

УДК 533.27:534.222.2

МНОГОГОЛОВАЯ ВРАЩАЮЩАЯСЯ ДЕТОНАЦИЯ В КОЛЬЦЕВОМ ЗАЗОРЕ ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ДАВЛЕНИИ ТОРМОЖЕНИЯ

В. А. Левин^{1,2,*}, И. С. Мануйлович^{1,**}, В. В. Марков^{1,3,***}

¹ Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, 119192 Москва

² Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения РАН, 690041 Владивосток

³ Математический институт им. В. А. Стеклова РАН, 119991 Москва

*levin@imec.msu.ru, **ivan.manuylovich@gmail.com, ***markov@mi-ras.ru

Численно исследованы течения с многоголовой вращающейся детонацией в камере сгорания в форме кольцевого зазора между пластинами. Предполагается, что однородная пропановоздушная смесь поступает из резервуара с заданными параметрами торможения в камеру сгорания через элементарные сопла, равномерно заполняющие внешнее, ограничивающее ее кольцо, а ее газодинамические параметры определяются как функции параметров торможения и статического давления в зазоре. Исследование многоголовой вращающейся детонации проведено при числе волн 1, 2, 4 и 8 и давлении торможения, медленно уменьшающемся со временем по линейному закону. Установлено, что в зависимости от давления торможения могут реализовываться качественно различные ударно-волновые структуры, а при давлении торможения, меньшем критического, детонация разрушается. Представлены зависимости силовых характеристик тягового устройства от времени. Для расчетов, проводившихся на суперкомпьютере МГУ «Ломоносов», использовался оригинальный вычислительный комплекс, в котором реализованы модифицированный метод Годунова и одностадийная кинетика реакций.

Ключевые слова: многоголовая вращающаяся детонация, кольцевой зазор, одностадийная кинетика, численный метод, программный комплекс, суперкомпьютер.

DOI 10.15372/FGV2023.9419

EDN YOTZQS

ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент и теория позволяют однозначно утверждать, что неотъемлемым атрибутом как реальной газовой детонации, так и ее теоретических моделей является формирование детерминированных периодических структур [1–3], что связано с неустойчивостью процесса. Согласно расчетам одномерных течений самоподдерживающаяся волна детонации всегда нестационарная, а скорость ее головного скачка и газодинамические параметры на его фронте совершают мощные периодические колебания [4–7] в результате взаимодействия с ударными волнами, периодически формирующимися в зоне индукции перед ускоряющимся фронтом воспламенения. При прямом инициировании детонации ударной волной, вызванной взрывом, такой механизм распространения детонации реализуется только при энергии взрыва, превышающей критическую величину [8–11]. Ударное инициирование может произойти или в результате кумуляции потока, или при взаимодействии горючей смеси с поверхностями за счет кинетической энергии относительного движения [12–19]. В случае двумерных течений продольные волны за головным ударным

фронтом сменяются поперечными, которые двигаются вдоль него, дожигают горючую смесь и, периодически сталкиваясь друг с другом, создают, как и в одномерном случае, зоны с высоким давлением, которые как микровзрывы инициируют расходящиеся волны детонации. Поперечные волны вместе с головным скачком образуют тройные конфигурации и изломы на его фронте. Траектории тройных точек в реальных экспериментах оставляют следы на закопченных пластинах, которые образуют ромбовидные ячейки, а при вычислительном эксперименте их траектории совпадают с линиями, которые проведены через точки максимальных значений давления, полученные в процессе расчета [20]. Согласно расчетам трехмерных течений с волнами детонации спонтанно формирующаяся в канале ячеистая структура хаотична и приобретает регулярный характер в канале, у которого ширина в одном направлении достаточно мала. Суперкомпьютерные системы позволили детально исследовать многомерные течения и, в частности, обнаружить неизвестную ранее галолирующую слоистую детонацию [16], а также изучить процесс спонтанного формирования и устойчивости трехмерной спиновой детонации [21, 22]. С точки зрения приложений большой интерес представляет вращающаяся детонация [23]. Авторами ранее была исследована одноголовая вращающаяся детонация в цилиндрическом и кольцевом зазорах [24, 25] и начато изучение детонации в кольцевом зазоре с несколькими одновременно вращающимися волнами [26], которую далее будем называть многоголовой.

Настоящая статья продолжает работы [25, 26] и посвящена исследованию в трехмерной нестационарной постановке процесса формирования многоголовой волны детонации пропановоздушной смеси в кольцевом зазоре. Рассматривается устойчивость вращающейся детонации при уменьшении давления торможения, и анализируются возникающие ударно-волновые структуры.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Для теоретического исследования многомерных быстропротекающих процессов в химически активной смеси, связанных с прямым (ударным) инициированием волн детонации в ограниченных в пространстве объемах относительно небольших размеров, используется система нестационарных уравнений Эйлера для идеальной многокомпонентной реагирующей смеси, которая в неподвижной декартовой системе координат в дивергентной форме записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_i w)}{\partial z} &= \omega_i, \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial y} + \frac{\partial(p + \rho w^2)}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial(H - p)}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} + \frac{\partial(Hw)}{\partial z} &= 0, \\ H &= \sum_{i=1}^N \rho_i h_i + \rho \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2}, \end{aligned}$$

$$\rho = \sum_{i=1}^N \rho_i.$$

Здесь p , ρ — давление и плотность смеси; u , v , w — компоненты скорости вдоль осей x , y , z соответственно; N — число компонентов смеси; ρ_i , h_i — плотность и удельная энтальпия i -го компонента; ω_i — скорость изменения ρ_i при химических реакциях; H — полная энтальпия на единицу объема.

