ pavelbulat@mail.ru✉, <https://orcid.org/0000-0003-0099-9953>

² k.volkov@kingston.ac.uk, <https://orcid.org/0000-0001-6055-2323>

³ angelika044@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0001-7229-0965>

Аннотация

Предмет исследования. На основе данных численного моделирования рассмотрена задача распространения ударной волны в плоском криволинейном канале. **Метод.** Расчеты невязкого сжимаемого газа выполнены на основе нестационарных двумерных уравнений Эйлера. Дискретизация основных уравнений осуществлена при помощи метода конечных объемов. Расчеты проведены для различных каналов с различным радиусом кривизны и чисел Маха начальной волны. Для определения углового положения фронта в текущий момент времени использована абсолютная величина производной плотности по угловой координате. Выполнено сравнение результатов с данными физического эксперимента. **Основные результаты.** Рассмотрены особенности формирующейся ударно-волновой картины течения и ее развитие во времени. Проведено сравнение ударно-волновой конфигурации, наблюдаемой в каналах с различным радиусом кривизны и показаны различия в изменении кривизны фронта ударных волн. Размер ножки Маха и ее изменение со временем в зависимости от интенсивности начальной волны и размера кольцевого зазора является функцией угловой координаты, соответствующей положению ударной волны в текущий момент времени. Максимальное число Маха на внешней стенке сравнительно слабо зависит от начальной скорости волны, а на нижней стенке уменьшается при увеличении числа Маха на входе в канал. Проведенные численные исследования показывают, что во всех вариантах отсутствуют нефизические осцилляции решения. **Практическая значимость.** Изучение ударно-волновых и детонационных процессов представляет интерес для использования их потенциала в импульсных установках и энергетических системах для летательных аппаратов и ракет. Результаты расчетов важны для поиска новых схем организации течений, гарантирующих формирование самоподдерживающегося детонационного горения в камерах сгорания перспективных двигательных установок. Регулирование размера кольцевого зазора позволяет выбрать такую геометрическую конфигурацию, которая обеспечит формирование оптимальной тройной ударно-волновой структуры, а также необходимую интенсивность и размер волны Маха.

Ключевые слова

ударная волна, дифракция, канал, численное моделирование, газовая динамика

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в ходе реализации проекта «Создание опережающего научно-технического задела в области разработки передовых технологий малых газотурбинных, ракетных и комбинированных двигателей сверхлегких ракет-носителей, малых космических аппаратов и беспилотных воздушных судов, обеспечивающих приоритетные позиции российских компаний на формируемых глобальных рынках будущего», № FZWF-2020-0015.

Ссылка для цитирования: Булат П.В., Волков К.Н., Мельникова А.И. Моделирование распространения и дифракции ударной волны в плоском кольцевом канале // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2021. Т. 21, № 1. С. 118–129. doi: 10.17586/2226-1494-2021-21-1-118-129

Simulation of propagation and diffraction of a shock wave in a planar curvilinear channel

Pavel V. Bulat¹, Konstantin N. Volkov², Anzhelika I. Melnikova³

^{1,2,3} Baltic State Technical University “VOENMEH” named after D.F. Ustinov, Saint Petersburg, 190005, Russian Federation

² Kingston University, London, SW15 3DW, The United Kingdom of Great Britain and Northern Ireland

¹ pavelbulat@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0003-0099-9953>

² k.volkov@kingston.ac.uk, <https://orcid.org/0000-0001-6055-2323>

³ angelika044@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0001-7229-0965>

Abstract

Subject of Research. Numerical simulation of a shock wave propagation in a plane curved channel is considered on the basis of numerical simulation data. **Method.** Calculations of an inviscid compressible gas were carried out on the basis of unsteady two-dimensional Euler equations. Discretization of the basic equations was carried out using the finite volume method. Calculations were carried out for different channels with different radius of curvature and Mach numbers of the initial wave. To find the angular position of the front at the current time, the absolute value of the derivative of the density with respect to the angular coordinate was used. The calculation results were compared with the data of a physical experiment. **Main Results.** The features of the emerging shock-wave flow pattern and its development in time are discussed. The shock-wave configuration observed in channels with different radii of curvature is compared. Some differences in the curvature change of the front of shock waves formed in channels with different radius of curvature are shown. The size of the Mach leg and its change with time depending on the intensity of the initial wave and the size of the annular gap is the angular coordinate function corresponding to the position of the shock wave at the current time. While the maximum Mach number on the outer wall is relatively weakly dependent on the initial wave velocity, the Mach number on the bottom wall decreases with increasing Mach number at the channel entrance. The performed numerical studies show that in all variants there are no non-physical oscillations of the solution. **Practical Relevance.** The study of shock-wave and detonation processes is of interest for using their potential in pulsed installations and power systems for aircraft and rockets. The calculation results are important for the search of the new flow patterns that guarantee the formation of self-sustained detonation combustion in the combustion chambers of promising propulsion systems. Adjusting the size of the annular gap gives the possibility to select a geometric configuration that will provide the formation of an optimal triple shock wave structure, as well as the required intensity and size of the Mach wave.

Keywords

shock wave, diffraction, channel, numerical simulation, gas dynamics

Acknowledgements

This work was financially supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation during the implementation of the project “Creating a leading scientific and technical reserve in the development of advanced technologies for small gas turbine, rocket and combined engines of ultra-light launch vehicles, small spacecraft and unmanned aerial vehicles that provide priority positions for Russian companies in emerging global markets of the future”, No. FZWF-2020-0015.

For citation: Bulat P.V., Volkov K.N., Melnikova A.I. Simulation of propagation and diffraction of a shock wave in a planar curvilinear channel. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2021, vol. 21, no. 1, pp. 118–129 (in Russian). doi: 10.17586/2226-1494-2021-21-1-118-129

Введение

Изучение ударно-волновых и детонационных процессов представляет интерес для использования в импульсных установках и энергетических системах для летательных аппаратов и ракет. Методы численного моделирования приобретают важное значение в связи с необходимостью установления области существования устойчивого рабочего процесса в детонационных двигателях с вращающейся детонацией. В двигателе с непрерывной детонацией смесь сгорает в детонационной волне, движущейся в тангенциальном направлении в кольцевом канале, которая сжигает топливную смесь, поступившую в канал за время своего движения. Распространение самоподдерживающейся волны детонации оказывается возможным благодаря взаимодействию нестационарных скачков уплотнения за головным ударным фронтом и с лидирующим скачком уплотнения.

Для устойчивой циркуляции детонационной волны необходимо, чтобы состояние топливной смеси пе-

ред бегущим фронтом не изменялось или изменялось настолько незначительно, чтобы это не отражалось на скорости и структуре волны [1]. Тангенциальное распространение детонационной волны в кольцевом канале конечной кривизны сопровождается дифракционными явлениями на внешней и внутренней цилиндрических поверхностях. В частности, вследствие дифракции детонационной волны максимальное давление на внешней стенке цилиндрической камеры сгорания оказывается на 20–25 % выше, чем на внутренней. Это приводит к образованию поперечных волновых структур, взаимодействующих с собственными поперечными волнами детонационного фронта. В местах столкновения поперечных волн разных структур возникают области с пониженным давлением, приводящим к преждевременной подаче топливных компонентов в продукты детонации. Численные расчеты, проведенные в работе [1], показывают, что детонационный фронт приобретает W-образную форму с ведущими точками на внутренней и внешней стенках, а также в центре зазора. Развитие возмущения плоской волны приводит

к формированию ячеистой структуры детонации [2]. Дифракция и формирование вращающихся трехмерных волн детонации в кольцевом зазоре между параллельными пластинами рассмотрены в работе [3].

Исследования непрерывной круговой детонации показывают, что фронт детонационного горения представляет собой сложную ударно-волновую структуру, состоящую как минимум из двух тройных конфигураций [4, 5]. Тройные конфигурации и область детонационного горения подстраиваются друг под друга таким образом, чтобы фронт детонации перемещался по кольцевому зазору при минимально возможном для этого объеме детонационного горения.

Течение в криволинейном канале с квадратной формой поперечного сечения в плане исследуется в работах [6–8] на основе данных физического и численного экспериментов. Измерения и расчеты проводились для двух конфигураций каналов, различающихся радиусом кривизны и различными числами Маха. Широкий круг вопросов, связанных с нестационарным взаимодействием ударных волн, обсуждался в работе [9]. Возможности и пределы применимости геометрической ударно-волновой динамики (Geometrical Shock Dynamics) применительно к описанию дифракции ударных волн рассмотрены в работах [10, 11]. Во многих работах обсуждаются механизмы дифракции ударных волн на выпуклых и вогнутых изолированных поверхностях, а также их комбинаций. Несмотря на достигнутые результаты и уровень понимания структуры формирующихся течений, дифракция ударных волн и организация ударно-волновых и детонационных процессов в энергетических установках остается предметом теоретических, экспериментальных и численных исследований [12–20].

