

УДК 544.454.3

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО ДЕТОНАЦИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ

N. Alam, K. K. Sharma, K. M. Pandey

Национальный институт технологий Силчара, 788010 Ассам, Индия, nooralam2011@gmail.com

Исследовалось влияние газообразных углеводородных топлив, таких как октан C_8H_{18} , гексан C_6H_{14} и пентан C_5H_{12} , на процесс циклического горения в загроможденном канале импульсного детонационного двигателя. Моделирование процесса горения стехиометрических топливовоздушных смесей проведено путем решения трехмерных уравнений Навье — Стокса с использованием одностадийной модели химических реакций. Впрыск топлива осуществлялся при атмосферном давлении, а зажигание — предварительно нагретым воздухом. Показано, что первоначально волна горения распространяется со скоростью, равной локальной скорости звука. После столкновения с препятствиями развивается турбулентность, что приводит к увеличению скорости движения фронта пламени до сверхзвуковых скоростей. Для указанных топлив проведены расчеты скорости распространения волны горения, полноты сгорания и создаваемого импульса на единицу площади. Скорость детонации в гексановоздушной смеси примерно на 5.8 % ниже скорости детонации, рассчитанной с использованием кода NASA CEA400. Установлено, что для октановоздушной смеси длина перехода горения в детонацию меньше, чем в случае смесей на основе других топлив.

Ключевые слова: горение, детонационная волна, скорость распространения пламени, препятствия, импульсный детонационный двигатель.

DOI 10.15372/FGV20190612

ВВЕДЕНИЕ

Импульсный детонационный двигатель (ИДД) позволяет развивать большую тягу как в динамическом, так и в статическом режиме. Его также называют двигателем с пульсирующим горением, в котором инициирование и распространение детонационных волн проходят в импульсном режиме. Существует ряд технологических проблем, обусловленных процессом горения в ИДД [1]. За последние несколько десятилетий импульсный детонационный двигатель стал предметом всё возрастающего интереса исследователей, благодаря более высокой термодинамической эффективности, чем у обычного ракетного двигателя, при минимальном производстве энтропии [2]. Детонация имеет потенциальные преимущества перед классическим горением с точки зрения скорости преобразования энергии. Скорость выделения энергии в ИДД на порядок выше, чем в классических двигателях. Благодаря протеканию горения в детонационном режиме, удельный им-

пульс ИДД значительно больше по сравнению с прямоточными реактивными, гиперзвуковыми реактивными и другими двигателями. В ИДД требуется очень малая энергия зажигания при постоянном объеме для совершения рабочего цикла горения. Цикл с горением при постоянном объеме более предпочтителен, чем цикл с горением при постоянном давлении, с точки зрения термодинамической эффективности [3, 4]. Как правило, рабочий цикл в ИДД включает в себя следующие процессы: (1) заполнение камеры горючей смесью; (2) инициирование свечой зажигания топливовоздушной смеси вблизи закрытого конца камеры и генерация дозвуковой волны горения; (3) формирование детонационной волны; (4) движение детонационной волны к открытому концу камеры сгорания; (5) выброс отработанных газов; (6) продувка камеры от остатков горючего газа для предотвращения самовоспламенения свежей топливовоздушной смеси в следующем цикле [5]. Создаваемая тяга зависит от рабочей частоты двигателя, т. е. от времени, необходимого для завершения всех фаз [6]. Высокоамплитудная волна давления создается на протяжении всего цикла, при этом давление меняет-

ся от значений ниже атмосферного до давления фон Неймана [7].