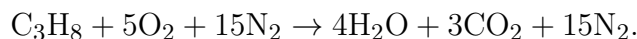
Калорические и термическое уравнения состояния смеси имеют вид

$$h_i = c_{0i} + c_{pi}T, \quad i = 1, \dots, N, \quad p = \sum_{i=1}^N \frac{\rho_i}{\mu_i} R_0 T,$$

где T — температура смеси, μ_i — молярная масса i -го компонента, R_0 — универсальная газовая постоянная, c_{0i} , c_{pi} — постоянные коэффициенты, полученные аппроксимацией табличных значений [27].

Для описания химических реакций в горючей смеси пропана с воздухом используется одностадийная кинетика [28] с одной необратимой реакцией, которая, несмотря на простоту, как показала практика ее применения при исследовании широкого круга задач о волнах детонации, качественно и количественно позволяет адекватно воспроизводить наблюдаемые в экспериментах явления.

В настоящей статье представлены результаты исследования детонации в пропановоздушной смеси, для которой предполагается, что реакция протекает в соответствии со стехиометрическим уравнением



В этом случае число компонентов $N = 5$, а скорость реакции определяет все значения ω_i в представленной выше системе уравнений согласно равенствам

$$\begin{aligned} \frac{\omega_{\text{C}_3\text{H}_8}}{\mu_{\text{C}_3\text{H}_8}} &= \frac{\omega_{\text{O}_2}}{5\mu_{\text{O}_2}} = -\frac{\omega_{\text{H}_2\text{O}}}{4\mu_{\text{H}_2\text{O}}} = -\frac{\omega_{\text{CO}_2}}{3\mu_{\text{CO}_2}} = \\ &= AT^\beta \left[\exp \left(-\frac{E}{R_0 T} \right) \right] \left(\frac{\rho_{\text{C}_3\text{H}_8}}{\mu_{\text{C}_3\text{H}_8}} \right)^a \left(\frac{\rho_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{O}_2}} \right)^b, \quad \omega_{\text{N}_2} = 0, \end{aligned}$$

где индексы i заменены символами компонентов смеси, A , E , a , b , β — постоянные, определяющие скорость реакции.

Воздух считается смесью кислорода с азотом в молярном соотношении $\nu_{\text{O}_2} : \nu_{\text{N}_2} = 1 : 3$, соответствующем большему содержанию кислорода, чем в стандартной атмосфере. Пропановоздушная смесь задается соотношением $\nu_{\text{C}_3\text{H}_8} : \nu_{\text{O}_2} : \nu_{\text{N}_2} = 1 : 5 : 15$ со стехиометрическими долями пропана и кислорода. На стенках задано условие непротекания.

Исследование проводится модифицированным методом Годунова [29], который реализован в оригинальном программном комплексе с графическим интерфейсом с функциями визуализации. Вычислительный алгоритм распараллелен на основе MPI и позволяет выполнять расчеты задач с количеством расчетных ячеек в несколько миллиардов. Расчеты в данной работе проводились на суперкомпьютере МГУ «Ломоносов» с использованием 176 процессорных ядер на сетке, состоящей из 300 млн ячеек.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ДЕТОНАЦИИ В КОЛЬЦЕВОМ ЗАЗОРЕ

Разработанный программный комплекс используется для детального исследования трехмерной вращающейся детонации в кольцевом зазоре между параллельными диском и кольцом.

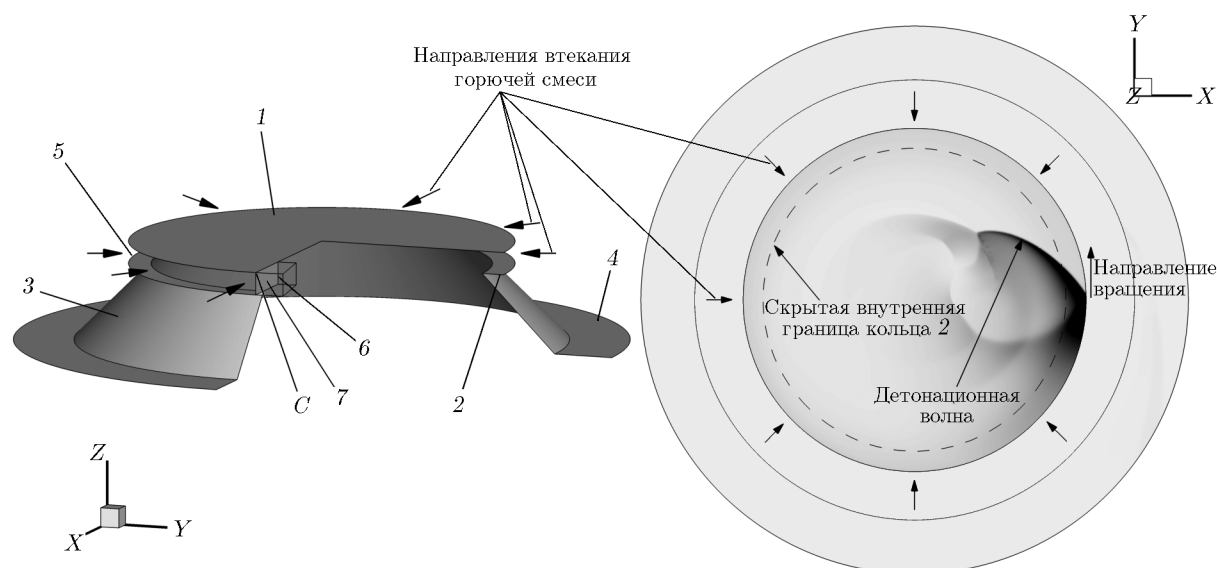


Рис. 1. Схема устройства

Как и в [25, 26], рассматривается осесимметричное устройство, схема которого с вырезанной четвертью представлена на рис. 1. Здесь 1 — плоский диск заданного диаметра D_1 , 2 — параллельное диску плоское кольцо с заданным внутренним диаметром D_2 , 3 — коническая секция заданной длины L с углом полураствора 45° , 4 — плоское кольцо. Плоские диск 1 и кольцо 2 образуют зазор заданной ширины h , в который через кольцо 5 в направлении к оси симметрии подается горючая смесь. 6 — один из инициаторов детонации с временной стенкой 7, C — точка пересечения поверхностей диска, кольца 5 и временной стенки инициатора. Используется специальная расчетная сетка, в которой линейный размер всех расчетных ячеек меньше 0.2 мм.