В данной работе рассмотрены особенности дифракции ударной волны в криволинейном канале. Расчеты проведены при различных радиусах кривизны канала и чисел Маха исходной ударной волны. На основе полученных результатов обсуждаются развитие ударно-волновой структуры потока в криволинейном канале, а также характерные размеры и положение ножки Маха в зависимости от времени. Результаты численных расчетов сравниваются с данными физического эксперимента. Проведенные расчеты позволяют предложить некоторые подходы к организации горения в ротационных детонационных двигателях.

Геометрия расчетной области

Геометрия расчетной области представлена на рис. 1. Расчеты выполнены для двух конфигураций канала, которые используются в работах [6, 7] и различаются радиусами внутренней и внешней границ. В варианте 1 принято, что $R_i = 48,9$ мм и $R_o = 101,1$ мм (радиус кривизны $R = 75$ мм), а в варианте 2 – $R_i = 123,9$ мм и $R_o = 176,1$ мм (радиус кривизны $R = 150$ мм). В обоих вариантах радиус кривизны канала намного превосходит ширину кольцевого зазора ($2L/R \ll 1$). В кольцевом зазоре ударная волна распространяется по часовой стрелке.

Входная граница канала ($\theta = 0^\circ$) разделяет области высокого и низкого давления. В начальный момент

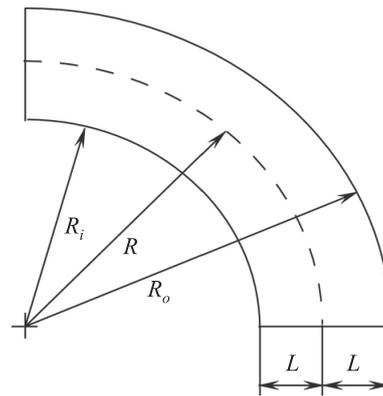


Рис. 1. Геометрия расчетной области
Fig. 1. Computation domain geometry

времени газ с показателем адиабаты $\gamma = 1,4$ находится в состоянии покоя слева и справа от разрыва ($u_1 = v_1 = 0$, $u_2 = v_2 = 0$). После разрыва давление и температура полагаются равными $p_1 = 10^5$ Па и $T_1 = 293$ К. Плотность в невозмущенном потоке ρ_1 находится из уравнения состояния. Для нахождения плотности и давления после разрыва при заданном числе Маха M_0 используются условия динамической совместности. Под u и v понимаются компоненты скорости, p — давление, T — температура, ρ — плотность. Индексы 1 и 2 относятся к параметрам потока до и после разрыва.

Варианты расчетов

Граничные условия на входной границе для различных вариантов расчета, соответствующих физическому эксперименту [6], приведены в таблице. На выходной границе канала ($\theta = 90^\circ$) используются условия свободного вытекания. Для скорости на стенках канала применяются условия непротекания. Стенки канала считаются теплоизолированными.

В результате распада произвольного разрыва по газу по часовой стрелке распространяется плоская ударная волна. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными и расчетными данными из работ [6, 7]: по структуре течения при различных числах Маха на входной границе, скоростям распространения ударных волн в канале и распределениям чисел Маха на внутренней и внешней границах канала.

Числа Маха на внутренней и внешней стенках канала рассчитываются как

$$M_{wi} = v_{si}/a \text{ и } M_{wo} = v_{so}/a,$$

где v_{si} и v_{so} — скорости ударной волны на внутренней и внешней стенках канала; a — скорость звука в невозмущенном потоке.

Скорости ударной волны рассчитываются в полярных координатах, учитывая расстояние, прошедшее ударными волнами вдоль внутренней и внешней стенок канала,

$$v_{si} = R_i d\theta_{si}/dt \text{ и } v_{so} = R_o d\theta_{so}/dt,$$

где θ_{si} и θ_{so} — угловые положения фронта ударной волны на внутренней и внешней стенках, которые нахо-

Таблица. Варианты расчетов
Table. Computational options

Номер канала	Номер варианта	Число Маха M_0	Отношение давлений p_2/p_1	Отношение плотностей ρ_2/ρ_1
1	А	1,7	3,2050	2,2056
1	Б	2,1	4,9783	2,8119
1	В	2,7	8,3383	3,5590
2	А	1,2	1,5133	1,3416
2	Б	1,9	4,0450	2,5157
2	В	2,9	9,6450	3,7629

дятся и сохраняются в каждый момент времени (рис. 2). Для нахождения углового положения фронта в текущий момент времени используется абсолютная величина производной плотности по угловой координате. Для сравнения с данными работы [6] рассчитанные значения чисел Маха M_{wi} и M_{wo} нормализуются на число Маха M_0 .

Численный метод

Расчеты невязкого сжимаемого газа выполнены на основе нестационарных двумерных уравнений Эйлера. Дискретизация основных уравнений осуществляется при помощи метода конечных объемов. Детали дискретизации и численного метода приведены в работе [21].

Для расчетов используется неструктурированная сетка, содержащая $6,5 \cdot 10^5$ треугольных ячеек. Расчеты проводятся до момента времени $t_f = 2$ мс для варианта 1 и $t_f = 5$ мс для варианта 2 (за это время ударная волна успевает достигнуть выходной границы канала). Увеличение начальной скорости ударной волны приводит к более быстрому выходу ударной волны за пределы расчетной области.

Результаты и обсуждение

В начальный момент времени формируется плоская ударная волна, которая начинает распространяться

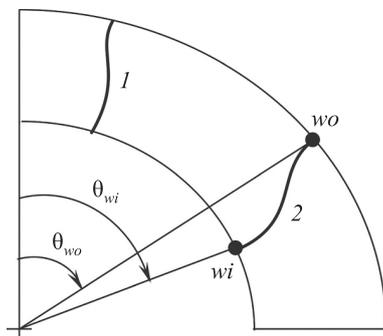


Рис. 2. Нахождение скоростей ударной волны на стенках канала. Линии 1 и 2 показывают положения ударной волны в последовательные моменты времени. Положения точек w_i и w_o определяются углами θ_{wi} и θ_{wo}

Fig. 2. Finding the velocities of the shock wave on the channel walls. Lines 1 and 2 show the positions of the shock wave at successive times. Locations of points is defined by angles θ_{wi} and θ_{wo}

внутри канала. Схема ударно-волновой конфигурации, формирующейся на ранней стадии развития течения, показана на рис. 3, а. Кривизна канала приводит к тому, что скорости движения ударной волны на внутренней и внешней стенках канала различаются, изначально плоский фронт искривляется, и ударная волна дифрагирует. Фронт ударной волны подвержен воздействию веера волн разрежения, центрированного в точке O . Угол наклона характеристик в веере волн разрежения зависит от числа Маха M_0 . В результате дифракции ударной волны формируется тройная точка T , вправо от которой распространяются две падающие ударные волны, а влево – отраженная ударная волна R и контактный разрыв S . Контактный разрыв разделяет потоки газа, проходящие через волну Маха TC и падающую ударную волну ET . Участок фронта ударной волны между точками H и T продолжает распространяться с числом Маха M_0 . Нерегулярное отражение и связанная с ним волна Маха TC возникают при отражении ударной волны от стенки. Фронт отраженной ударной волны RT является криволинейным. Контактный разрыв ST находится после падающей ударной волны ET , интенсивность которой ослабевает вдоль внутренней стенки, в то время как интенсивность волны Маха возрастает вдоль внешней стенки канала.

Ударная волна, сформированная во входном сечении канала и распространяющаяся с числом Маха M_0 , существует только на ранней стадии развития процесса (рис. 3, а). С течением времени и развитием процесса фронт начальной ударной волны исчезает. Это происходит из-за волн разрежения, которые формируются на внутренней стенке канала и достигают тройной точки. С течением времени веер волн разрежения перемещается вдоль внутренней стенки. Вследствие взаимодействия с волной разрежения, интенсивность ударной волны на нижней стенке канала ослабевает по сравнению с ее начальным значением, соответствующим числу Маха M_0 . Веер волн разрежения взаимодействует с той частью фронта ударной волны, который распространяется с числом Маха M_0 , и тройной точкой. Такое взаимодействие приводит к дальнейшему увеличению кривизны ножки Маха. В то же время интенсивность ударной волны на внешней стенке канала возрастает. Схема ударно-волновой конфигурации, формирующейся на поздней стадии развития течения, показана на рис. 3, б. Кривизна волны Маха затрудняет применение теоретических методов для анализа развития ударно-волновой конфигурации в криволинейном канале.