В XIX в. Малляр с соавторами [8] и Берто с соавторами [9] обнаружили второй режим горения — сверхзвуковую детонационную волну. Михельсон [10] теоретически показал, что для объяснения процесса горения требуется вводить две альтернативные скорости распространения волны горения. Чепмен [11] и Жуге [12] разработали классическую теорию детонации, которая объясняет механизм распространения детонационной волны и нагрев свежей смеси до температуры воспламенения за счет адиабатического сжатия ударной волной. Экспериментальное исследование детонационных волн проводилось в работах [13–16], однако попытка объяснить процесс перехода горения в детонацию (ПГД) в работе [17] не удалась. Длина области ПГД численно исследовалась для различных газовых горючих смесей. Скорость распространения сверхзвуковой квазидетонационной волны в очень бедных и очень богатых смесях выше скорости волны горения в условиях постоянного давления [18]. В случае так называемого запертого пламени скорость квазидетонационной волны ниже, чем скорость волны горения в изобарических условиях [19]. Таким образом, скорость квазидетонационной волны вблизи препятствий ниже и зависит от степени загромождения пространства (blockage ratio). В сильно загроможденном пространстве она ниже на 50 %. При слабой загроможденности формируется стационарная волна, распространяющаяся со скоростью, зависящей от избытка горючего в смеси [20, 21]. Нестационарные волны горения в квазидетонационном режиме дифрагируют на препятствии, формируя горячие точки, способствующие самовоспламенению [22]. В работе [23] экспериментально исследовались характеристики инициирования и детонации горючих смесей ряда углеводородных топлив. Обнаружено, что ПГД в воздушных смесях таких топлив, как JP-8 и S-8, происходил при более низких коэффициентах избытка горючего ($\phi = 1.1 \div 1.2$) по сравнению с другими видами горючего. Однако скорость детонации Чепмена — Жуге (ЧЖ) оказалась на 5 % ниже теоретической скорости детонации ЧЖ. В работе [24] теоретически исследовалось инициирование горения и распространение детонации в гетерогенной топливовоздушной смеси. Рассматривалась система, в которой капли разных размеров впрыскивались в каме-

ру сгорания. После неоднородного их перемешивания с окислителем происходило инициирование и распространение пламени. Неоднородность капель по размеру значительно влияла на время преддетонации и длину преддетонационного участка. В экспериментах [25] исследовался ПГД в метановоздушных смесях в камере сгорания, содержащей препятствия (коэффициент загромождения 0.3 и 0.6), при атмосферном давлении и температуре 293 К. Авторы охарактеризовали состояние ПГД выполнением условия $d/\lambda > 1$, где d — диаметр отверстия в препятствии, λ — размер детонационной ячейки. В работе [26] исследовался процесс ПГД в импульсном детонационном двигателе, в камере которого были размещены одиночные препятствия. Двумерное моделирование показало возникновение локальных точек воспламенения водородовоздушной смеси за фронтом пламени.

1. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Для численного исследования процесса горения решались трехмерные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса, а также два дополнительных уравнения для учета турбулентности в рамках $k - \varepsilon$ -модели [27–29].

1.1. Основные уравнения

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0.$$

Уравнение сохранения импульса:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i}.$$

Уравнение сохранения энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_i \left(h + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] = \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i \tau_{ij}) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}. \quad (1) \end{aligned}$$

Здесь e — удельная внутренняя энергия, x_j — j -я компонента вектора, задающего положение, u_j — j -я компонента скорости, h — удельная энтальпия, рассчитываемая по формуле [2]

$$h = \sum_{i=1}^n Y_i h_k(T) = e + \frac{p}{\rho} = \sum_{i=1}^n Y_i \left(e_k(T) + \frac{R}{W_k} \right),$$

где давление вычислялось по уравнению состояния для смеси идеальных газов $p = RT \sum_{i=1}^n \frac{\rho_i}{W_i}$, R — универсальная газовая постоянная, T — температура, ρ — плотность, $\rho = \sum_{i=1}^n Y_i \rho_i$, W_i — молярная масса компонента i из смеси n газов, Y_n — массовая концентрация, $Y_n = \sum_{i=1}^{n-1} Y_i$, τ_{ij} — тензор вязких напряжений.