На границах расчетной области, соответствующих непроницаемым поверхностям (1–4 на рис. 1), принимается условие равенства нулю нормальной компоненты скорости газа, а на открытых границах параметры потока определяются из решения задачи о распаде произвольного разрыва при истечении продуктов детонации в покоящийся во внешнем пространстве газ с давлением $p_0 = 1$ атм и температурой $T_0 = 300$ К.

Предполагается, что в зазор через кольцо 5 поступает однородная смесь с заданным давлением торможения $p_s = 40$ атм и температурой торможения $T_s = 300$ К, а в каждой точке кольца скорость смеси и термодинамические параметры определяются согласно одномерной теории сопла Лавалья по параметрам торможения и статическому давлению в зазоре. Так, если давление в зазоре в точке вблизи кольца больше давления торможения, то смесь не втекает, а при давлении, равном или меньшем критического, смесь втекает со скоростью звука и соответствующими ей значениями термодинамических параметров. В других случаях имеет место втекание с дозвуковой скоростью.

С целью инициирования M одновременно непрерывно вращающихся волн детонации (M -головой вращающейся детонации) вдоль кольца (5 на рис. 1) располагаются M инициаторов, формирующих волны детонации мгновенным энергоподводом по ранее разработанной методике [25]. Формирование такой детонации при прочих равных условиях, таких как значения параметров торможения и размеры устройства D_1 , D_2 , L , h , зависит от параметров инициаторов — энергии инициирования и размера зон энергоподвода. В настоящей работе численно решается вопрос о нахождении допустимых диапазонов параметров инициирования детонации и максимального значения числа волн M при заданных размерах камеры сгорания.

Предполагается, что во всей расчетной области находится воздух с заданными давлением и температурой и в начальный момент времени в зазор по всей поверхности кольца (5 на рис. 1) начинает поступать горючая смесь из резервуара, в котором давление существенно выше давления в зазоре. Через небольшой промежуток времени, когда заканчивается формирование сходящегося потока горючей смеси, происходит инициирование детонации мгновенным однородным подводом энергии в зону (инициатор) в форме части цилиндрического кольца (6 на рис. 1), высота которого равна ширине зазора, а ширина — заданная величина. Одна из прямоугольных сторон инициатора предполагается непроницаемой в течение определенного промежутка времени, по истечении которого она убирается (временная стенка), чтобы не препятствовать вращению детонационной волны. Стенка необходима для кратковременного разделения горячих продуктов детонации с одной стороны от нее и холодной горючей смеси — с другой. При этом в результате энергоподвода детонация начинает распространяться от стенки в определенную сторону вдоль кольца. Исчезновение стенки можно трактовать как ее выгорание под воздействием высокой температуры продуктов детонации. Для определения параметров инициирования была проведена серия расчетов и получены подходящие значения геометрических, временных параметров инициатора и энергии инициирования E .

Выше описан инициатор, в результате действия которого формируется одна вращающаяся детонационная волна. Аналогичным образом можно инициировать несколько детонационных волн, вращающихся в одну и ту же сторону, используя несколько стенок с примыкающими зонами энергоподвода, расположенными с определенной стороны. После исследования течения с непрерывно вращающейся многоголовой детонацией при фиксированном давлении торможения [26] возник вопрос о диапазонах давления торможения, в которых она существует, и о влиянии этого параметра на структуру течения. Для этого проведены расчеты вращающейся детонации при уменьшающемся со временем по линейному закону давлении торможения горючей смеси, позволяющие, в частности, получить данные об устойчивости детонации. Ниже представлены результаты численного исследования течений с 1, 2, 4 и 8 волнами вращающейся детонации в камере сгорания увеличенного размера ($D_1 = 18.12$ см, $D_2 = 16$ см, $L = 3.61$ см, $h = 1.06$ см).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ДАВЛЕНИИ ТОРМОЖЕНИЯ

3.1. Детонация с $M = 1$

Серийные расчеты начальных стадий подготовки потока и инициирования детонации позволили определить параметры инициатора детонации, приводящего к формированию непрерывно вращающейся детонационной волны. Согласно расчетам, при начальном давлении торможения 40 атм непрерывно вращающаяся волна формируется к моменту времени 3 мс. После этого давление торможения начинает уменьшаться со временем по линейному закону. При этом температура торможения не меняется и равна 300 К. Уменьшение давления торможения происходило со скоростью 4 атм/мс. Скорость изменения, выбранная таким образом, небольшая, поскольку на начальном этапе давление торможения изменяется за период вращения волны детонации (≈ 0.09 мс) примерно на 0.36 атм, что меньше 1 % от начального давления торможения. На рис. 2 представлены зависимости от времени статического давления газа p в точке C около входа в кольцевой зазор и силы тяги F устройства. Значения на оси абсцисс соответствуют промежутку времени $\Delta t = t - t_0$ от начала ($t_0 = 3$ мс) изменения давления торможения. Максимальные значения статического давления высоки из-за особенности течения вблизи входа в кольцевой зазор. Вращающаяся детонационная волна движется под углом к кольцу 5, и ввиду