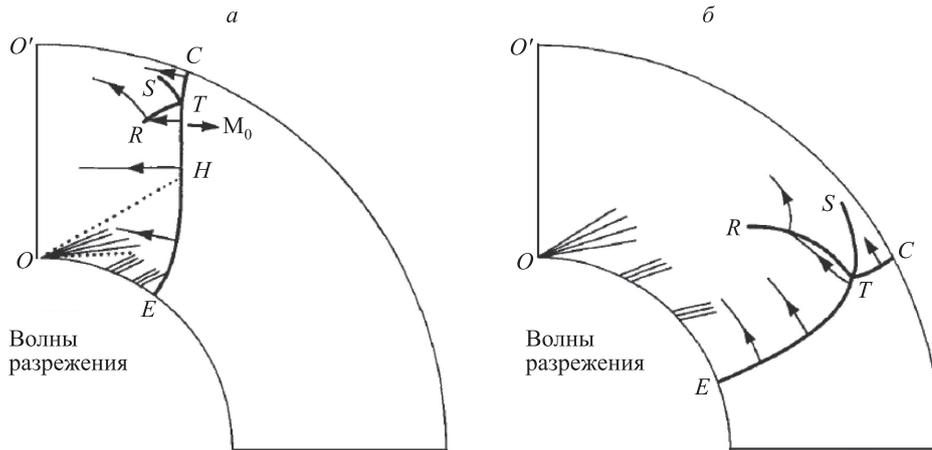


Рис. 3. Схемы ударно-волновых конфигураций, формирующихся на ранней (а) и поздней (б) стадиях развития течения в случае 1 [6]

Fig. 3. Schemes of shock-wave configurations formed at the early (a) and late (b) stages of the flow development in case 1 [6]

Имеются некоторые различия в изменении кривизны фронта ударных волн, формирующихся в каналах с различным радиусом кривизны. В то время как в случае 1 кривизна фронта ударной волны сохраняется при ее распространении (рис. 3), в случае 2 наблюдается иная ситуация. Тройная точка перемещается по направлению к внутренней стенке канала быстрее в случае 2, чем в случае 1 (скорость перемещения тройной точки зависит от начальной интенсивности ударной волны). В результате волны разрежения, формирующиеся на нижней стенке канала, достигают тройной точки раньше, а фронт ударной волны снова приобретает плоскую форму (рис. 4).

Результаты расчетов, обработанные в виде линий уровня плотности и давления для варианта 1А, показаны на рис. 5, 6 в различные моменты времени. Полученные результаты воспроизводят основные особенности формирующейся ударно-волновой конфигурации в канале, включая положение тройной точки, контактного разрыва, волны Маха и ударных волн. Форма фронта ударной волны хорошо согласуется с тем, который наблюдается в физическом эксперименте [6]. Взаимодействие ударной волны со стенками канала приводит к формированию картины течения, которая является в существенной степени двумерной. Размер ножки сначала увеличивается в радиальном направлении примерно до $\theta = 40^\circ$, а затем резко уменьшается, приводя к регулярному отражению ударной волны при углах $\theta = 45\text{--}50^\circ$ и напоминает дифракцию ударной волны на вогнутой поверхности [6, 7].

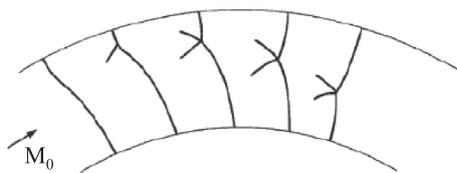


Рис. 4. Развитие ударно-волновой конфигурации в случае 2 [6]

Fig. 4. Development of a shock-wave configuration in case 2 [6]

Особенности формирующейся ударно-волновой картины течения проявляются в большей степени при увеличении числа Маха, как показано на рис. 7, 8 (вариант 1В). Отраженные от стенок ударные волны встречаются в серединной части канала и продолжают двигаться к выходному сечению расчетной области. Вследствие взаимодействия волн разрежения с тройной точкой наблюдается уменьшение интенсивности ударной волны, распространяющейся вдоль внутренней стенки канала. С увеличением интенсивности начальной волны наблюдается расширение области сжатого газа. Переход от маховского отражения к регулярному наблюдается при $\theta = 60^\circ$, причем как падающая, так и отраженная ударные волны сохраняют свою кривизну.

Сравнение рассчитанных значений чисел Маха M_w на внутренней и внешней стенках канала показано на рис. 9, где l — координата, отсчитываемая вдоль стенки. Сплошные линии соответствуют результатам численного моделирования, а значки «●» — экспериментальным данным [6]. С течением времени число Маха ударной волны на внешней стенке возрастает $M_w/M_0 > 1$, а на внутренней стенке канала уменьшается $M_w/M_0 < 1$. При этом наблюдается лучшее согласование результатов численного моделирования для внешней стенки канала, чем для внутренней. Максимальное число Маха на внешней стенке и минимальное число Маха на внутренней стенке канала достаточно слабо зависят от скорости начальной ударной волны, примерно составляя 1,3 и 0,7 соответственно (хотя и наблюдается небольшое уменьшение минимального числа Маха на нижней стенке до 0,6 с увеличением начальной скорости ударной волны).

Линии уровня плотности и давления для случая 2А показаны на рис. 10, 11 в различные моменты времени. В целом ударно-волновая структура является схожей с той, которая наблюдалась в случае 1. В отличие от случая 1, кривизна фронта ударной волны, формирующаяся в начале канала, не сохраняется, а его форма оказывается близкой к плоской вследствие взаимодействия волн разрежения с тройной точкой.

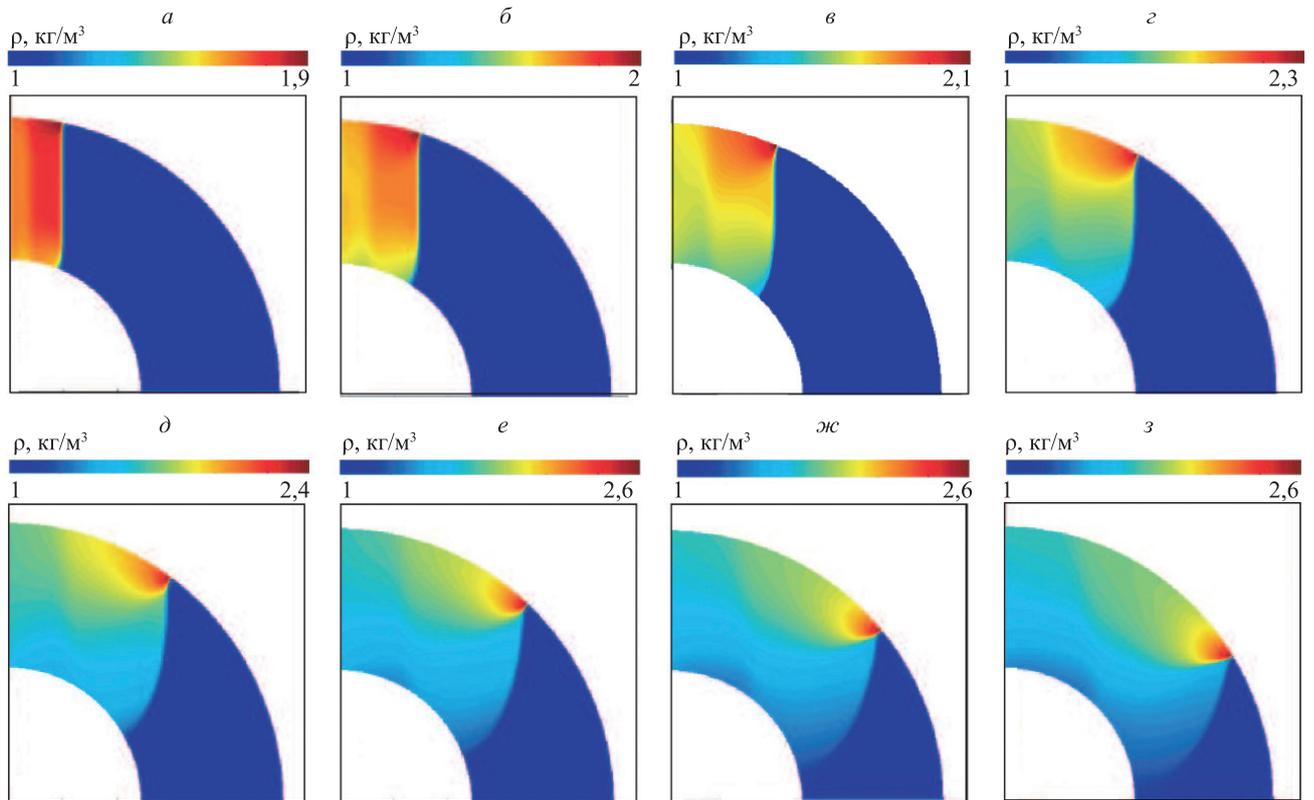


Рис. 5. Вариант 1А. Линии уровня плотности в моменты времени: 0,0432 мс (а); 0,0648 мс (б); 0,0864 мс (в); 0,1080 мс (г); 0,1301 мс (д); 0,1512 мс (е); 0,1731 мс (ж); 0,1943 мс (з)

Fig. 5. Option 1A. Density level lines at time points: 0.0432 ms (a); 0.0648 ms (б); 0.0864 ms (в); 0.1080 ms (г); 0.1301 ms (д); 0.1512 ms (е); 0.1731 ms (ж); 0.1943 ms (з)