1.2. Модель турбулентного переноса

Уравнение переноса компонентов:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i C) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_{ij} \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) + S,$$

где C — концентрация компонента, u_i — скорость, D_{ij} — коэффициент диффузии, S — источник член.

Коэффициенты переноса рассчитывались согласно кинетической теории газов [30, 31]. Бинарный коэффициент диффузии выражался следующим образом:

$$D_{ij} = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{2\pi k_{th} T m_i m_j}{m_i + m_j}} \left(\pi \sum_{ij} \Omega^{(1,1)}(T_{ij}^*) \right)^{-1} \frac{1}{\rho},$$

а коэффициент теплопроводности k_{th} — формулой

$$k_{th} = \frac{1}{2} \left[\sum_i \alpha_i k_i + \left(\sum_i \frac{\alpha_i}{k_i} \right)^{-1} \right].$$

Здесь m — молекулярная масса, α_i — молярная доля i -го компонента, $T_{ij}^* = kT / \sqrt{\varepsilon_i^* \varepsilon_j^*}$, $k_i = \mu_i c_{pi} / Pr$ — коэффициент теплопроводности i -го компонента, ε_i^* — константы в выражении для потенциала Леннарда — Джонса, Pr — число Прандтля, $Pr = 0.71 \div 0.75$, μ — молекулярная вязкость, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, $\Omega^{(1,1)}$ — интеграл столкновений.

Турбулентная кинетическая энергия (k):

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + P_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k.$$

Скорость диссипации турбулентной кинетической энергии (ε):

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} P_b + S_\varepsilon.$$

Здесь $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, $C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right]$, $\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$, $S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$. Константы модели приняты равными: $C_\mu = 0.09$, $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_2 = 1.9$, $\sigma_k = 1.0$ и $\sigma_\varepsilon = 1.2$, P_k , P_b — скорость генерации турбулентной кинетической энергии соответственно за счет градиента средней скорости и действия подъемной силы, σ_k , σ_ε — турбулентные числа Прандтля для k и ε .

Химико-кинетическая модель. Химические источникные члены рассчитывались с использованием выражения Аррениуса для константы скорости реакции, влияние турбулентных флуктуаций пренебрегалось [32]. Скорость образования R_i компонента i в результате протекания реакций представлялась следующим образом:

$$R_i = W_i \sum_{r=1}^{N_r} \hat{R}_{i,r},$$

$$\hat{R}_{i,r} = \Gamma (v_{i,r}'' - v_{i,r}') \left(k_{f,r} \prod_{j=1}^N [C_{j,r}]^{\eta'_{j,r} + \eta''_{j,r}} \right),$$

$$k_{f,r} = A_r T^{\beta_r} \exp \left(- \frac{E_r}{RT} \right).$$

Здесь A_r — предэкспоненциальный множитель, $\hat{R}_{i,r}$ — аррениусовская молярная скорость образования/расходования компонента i в реакции r , $v_{i,r}'$, $v_{i,r}''$ — стехиометрический коэффициент перед реагентом i в реакции r , $\eta'_{j,r}$, $\eta''_{j,r}$ — показатель степени в выражении

для скорости прямой и обратной реакций r для каждого реагента и продукта, β_r — показатель степени при температуре, E_r — энергия активации реакции, $k_{f,r}$ — константа скорости прямой реакции r , $C_{j,r}$ — молярная концентрация компонента j , участвующего в реакции r .