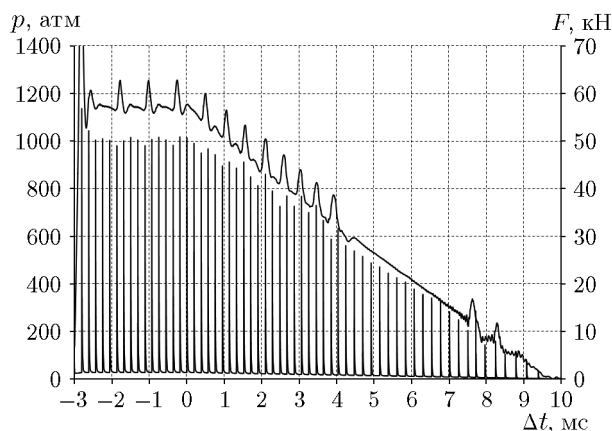


Рис. 2. Изменение во времени статического давления в точке C и силы тяги (верхняя кривая) в процессе детонации с $M = 1$ при уменьшении давления торможения

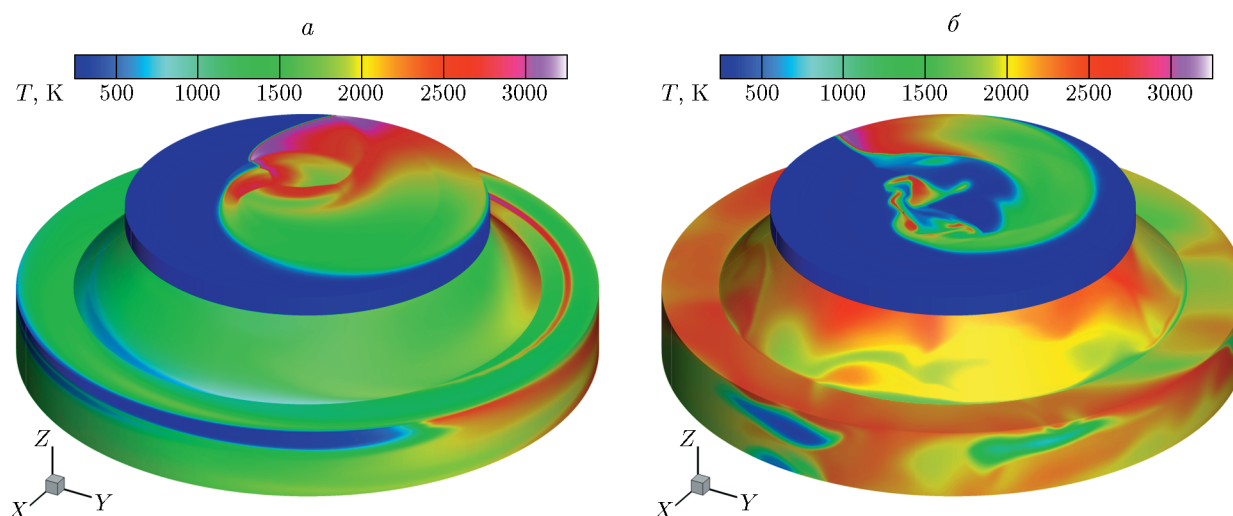


Рис. 3. Поля температуры при стационарном вращении одной детонационной волны в моменты времени с $\Delta t = 3$ мс (a ; $p_s = 28$ атм) и 9.3 мс ($б$; $p_s = 2.8$ атм)

высокого давления за ее фронтом горячая смесь не поступает в зазор, т. е. кольцо ведет себя как твердая стенка. Это можно реализовать введением створок клапана. Из-за этого вблизи него структура течения соответствует отражению детонационной волны от твердой стенки, при котором достигаются очень высокие значения давления. Из рис. 2 также видно, что максимумы давления подвержены колебаниям, что можно объяснить нестационарным характером вращения волны детонации.

График силы тяги F , представленный в виде второй линии на рис. 2, соответствует разности сил, действующих на плоский диск 1 и на кольцо 2, параллельное диску (см. рис. 1). Вычисление силы тяги таким способом приводит к более реалистичным ее значениям. График силы тяги показывает нестационарность процесса распространения вращающейся детонации. При стационарном вращении график силы был бы функцией, близкой к линейной из-за пропорциональности силы тяги давлению торможения, однако график силы испытывает колебания. Также в расчетах регистрировался массовый расход, что позволяет рассчитать удельный импульс устройства. Расчет вращающейся детонации с одной волной детонации и при уменьшающемся давлении торможения также показы-

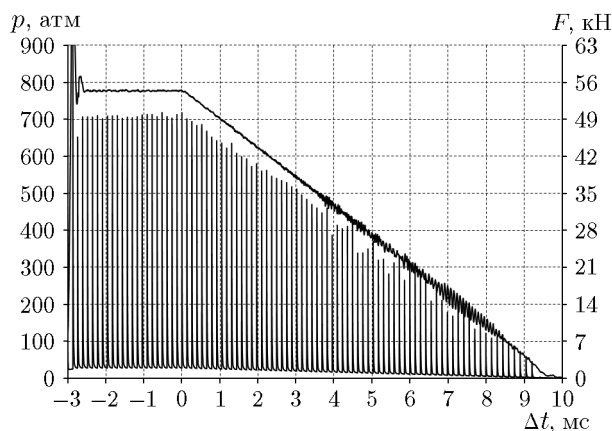


Рис. 4. Изменение во времени статического давления в точке C и силы тяги (верхняя кривая) в процессе детонации с $M = 2$ при уменьшении давления торможения