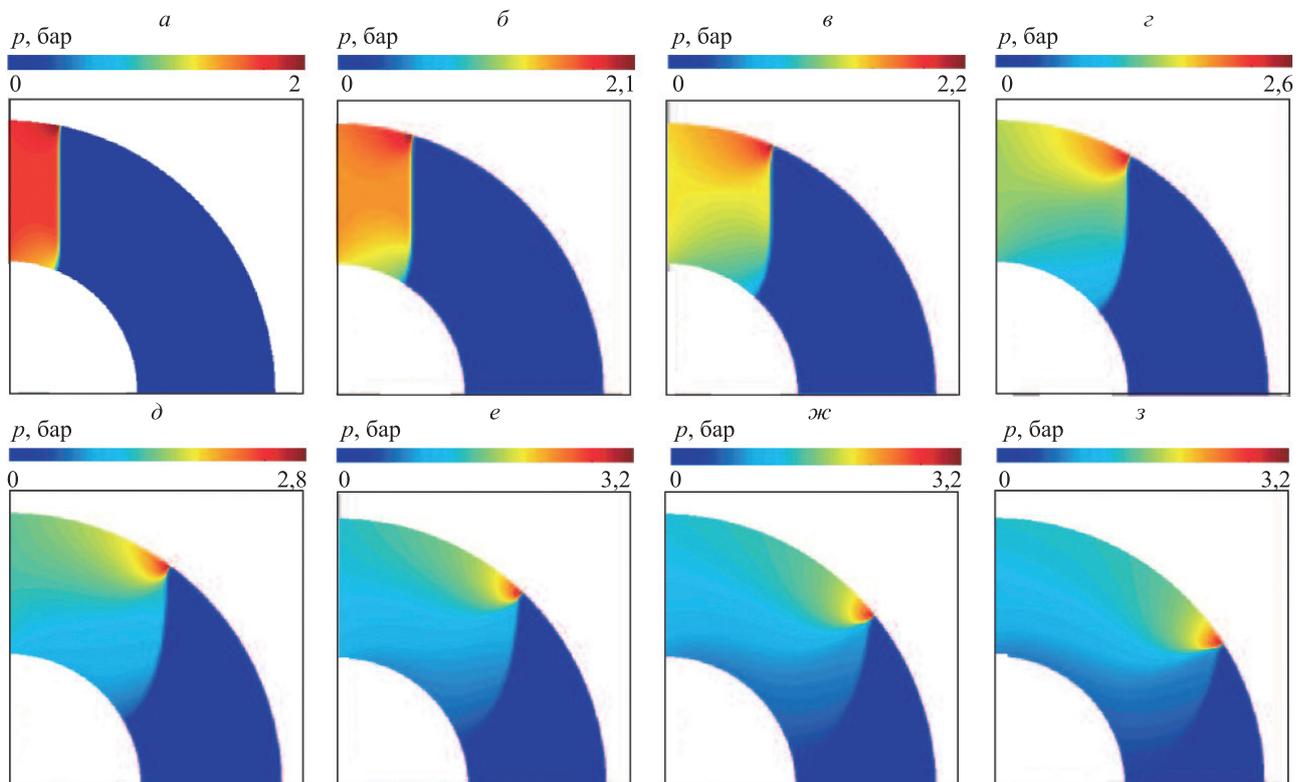


Рис. 6. Вариант 1А. Линии уровня давления в моменты времени: 0,0432 мс (а); 0,0648 мс (б); 0,0864 мс (в); 0,1080 мс (г); 0,1301 мс (д); 0,1512 мс (е); 0,1731 мс (ж); 0,1943 мс (з)

Fig. 6. Option 1A. Pressure level lines at time points: 0.0432 ms (a); 0.0648 ms (б); 0.0864 ms (в); 0.1080 ms (г); 0.1301 ms (д); 0.1512 ms (е); 0.1731 ms (ж); 0.1943 ms (з)

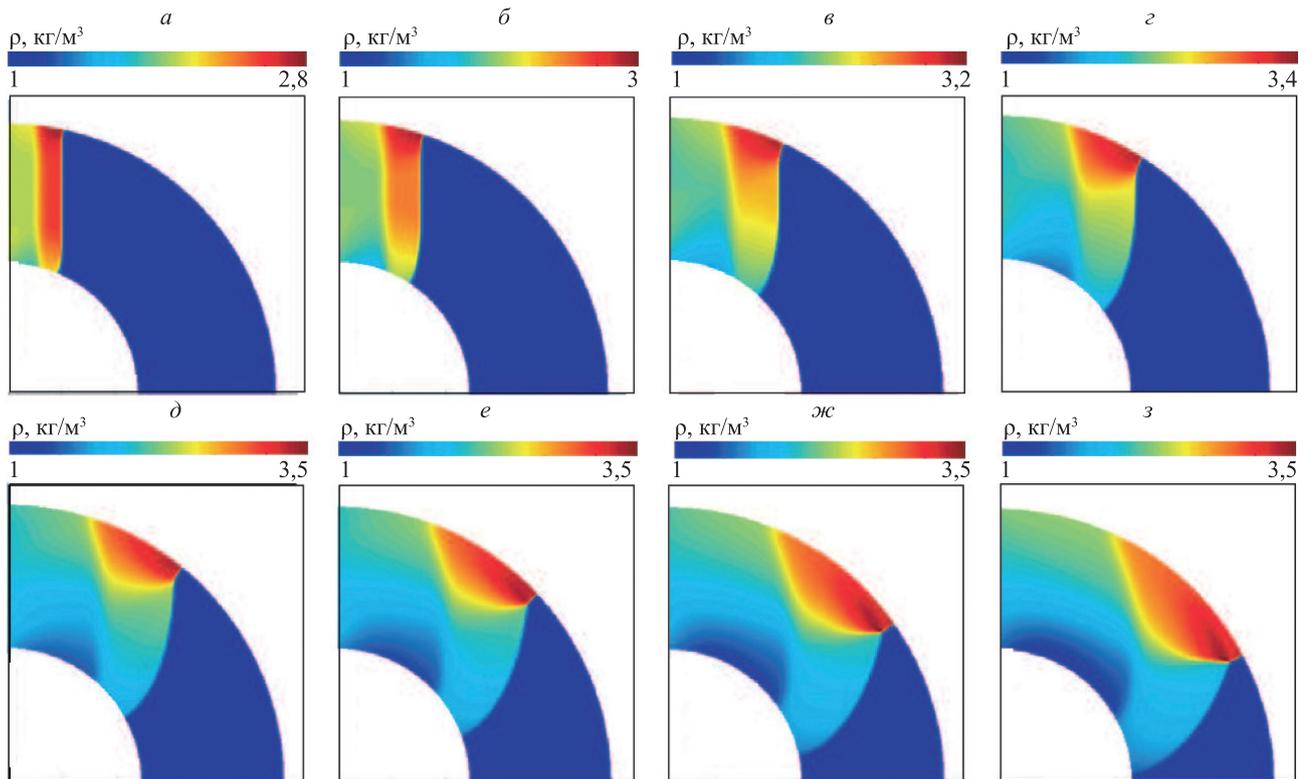


Рис. 7. Вариант 1В. Линии уровня плотности в моменты времени: 0,0354 мс (а); 0,0531 мс (б); 0,0708 мс (в); 0,0885 мс (г); 0,1060 мс (д); 0,1243 мс (е); 0,1421 мс (ж); 0,1592 мс (з)

Fig. 7. Option 1B. Density level lines at time points: 0.0354 ms (a); 0.0531 ms (б); 0.0708 ms (в); 0.0885 ms (г); 0.1060 ms (д); 0.1243 ms (е); 0.1421 ms (ж); 0.1592 ms (з)