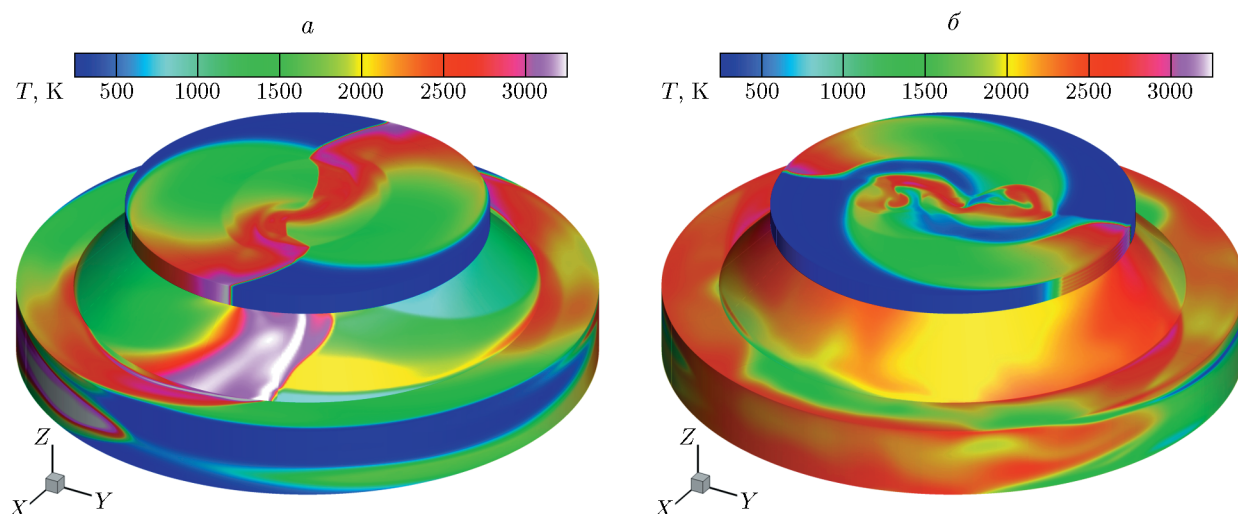


Рис. 5. Поля температуры при стационарном вращении двух детонационных волн в моменты времени с $\Delta t = 0$ (a ; $p_s = 40$ атм) и 9.3 мс (b ; $p_s = 2.8$ атм)

вает, что при давлении торможения, меньшем 2 атм ($\Delta t = 9.5$ мс), детонация перестает вращаться и срывается. Это значение является критическим для вращения детонации при рассматриваемых параметрах.

В процессе уменьшения давления торможения структура течения вблизи плоского диска изменяется. На рис. 3 представлены полученные в расчете поля температуры для моментов времени с $\Delta t = 3$ и 9.3 мс.

3.2. Детонация с $M = 2$

В расчете детонации с двумя волнами давление торможения также сохранялось равным 40 атм в течение 3 мс. На рис. 4 представлены зависимости от времени статического давления газа в точке C около входа в кольцевой зазор и силы тяги устройства. Видно, что частота следования пиков давления повышается примерно в два раза. При давлении торможения, меньшем 2 атм ($\Delta t = 9.5$ мс), детонация срывается. Из зависимости силы тяги от времени видно, что относительные колебания этой величины значительно меньше, чем

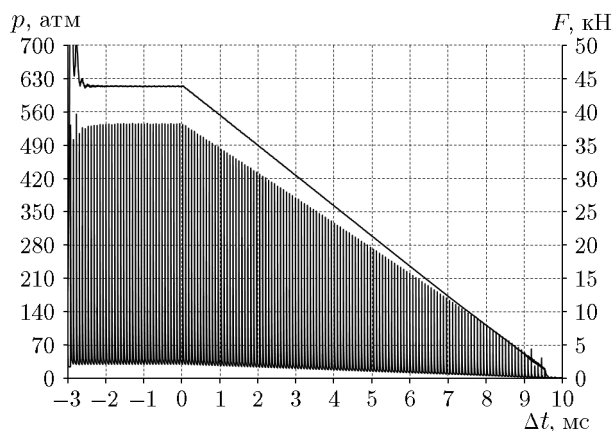


Рис. 6. Изменение во времени статического давления в точке C и силы тяги (верхняя кривая) в процессе детонации с $M = 4$ при уменьшении давления торможения

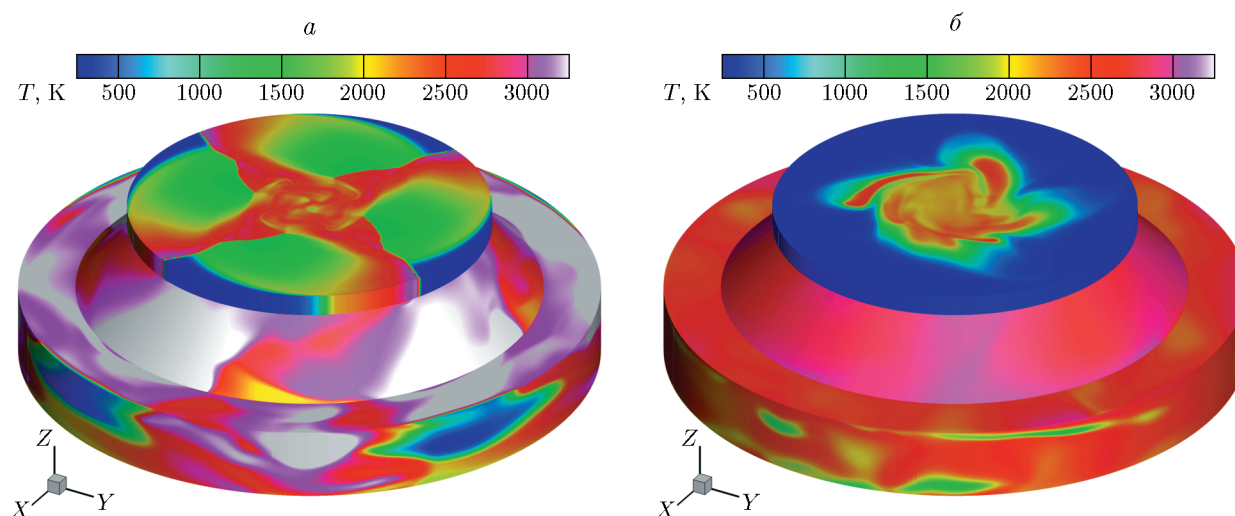


Рис. 7. Поля температуры при детонации с $M = 4$ в моменты времени с $\Delta t = 0$ (a ; $p_s = 40$ атм) и сразу после срыва детонации при $\Delta t = 9.7$ мс ($p_s = 1.2$ атм)

при одной волне детонации. Примерно на половине времени процесса осцилляции практически отсутствуют. При двух волнах детонации структура течения вблизи плоского диска также изменяется. Детонационные и ударные волны вблизи центра диска с уменьшением давления торможения становятся более слабыми. Рис. 5 демонстрирует эту ситуацию на примере полученных в расчете полей температуры в моменты времени с $\Delta t = 0$ и 9.3 мс.

3.3. Детонация с $M = 4$

Как и в других случаях, в расчете с четырьмя волнами детонации давление торможения также сохранялось равным 40 атм в течение 3 мс. На рис. 6 представлены зависимости от времени статического давления газа в точке C около входа в кольцевой зазор и силы тяги устройства. При этом частота следования пиков давления становится больше еще в два раза. Интересно отметить, что максимумы давления в случае четырех волн не испытывают колебаний и соответствуют линейному закону снижения давления торможения.

При четырех волнах детонации структура течения вблизи плоского диска (рис. 7) также изменяется при уменьшении давления торможения. Ударно-волновые структуры,

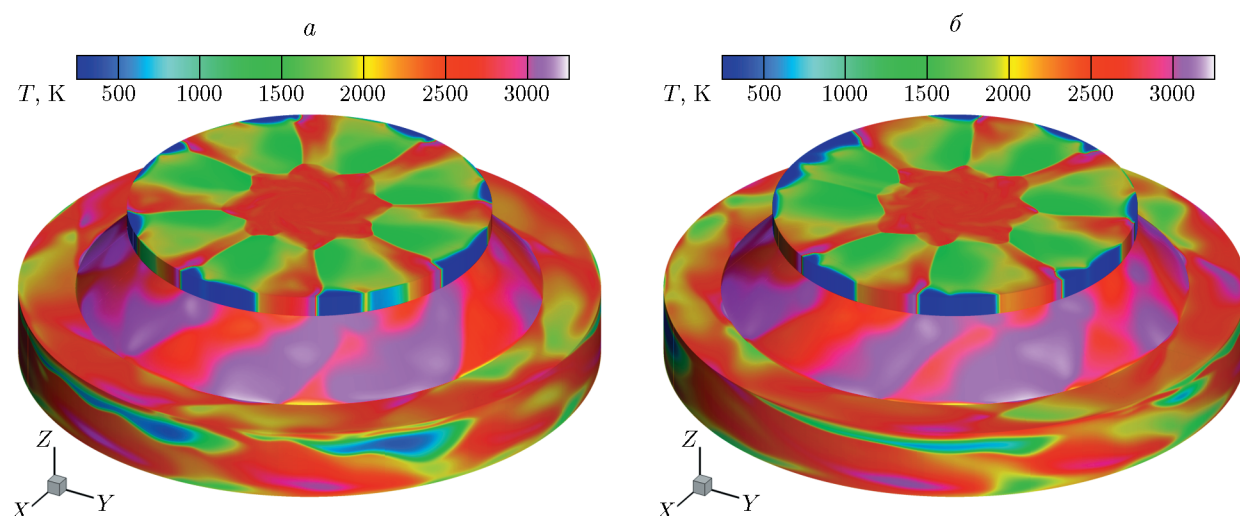


Рис. 8. Поля температуры при детонации с $M = 8$ в моменты времени с $\Delta t = 0$ (a ; $p_s = 40$ атм) и $\Delta t = 0.66$ мс (b ; $p_s = 37.36$ атм)

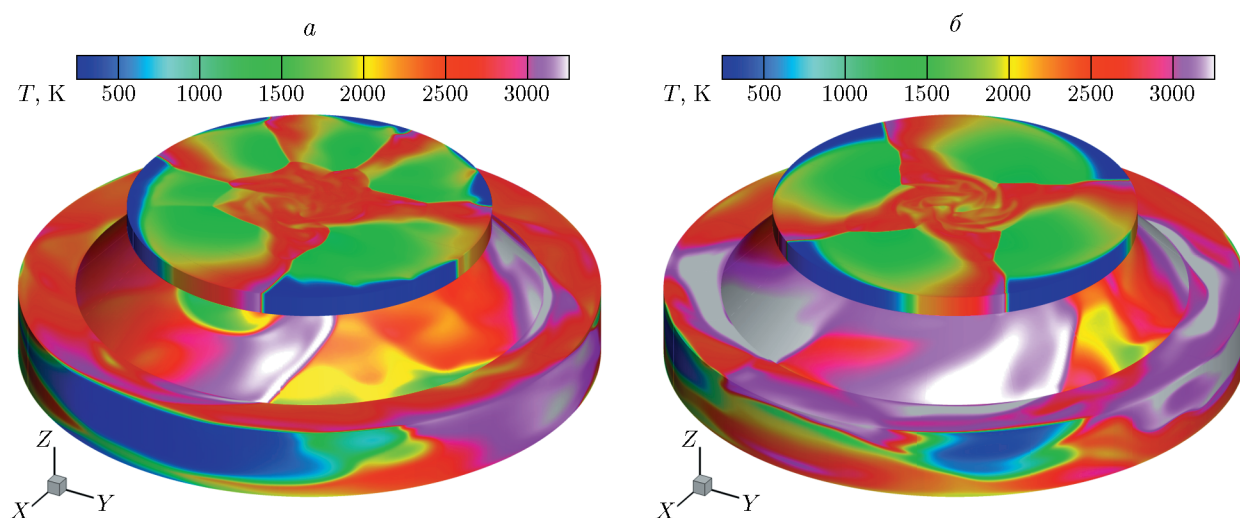


Рис. 9. Поля температуры при $\Delta t = 0.86$ мс (a ; $p_s = 36.56$ атм, $M = 5$) и 3 мс (b ; $p_s = 28$ атм, $M = 4$)

находящиеся в центре диска, изменяют свою форму и расширяются. При давлении торможения, меньшем 1.8 атм ($\Delta t = 9.55$ мс), детонация срывается. Правая часть рис. 7 демонстрирует поле температуры для момента времени с $\Delta t = 9.7$ мс сразу после срыва четырехголовой детонации. Аналогичная картина наблюдается и для двухголовой детонации.