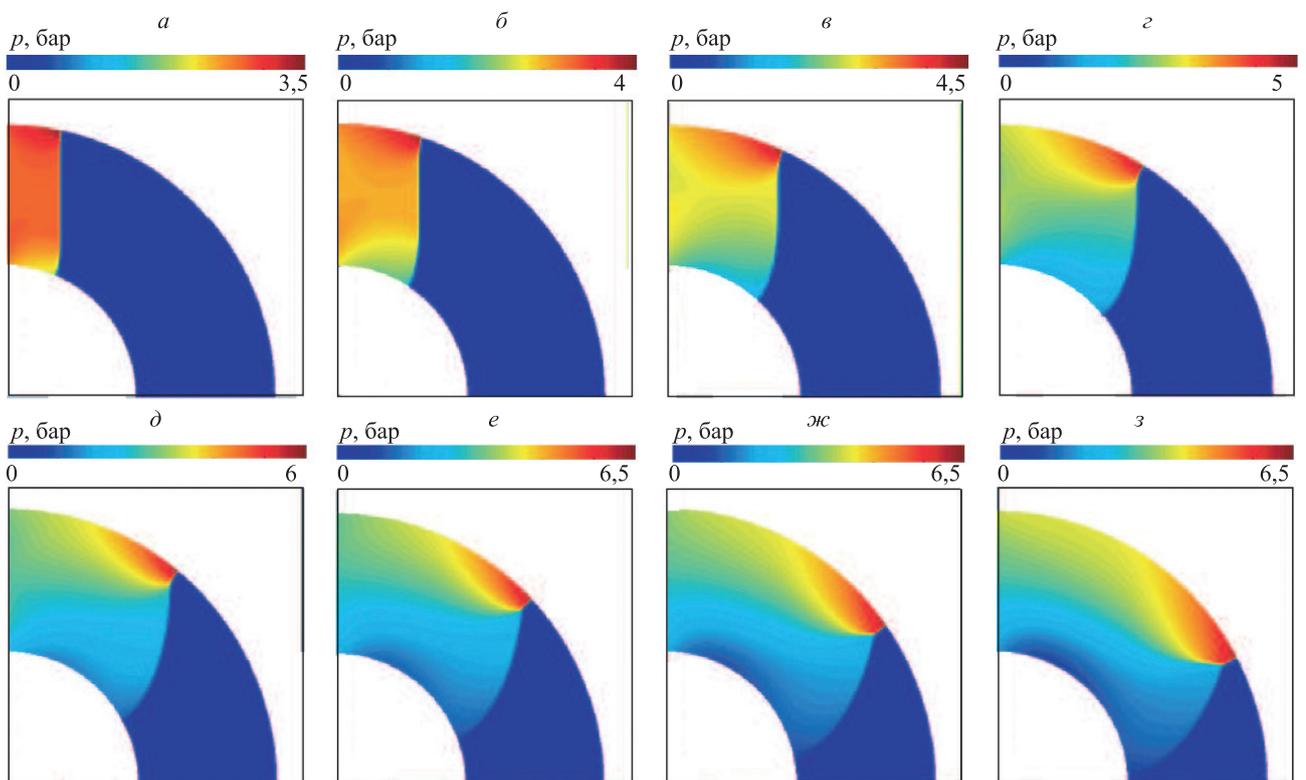


Рис. 8. Вариант 1В. Линии уровня давления в моменты времени: 0,0354 мс (а); 0,0531 мс (б); 0,0708 мс (в); 0,0885 мс (г); 0,1060 мс (д); 0,1243 мс (е); 0,1421 мс (ж); 0,1592 мс (з)

Fig. 8. Option 1B. Pressure level lines at time points: 0.0354 ms (a); 0.0531 ms (б); 0.0708 ms (в); 0.0885 ms (г); 0.1060 ms (д); 0.1243 ms (е); 0.1421 ms (ж); 0.1592 ms (з)

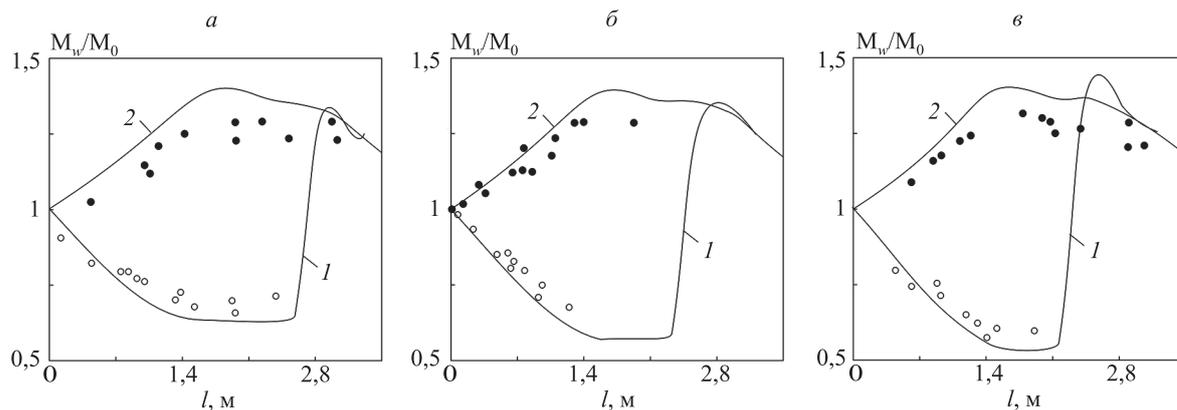


Рис. 9. Распределения числа Маха вдоль внутренней (1, \circ) и внешней (2, \bullet) стенок канала для случаев: 1А (а); 1Б (б); 1В (в)
 Fig. 9. Distribution of the Mach number along the inner (1, \circ) and outer (2, \bullet) channel walls in cases 1A (a); 1B (б); 1B (в)

Особенности развития ударной-волновой картины течения при увеличении числа Маха показаны на рис. 12, 13. Увеличение скорости ударной волны приводит к тому, что волна Маха достигает внутренней стенки канала до того, как ударная волна покинет пределы расчетной области. В этом случае на выходе из канала фронт ударной волны становится прямым, как это имеет место во входном сечении. Причиной этого является более быстрое перемещение тройной точки вследствие ее взаимодействия с волнами разрежения. Область сжатия газа расширяется и перемещается по направлению к внутренней стенке.

Сравнение рассчитанных значений чисел Маха на внутренней и внешней стенках канала показано на рис. 14. Сплошные линии соответствуют результатам численного моделирования, а знаки « \circ » и « \bullet » — экспериментальным данным [6]. При этом число Маха на внешней стенке достигает максимального значения $1,2 M_0$, а на нижней стенке минимальное — $0,8 M_0$, что немного выше измеренных значений. Во всех вариантах расчета скорость волны на нижней стенке становится околосвуковой. В то время как максимальное число Маха на внешней стенке слабо зависит от начальной скорости волны и на нижней стенке уменьшается от

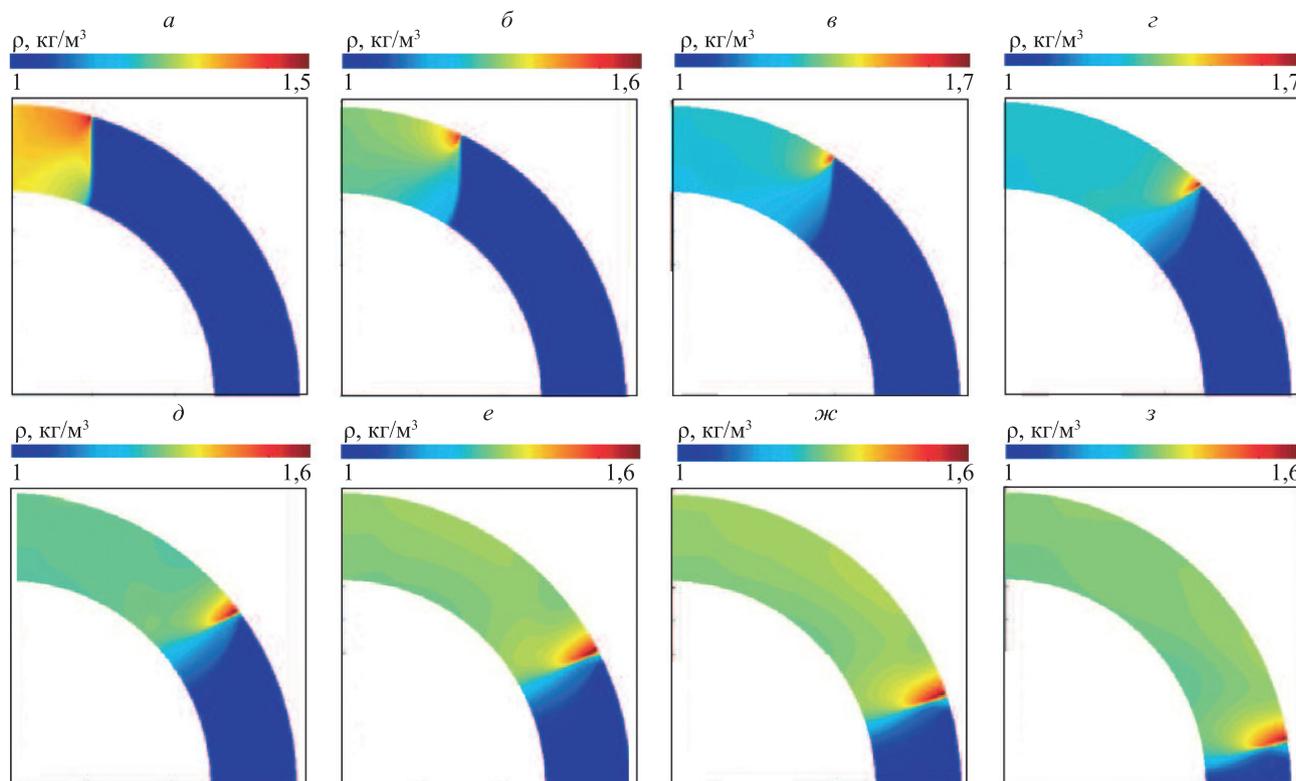


Рис. 10. Вариант 2А. Линии уровня плотности в моменты времени: 0,1332 мс (а); 0,1981 мс (б); 0,2643 мс (в); 0,3312 мс (г); 0,3971 мс (д); 0,4633 мс (е); 0,5292 мс (ж); 0,5951 мс (з)
 Fig. 10. Option 2A. Density level lines at time points: 0.1332 ms (a); 0.1981 ms (б); 0.2643 ms (в); 0.3312 ms (г); 0.3971 ms (д); 0.4633 ms (е); 0.5292 ms (ж); 0.5951 ms (з)

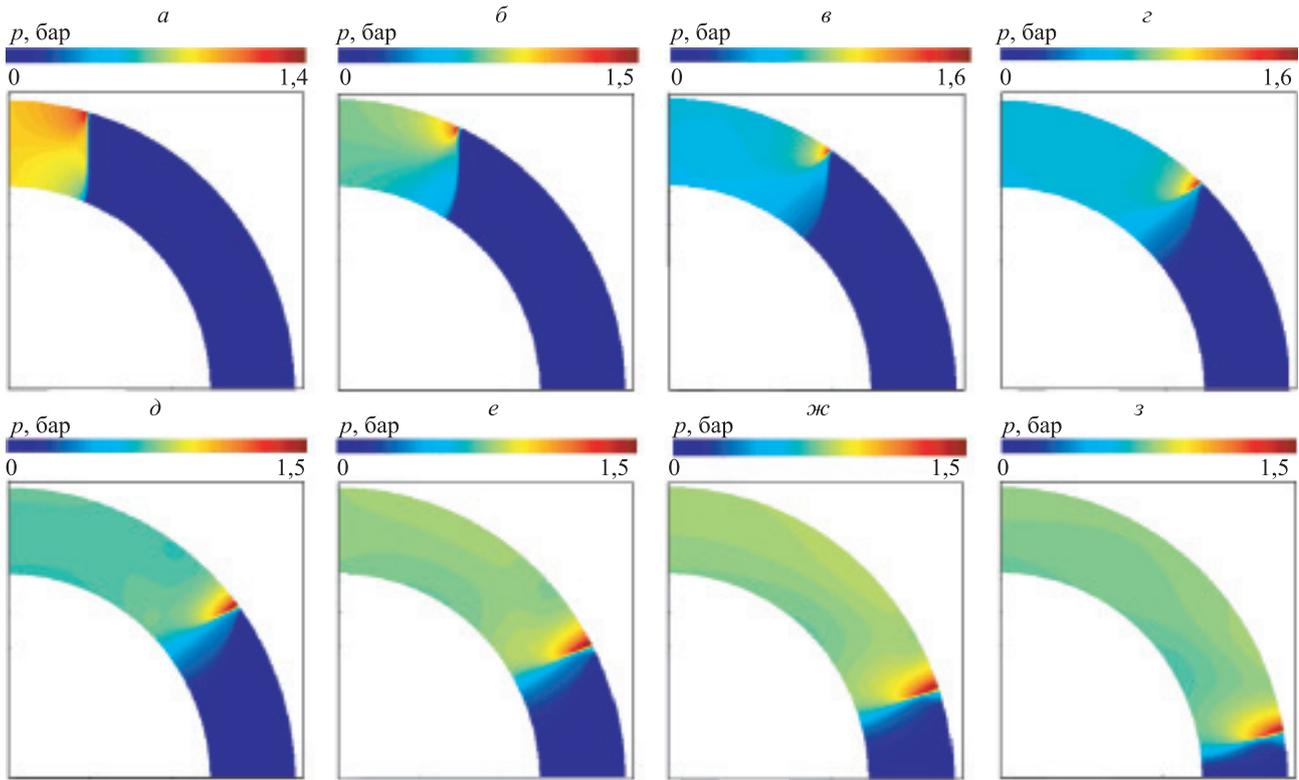


Рис. 11. Вариант 2А. Линии уровня давления в моменты времени: 0,1332 мс (а); 0,1981 мс (б); 0,2643 мс (в); 0,3312 мс (г); 0,3971 мс (д); 0,4633 мс (е); 0,5292 мс (ж); 0,5951 мс (з)

Fig. 11. Option 2A. Pressure level lines at time points: 0.1332 ms (a); 0.1981 ms (b); 0.2643 ms (v); 0.3312 ms (z); 0.3971 ms (d); 0.4633 ms (e); 0.5292 ms (ж); 0.5951 ms (z)

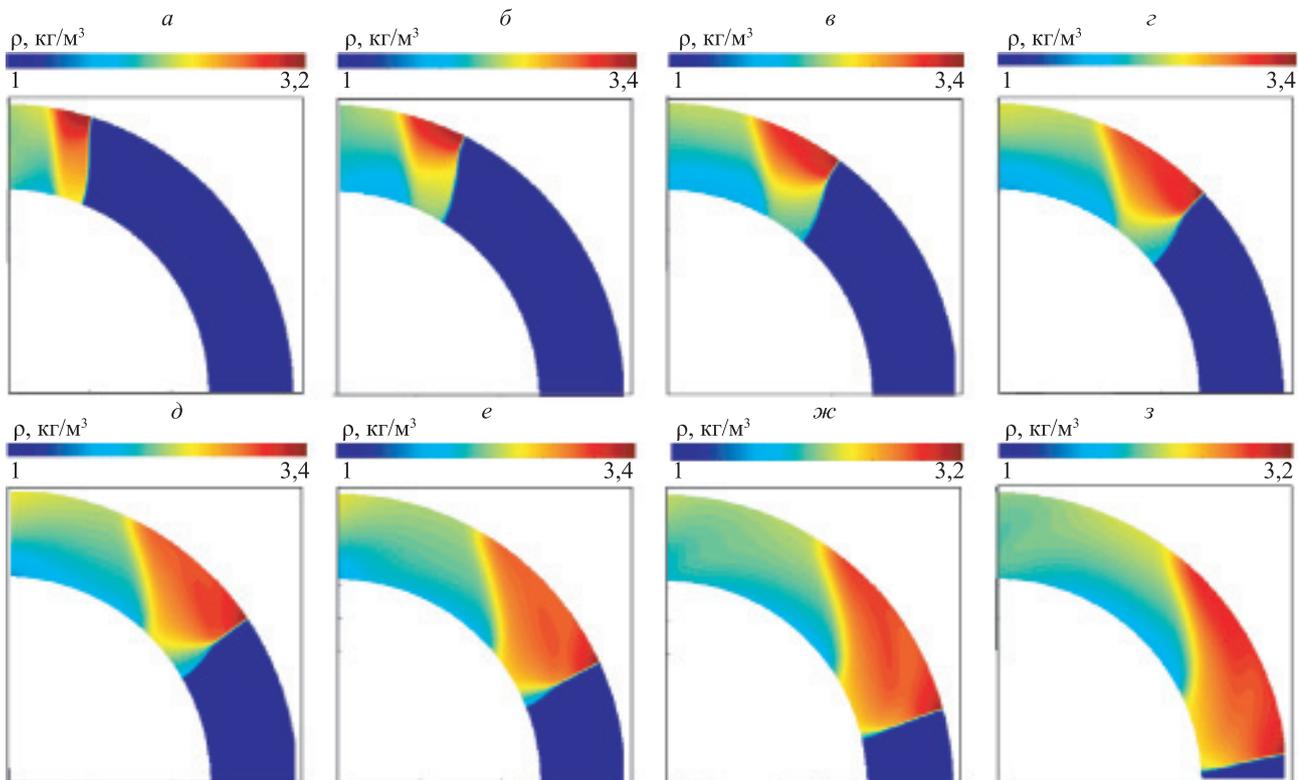


Рис. 12. Вариант 2В. Линии уровня плотности в моменты времени: 0,0811 мс (а); 0,1212 мс (б); 0,1623 мс (в); 0,2021 мс (г); 0,2422 мс (д); 0,2823 мс (е); 0,3231 мс (ж); 0,3642 мс (з)

Fig. 12. Option 2B. Density level lines at time points: 0,0811 мс (а); 0,1212 мс (б); 0,1623 мс (в); 0,2021 мс (г); 0,2422 мс (д); 0,2823 мс (е); 0,3231 мс (ж); 0,3642 мс (з)