3.4. Детонация с $M = 8$

Как и ранее, в расчете с восьмью волнами детонации давление торможения сохранялось равным 40 атм в течение 3 мс до формирования течения с восьмью волнами детонации (рис. 8, a). Однако при начале уменьшения давления торможения слабая устойчивость течения с восьмью волнами детонации нарушилась. Затухания одной волны из восьми оказывается достаточно, чтобы из-за несимметричности течения и взаимодействия

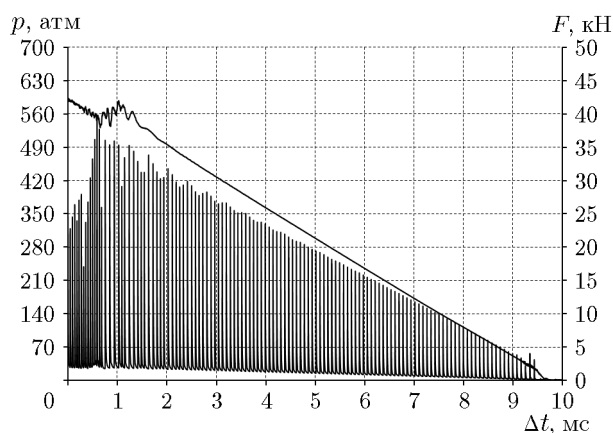


Рис. 10. Изменение во времени статического давления в точке C и силы тяги (верхняя кривая) в процессе детонации с $M = 8$ при уменьшении давления торможения

соседних волн погасло еще несколько волн. В проведенном расчете через $\Delta t = 0.66$ мс ($p_s = 37.36$ атм) количество волн детонации M стало равным 7 (рис. 8,б), затем при $\Delta t = 0.76$ мс ($p_s = 37$ атм) — $M = 6$, при $\Delta t = 0.86$ мс ($p_s = 36.56$ атм) — $M = 5$ (рис. 9,а). Наконец, при $\Delta t = 1$ мс ($p_s = 36$ атм) осталось четыре волны, а после $\Delta t = 3$ мс ($p_s = 28$ атм) конфигурация волн продолжила вращаться в стационарном симметричном режиме (рис. 9,б). Это также видно на рис. 10, где представлена зависимость от времени статического давления газа в точке C около входа в кольцевой зазор и зависимость силы тяги устройства от времени.

Согласно расчетам, при начальном давлении торможения 40 атм непрерывно вращающаяся волна в точке C формируется к моменту времени 3 мс. Ее скорость в точке C (см. рис. 1) равна 1800 м/с при $M = 1$, 1840 м/с при $M = 2$, 1810 м/с при $M = 4$ и 1760 м/с при $M = 8$.

В заключение хотелось бы отметить следующее. У читателя, знакомого с содержанием статьи [23], может возникнуть вопрос, почему в экспериментах при фиксированных значениях размеров камеры сгорания, давления торможения и температуры торможения реализуется многоголовая вращающаяся детонация с фиксированным числом голов, а в расчетах реализуется несколько решений, зависящих от числа инициаторов. То есть отсутствует корреляция теоретических и экспериментальных данных. В этой связи считаем необходимым сказать, что она отсутствует по следующим причинам. Во-первых, потому, что в экспериментах используется одиночный инициатор с энергией, недостаточной для прямого инициирования детонации. Вторая причина отсутствия корреляции — это различие конфигурации реальной экспериментальной установки и конфигурации рассмотренной нами виртуальной модели. С точки зрения математики естественно различие результатов в решении задач о течениях в различающихся областях и при различных начальных условиях (способах инициирования детонации).

ВЫВОДЫ

Решена трехмерная задача об инициировании многоголовой вращающейся детонации в осесимметричной камере сгорания в форме кольцевого зазора между пластинами, в которую через внешнее цилиндрическое кольцо в направлении к оси симметрии из сосуда с заданными параметрами торможения поступает однородная пропановоздушная смесь. Предложена модель взрывного инициирования заданного числа волн и заданного направления их вращения. Система подачи смеси реализована с учетом соотношения давления торможения в резервуаре и статического давления на входе в камеру сгорания. Проведено исследование многоголовой вращающейся детонации при числе волн, равном 1, 2, 4, 8, и

при различных значениях давления торможения, изменяющегося в непрерывном процессе с линейным убыванием. Результаты расчетов показывают, что при давлении торможения, большем определенного критического, детонация устойчива к изменяющемуся давлению и сохраняется, а при давлении, меньшем критического, она гаснет. Согласно расчетам, в зависимости от давления торможения могут формироваться качественно различные ударно-волновые структуры, в частности, может уменьшаться число волн. Получены зависимости силовых характеристик тягового устройства от времени.

Исследование проводилось в рамках одностадийной кинетики горения численным методом, основанным на схеме Годунова, в оригинальном программном комплексе, разработанном для проведения многопараметрических расчетов и визуализации течений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М. В. Ломоносова [30] при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение от 29.09.2020 № 075-15-2020-806).