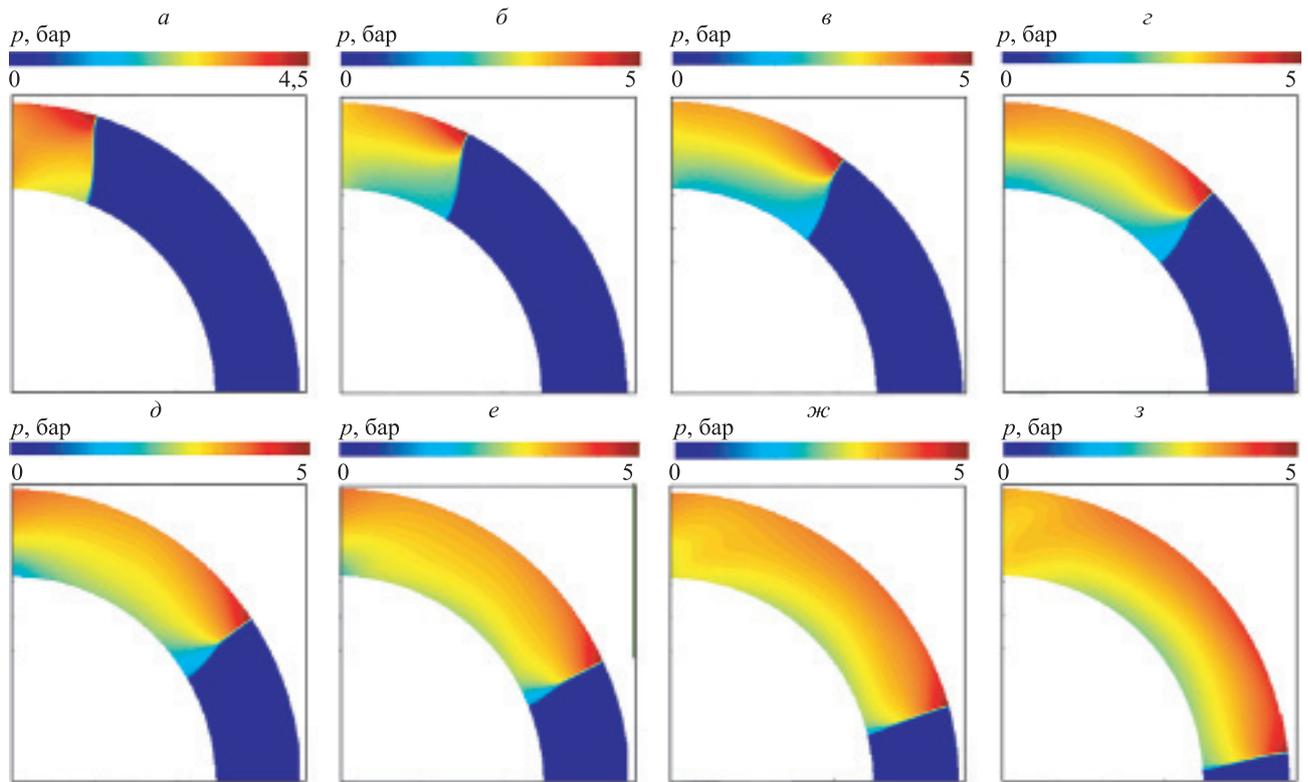


Рис. 13. Вариант 2В. Линии уровня давления в моменты времени 0,0811 мс (а); 0,1212 мс (б); 0,1623 мс (в); 0,2021 мс (г); 0,2422 мс (д); 0,2823 мс (е); 0,3231 мс (ж); 0,3642 мс (з)

Fig. 13. Option 2B. Pressure level lines at time points: 0,0811 ms (a); 0,1212 ms (б); 0,1623 ms (в); 0,2021 ms (г); 0,2422 ms (д); 0,2823 ms (е); 0,3231 ms (ж); 0,3642 ms (з)

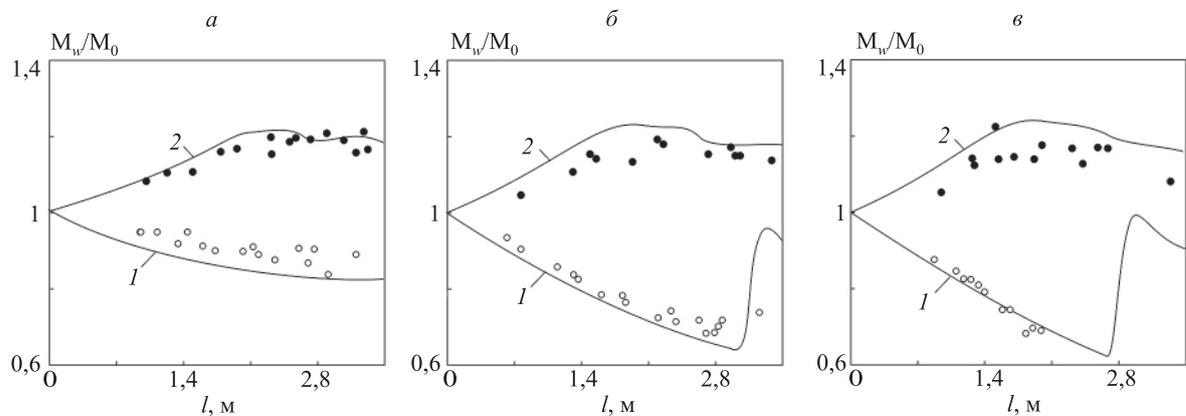


Рис. 14. Распределения числа Маха вдоль внутренней (1, \circ) и внешней (2, \bullet) стенок канала в случаях: 2А (а); 2Б (б); 2В (в)

Fig. 14. Distribution of the Mach number along the inner (1, \circ) and outer (2, \bullet) walls of the channel in cases: 2A (a); 2B (б); 2B (в)

0,8 M_0 (вариант 2А) до примерно 0,62 M_0 (варианты 2Б и 2В), имея практически постоянное значение. Причина этого в том, что тройная точка достигает внутренней стенки, интенсивность ударной волны на верхней стенке падает, а на внутренней стенке — возрастает.

С практической точки зрения представляет интерес размер ножки Маха λ и ее изменение со временем в зависимости от интенсивности начальной волны и размера кольцевого зазора. Размер ножки Маха является функцией угловой координаты θ , соответствующей положению ударной волны в текущий момент времени. Зависимости от угловой координаты, соответствующие расчетным вариантам 2Б и 2В (сплошные линии), пока-

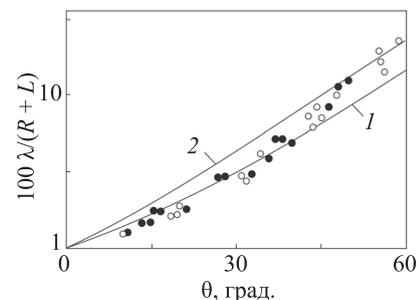


Рис. 15. Зависимость размера ножки Маха от угловой координаты в канале 2 при $M_0 = 1,9$ (1, \circ) и $M_0 = 2,9$ (2, \bullet)

Fig. 15. Dependence of the Mach stem size on the angular coordinate in channel 2 at $M_0 = 1,9$ (1, \circ) and $M_0 = 2,9$ (2, \bullet)

заны на рис. 15 в сравнении с данными работы [6] и при нормализации по линейному масштабу $R + L$.

Заключение

В работе выполнено численное моделирование дифракции ударной волны в плоском канале с криволинейными стенками. В расчетах изменяются радиус кривизны канала и интенсивность начальной ударной волны. Результаты расчетов согласованы с данными физического эксперимента. Различие расчетных и экспериментальных данных объясняется некоторыми различиями в форме канала. В экспериментальной установке к входному и выходному сечениям криволинейного канала добавлены прямоугольные секции.

В дальнейшем планируется изучить дифракцию ударной волны в криволинейном канале при наличии

возмущений и подвода энергии. Для устранения проблем, связанных с организацией детонационного горения, предлагается добавить в модель подвижную стенку, скорость которой постепенно увеличивается до теоретической скорости движения газа за ударной волной (при этом ожидается минимальное влияние стенки на поток). Поджатие потока стенкой в направлении его вращения способствует удалению продуктов реакции и поддержанию скорости перемещения фронта горения, что частично решает проблему критического подвода теплоты в зону реакции. Дополнительные возможности возникают при использовании частично проницаемой стенки и ее движения по спиралевидной траектории с переменной скоростью. Проверка указанных возможностей требуется трехмерных расчетов с учетом вязких эффектов.

Литература

1. Фролов С.М., Дубровский А.В., Иванов В.С. Трехмерное численное моделирование рабочего процесса в камере сгорания с непрерывной детонацией // Химическая физика. 2012. Т. 31. № 3. С. 32–45.
2. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В. Численное моделирование спиновой детонации в каналах круглого сечения // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2016. Т. 56. № 6. С. 1122–1137. doi: 10.7868/S004446691606017X
3. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В. Исследование вращающихся волн детонации в кольцевом зазоре // Труды МИАН. 2020. Т. 310. С. 199–216. doi: 10.4213/tm4098
4. Булат П.В., Продан Н.В. Обзор проектов детонационных двигателей. Ротационные детонационные двигатели // Фундаментальные исследования. 2013. № 10-8. С. 1672–1675.
5. Булат П.В., Продан Н.В. Обзор проектов детонационных двигателей. Импульсные двигатели // Фундаментальные исследования. 2013. № 10-8. С. 1667–1671.
6. Edwards D.H., Fearnley P., Nettleton M.A. Shock diffraction in channels with 90° bends // Journal of Fluid Mechanics. 1983. V. 132. P. 257–270. doi: 10.1017/S0022112083001597
7. Henshaw W.D., Smyth N.F., Schwendeman D.W. Numerical shock propagation using geometrical shock dynamics // Journal of Fluid Mechanics. 1986. V. 171. P. 519–545. doi: 10.1017/S0022112086001568
8. Schwendeman D.W. A new numerical method for shock wave propagation based on geometrical shock dynamics // Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 1993. V. 441. N 1912. P. 331–341. doi: 10.1098/rspa.1993.0064
9. Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
10. Ridoux J., Lardjane N., Monasse L., Coulouvrat F. Beyond the limitation of geometrical shock dynamics for diffraction over wedges // Shock Waves. 2019. V. 29. N 6. P. 833–855. doi: 10.1007/s00193-018-00885-w
11. Ridoux J., Lardjane N., Monasse L., Coulouvrat F. Extension of geometrical shock dynamics for blast wave propagation // Shock Waves. 2020. V. 30. N 6. P. 563–583. doi: 10.1007/s00193-020-00954-z
12. Reeves J.O., Skews B.W. Unsteady three-dimensional compressible vortex flows generated during shock wave diffraction // Shock Waves. 2012. V. 22. N 2. P. 161–172. doi: 10.1007/s00193-012-0353-3
13. Krassovskaya I.V., Berezkina M.K. Mechanism of formation of reflection configurations over concave surfaces // Shock Waves. 2017. V. 27. N 3. P. 431–439. doi: 10.1007/s00193-016-0701-9
14. Soni V., Hadjadj A., Chaudhuri A., Ben-Dor G. Shock-wave reflections over double-concave cylindrical reflectors // Journal of Fluid Mechanics. 2017. V. 813. P. 70–84. doi: 10.1017/jfm.2016.825
15. Smirnov N.N., Penyazkov O.G., Sevrouk K.L., Nikitin V.F., Stamov L., Tyurenkova V. Detonation onset following shock wave focusing // Acta Astronautica. 2017. V. 135. P. 114–130. doi: 10.1016/j.actaastro.2016.09.014

References

1. Frolov S.M., Dubrovskii A.V., Ivanov V.S. Three-dimensional numerical simulation of the operation of the rotating-detonation chamber. *Russian Journal of Physical Chemistry B*, 2012, vol. 6, no. 2, pp. 276–288. doi: 10.1134/S1990793112010071
2. Levin V.A., Manuylovich I.S., Markov V.V. Numerical simulation of spinning detonation in circular section channels. *Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 2016, vol. 56, no. 6, pp. 1102–1117. doi: 10.1134/S0965542516060178
3. Levin V.A., Manuylovich I.S., Markov V.V. Investigation of rotating detonation waves in an annular gap. *Proceedings of the Steklov Institute of Mathematics*, 2020, vol. 310, pp. 185–201. doi: 10.1134/S0081543820050156
4. Bulat P.V., Prodan N.V. Trends in the development of projects detonation engines. Rotating detonation engines. *Fundamental Research*, 2013, no. 10-8, pp. 1672–1675. (in Russian)
5. Bulat P.V., Prodan N.V. Overview of projects detonation engines. Pulse ramjet engine. *Fundamental Research*, 2013, no. 10-8, pp. 1667–1671. (in Russian)
6. Edwards D.H., Fearnley P., Nettleton M.A. Shock diffraction in channels with 90° bends. *Journal of Fluid Mechanics*, 1983, vol. 132, pp. 257–270. doi: 10.1017/S0022112083001597
7. Henshaw W.D., Smyth N.F., Schwendeman D.W. Numerical shock propagation using geometrical shock dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*, 1986, vol. 171, pp. 519–545. doi: 10.1017/S0022112086001568
8. Schwendeman D.W. A new numerical method for shock wave propagation based on geometrical shock dynamics. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1993, vol. 441, no. 1912, pp. 331–341. doi: 10.1098/rspa.1993.0064
9. Bazhenova T.V., Gvozdeva L.G. *Nonstationary Interactions of Shock Waves*. Moscow, Nauka Publ., 1977, 274 p. (in Russian)
10. Ridoux J., Lardjane N., Monasse L., Coulouvrat F. Beyond the limitation of geometrical shock dynamics for diffraction over wedges. *Shock Waves*, 2019, vol. 29, no. 6, pp. 833–855. doi: 10.1007/s00193-018-00885-w
11. Ridoux J., Lardjane N., Monasse L., Coulouvrat F. Extension of geometrical shock dynamics for blast wave propagation. *Shock Waves*, 2020, vol. 30, no. 6, pp. 563–583. doi: 10.1007/s00193-020-00954-z
12. Reeves J.O., Skews B.W. Unsteady three-dimensional compressible vortex flows generated during shock wave diffraction. *Shock Waves*, 2012, vol. 22, no. 2, pp. 161–172. doi: 10.1007/s00193-012-0353-3
13. Krassovskaya I.V., Berezkina M.K. Mechanism of formation of reflection configurations over concave surfaces. *Shock Waves*, 2017, vol. 27, no. 3, pp. 431–439. doi: 10.1007/s00193-016-0701-9
14. Soni V., Hadjadj A., Chaudhuri A., Ben-Dor G. Shock-wave reflections over double-concave cylindrical reflectors. *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, vol. 813, pp. 70–84. doi: 10.1017/jfm.2016.825
15. Smirnov N.N., Penyazkov O.G., Sevrouk K.L., Nikitin V.F., Stamov L., Tyurenkova V. Detonation onset following shock wave

16. Smirnov N.N., Penyazkov O.G., Sevrouk K.L., Nikitin V.F., Stamov L.I., Tyurenkova V.V. Onset of detonation in hydrogen-air mixtures due to shock wave reflection inside a combustion chamber // *Acta Astronautica*. 2018. V. 149. P. 77–92. doi: 10.1016/j.actaastro.2018.05.024
17. Li X., Yu Q., Zhou N., Liu X., Huang W., Zhao H. The influence of pipe length on explosion of flammable premixed gas in 90° bending pipe and dynamic response of the thin-walled pipe // *Advances in Mechanical Engineering*. 2019. V. 11. N 5. P. 1–9. doi: 10.1177/1687814019851947
18. Brahmi N., Hadjadj A., Soni V., Chaudhuri A. Analysis of shock-wave diffraction over double concave cylindrical wedges. Part I. Shock dynamics // *Acta Astronautica*. 2020. V. 172. P. 134–139. doi: 10.1016/j.actaastro.2020.01.025
19. Brahmi N., Hadjadj A., Soni V., Chaudhuri A. Analysis of shock-wave diffraction over double concave cylindrical wedges. Part II. Vorticity generation // *Acta Astronautica*. 2020. V. 172. P. 140–150. doi: 10.1016/j.actaastro.2020.02.017
20. Koronio E., Ben-Dor G., Sadot O., Geca M. Similarity in Mach stem evolution and termination in unsteady shock-wave reflection // *Journal of Fluid Mechanics*. 2020. V. 902. P. 1–20. doi: 10.1017/jfm.2020.540
21. Volkov K. Multigrid and preconditioning techniques in CFD applications // *CFD Techniques and Thermo-Mechanics Applications* / ed. by Z. Driss, B. Necib, H.-C. Zhang. Springer International Publishing, 2018. P. 83–149. doi: 10.1007/978-3-319-70945-1_6

Авторы

Булат Павел Викторович — доктор физико-математических наук, кандидат экономических наук, главный научный сотрудник, Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, 190005, Российская Федерация, [sc 55969578400](https://orcid.org/0000-0003-0099-9953), pavelbulat@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0003-0099-9953>

Волков Константин Николаевич — доктор физико-математических наук, лектор, Университет Кингстона, Лондон, SW15 3DW, Великобритания; ведущий научный сотрудник, Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, 190005, Российская Федерация, [sc 8663950000](https://orcid.org/0000-0001-6055-2323), k.volkov@kingston.ac.uk, <https://orcid.org/0000-0001-6055-2323>

Мельникова Анжелика Игоревна — младший научный сотрудник, Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, 190005, Российская Федерация, [angelika044@gmail.com](https://orcid.org/0000-0001-7229-0965), <https://orcid.org/0000-0001-7229-0965>

Authors

Pavel V. Bulat — D.Sc., PhD, Chief Researcher, Baltic State Technical University “VOENMEH” named after D.F. Ustinov, Saint Petersburg, 190005, Russian Federation, [sc 55969578400](https://orcid.org/0000-0003-0099-9953), pavelbulat@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0003-0099-9953>

Konstantin N. Volkov — D.Sc., Lecturer, Kingston University, London, SW15 3DW, The United Kingdom of Great Britain and Northern Ireland; Leading Researcher, Baltic State Technical University “VOENMEH” named after D.F. Ustinov, Saint Petersburg, 190005, Russian Federation, [sc 8663950000](https://orcid.org/0000-0001-6055-2323), k.volkov@kingston.ac.uk, <https://orcid.org/0000-0001-6055-2323>

Anzhelika I. Melnikova — Junior Researcher, Baltic State Technical University “VOENMEH” named after D.F. Ustinov, Saint Petersburg, 190005, Russian Federation, [angelika044@gmail.com](https://orcid.org/0000-0001-7229-0965), <https://orcid.org/0000-0001-7229-0965>

Статья поступила в редакцию 14.01.2021
Одобрена после рецензирования 20.01.2021
Принята к печати 30.01.2021

Received 14.01.2021
Approved after reviewing 20.01.2021
Accepted 30.01.2021



Работа доступна по лицензии
Creative Commons
«Attribution-NonCommercial»