ЛИТЕРАТУРА

1. Korobeinikov V. P., Levin V. A., Markov V. V., Chernyi G. G. Propagation of blast waves in a combustible gas // *Astronaut. Acta.* — 1972. — V. 17, N 5-6. — P. 529–537.
2. Митрофанов В. В., Солоухин Р. И. О дифракции многофронтной детонационной волны // *Докл. АН СССР.* — 1964. — Т. 159, № 5. — С. 1003–1006.
3. Солоухин Р. И. Структура многофронтной детонационной волны в газе // *Физика горения и взрыва.* — 1965. — Т. 1, № 2. — С. 35–42.
4. Korobeinikov V. P., Markov V. V. On propagation of combustion and detonation // *Arch. Procesow Spalania.* — 1977. — V. 8, N 1. — P. 101–118.
5. Левин В. А., Марков В. В. Возникновение детонации при концентрированном подводе энергии // *Физика горения и взрыва.* — 1975. — Т. 11, № 4. — С. 623–633.
6. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Прямое инициирование детонации в смеси водорода с кислородом, разбавленной азотом // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* — 1992. — № 6. — С. 151–156.
7. Седов Л. И., Коробейников В. П., Марков В. В. Теория распространения взрывных волн // *Тр. МИАН.* — 1986. — Т. 175. — С. 178–216.
8. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Моделирование инициирования детонации в горючей смеси газов электрическим разрядом // *Хим. физика.* — 1984. — Т. 3, № 4. — С. 611–614.
9. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Инициирование детонации в водородовоздушной смеси взрывом сферического заряда ТНТ // *Физика горения и взрыва.* — 1995. — Т. 31, № 2. — С. 91–95.
10. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Восстановление детонации с помощью разрушающейся оболочки // *Докл. АН.* — 1997. — Т. 352, № 1. — С. 48–50.
11. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Влияние воздушной прослойки на инициирование взрывом детонации в водородовоздушной смеси // *Тр. МИАН.* — 1998. — Т. 223. — С. 136–143.
12. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф., Журавская Т. А. Определение критических условий инициирования детонации в ограниченном объеме сходящейся к центру ударной волны // *Физика горения и взрыва.* — 2002. — Т. 38, № 6. — С. 96–102. — EDN: ONWGKT.

13. **Левин В. А., Марков В. В., Журавская Т. А.** Прямое инициирование детонации в водородовоздушной смеси сходящейся ударной волной // Хим. физика. — 2001. — Т. 20, № 5. — С. 26–30.
14. **Журавская Т. А., Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф.** Влияние разрушающейся оболочки на формирование детонации в ограниченном объеме сходящейся ударной волной // Хим. физика. — 2003. — Т. 22, № 8. — С. 34–37. — EDN: OORDDN.
15. **Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В.** Новые эффекты слоистой газовой детонации // Докл. АН. — 2010. — Т. 430, № 2. — С. 185–188. — EDN: KZMBNX.
16. **Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В.** Особенности галопирующей детонации в сверхзвуковом потоке горючей смеси под слоем инертного газа // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. — 2010. — № 5. — С. 167–175. — EDN: MUFBXN.
17. **Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В.** Формирование детонации во вращающихся каналах // Докл. АН. — 2010. — Т. 432, № 6. — С. 775–778. — EDN: MSQYIL.
18. **Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В.** Инициирование детонации при вращении эллиптического цилиндра внутри кругового цилиндра и деформировании стенок канала // ПМТФ. — 2010. — Т. 51, № 4 (302). — С. 17–25. — EDN: MVGAVT.
19. **Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В.** Математическое моделирование ударно-волновых процессов при взаимодействии газов с твердыми границами // Тр. МИАН. — 2013. — Т. 281. — С. 42–54. — DOI: 10.1134/S0371968513020052. — EDN: QZXEPV.
20. **Марков В. В.** Численное моделирование образования многофронтной структуры детонационной волны // Докл. АН СССР. — 1981. — Т. 258, № 2. — С. 314–317.
21. **Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В.** Формирование спиновой детонации в каналах круглого сечения // Докл. АН. — 2015. — Т. 460, № 6. — С. 656–659. — DOI: 10.7868/S0869565215060109. — EDN: TJFSKX.
22. **Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В.** Численное моделирование спиновой детонации в каналах круглого сечения // Журн. вычисл. математики и мат. физики. — 2016. — Т. 56, № 6. — С. 1122–1137. — DOI: 10.7868/S004446691606017X. — EDN: VYMAVX.
23. **Быковский Ф. А., Ждан С. А.** Современное состояние исследований непрерывной детонации топливовоздушных смесей (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 1. — С. 31–46. — EDN: RKZJTF.
24. **Чванов В. К., Левин В. А., Левочкин П. С., Мануйлович И. С., Марков В. В., Стернин Л. Е.** Трехмерный расчет газодинамических параметров продуктов сгорания в кольцевой камере ЖРД с вращающейся детонацией // Тр. НПО Энергомаш им. акад. В. П. Глушко. — 2015. — Т. 32. — С. 23–35. — EDN: WCEZTR.
25. **Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В.** Вращающаяся волна детонации в кольцевом зазоре // Тр. МИАН. — 2018. — Т. 300. — С. 135–145. — DOI: 10.1134/S0371968518010107. — EDN: YTFOXS.
26. **Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В.** Формирование многоголовой вращающейся детонации // Физика горения и взрыва. — 2022. — Т. 58, № 5. — С. 79–86. — DOI: 10.15372/FGV20220510. — EDN: SILCQX.
27. **Термодинамические свойства индивидуальных веществ** / под ред. В. П. Глушко. — М.: Наука, 1978. — Т. 1, кн. 2.
28. **Westbrook C. K., Dryer F. L.** Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion // Prog. Energy Combust. Sci. — 1984. — V. 10, N 1. — P. 1–57. — DOI: 10.1016/0360-1285(84)90118-7.
29. **Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П.** Численное решение многомерных задач газовой динамики. — М.: Наука, 1976.

30. Воеводин Вл., Жуматий С., Соболев С., Антонов А., Брызгалов П., Никитенко Д., Стефанов К., Воеводин Вад. Практика суперкомпьютера «Ломоносов» // Открытые системы. СУБД. — 2012. — № 7. — С. 36–39.

Поступила в редакцию 03.11.2023.

После доработки 28.11.2023.

Принята к публикации 29.11.2023.