1.3. Геометрия и построение сетки

В качестве камеры сгорания ИДД рассматривалась прямая труба длиной 1200 мм с препятствиями, обеспечивающими коэффициент загромождения 0.5. Препятствия располагались, как показано на рис. 1, расстояние между ними составляло 60 мм. Внутренний диаметр трубы принят равным 60 мм, а внешний диаметр препятствий был меньше внутреннего диаметра трубы. Геометрия камеры сгорания близка к описанной в работе [33]. В пакете ANSYS 14.0 (ICEM CFD) во всей области внутри камеры сгорания была построена неструктурированная тетраэдрическая и гексаэдрическая сетка, как показано на рис. 2. Результаты моделирования зависят от асимметрии сетки. Приемлемые результаты получены при коэффициенте асимметрии 0.23. Решение с высоким

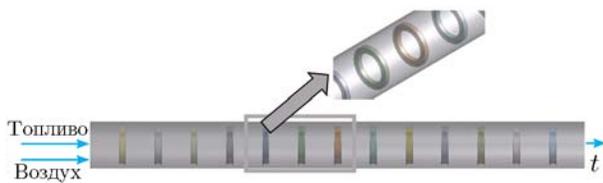


Рис. 1. Модель камеры сгорания импульсного детонационного двигателя

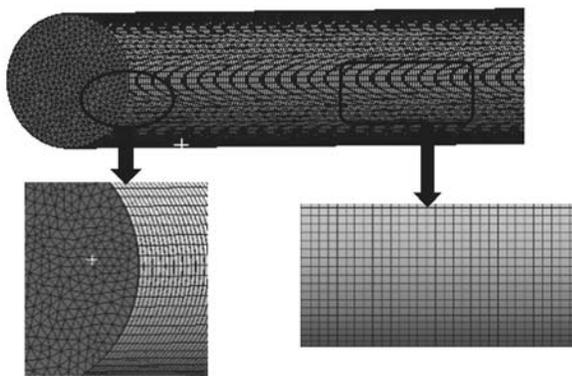
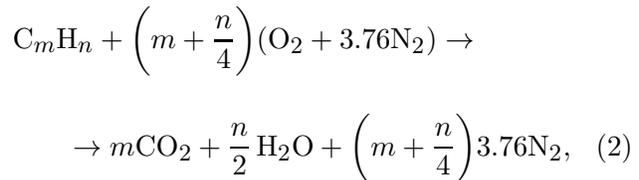


Рис. 2. Тетраэдрическая и гексаэдрическая сетка, построенная во всей области внутри камеры сгорания ИДД

разрешением можно получить путем уточнения элементов сетки. Критерии сходимости решения должны быть оптимизированы под размер элемента сетки, для которого можно получить решение без дальнейшего уточнения сетки, а также минимизировать вычислительные затраты.

1.4. Начальные и граничные условия

Для решения уравнений неразрывности, импульса и энергии необходимо знать все независимые переменные уравнения состояния. Топливо и окислитель впрыскиваются на входе в камеру сгорания с известным соотношением, которое рассчитывается по следующим уравнениям:



$$\varphi = \frac{F/A}{(F/A)_{st}}, \quad (3)$$

где $(F/A)_{st} = \frac{1}{4.76(m + n/4)} \frac{W_f}{W_a}$. Топливо при начальных температуре T_{in} и давлении p_{in} смешивается с подогретым воздухом в камере сгорания. Топливовоздушная смесь считается сжимаемым идеальным газом. Начальный состав горючей смеси на входе камеры сгорания приведен в таблице. Уравнения газовой динамики изначально описывают стационарные однородные условия для газовых смесей с минимальной турбулентностью. Начальная турбулентная кинетическая энергия определяется параметрами $p = p_{in}$, $T = T_{in}$ и $k = k_0$. В качестве граничного условия на внешней поверхности расчетной области рассматривались гладкие стенки (без проскальзывания), а центральная линия предполагалась осью симметрии. В случае цилиндрической симметрии стенки цилиндрических поверхностей коаксиальны, а препятствия расположены перпендикулярно (нормально) оси трубы ИДД. Цилиндрические стенки считаются теплоизолированными (т. е. тепловой поток на стенке равен нулю) и некаталитическими, скорость сгоревшего газа на стенках равна нулю (их нормальные производные равны нулю), а средняя скорость

Исходный состав стехиометрических топливовоздушных смесей и начальные условия

Компонент смеси	p , МПа	T , К	Массовый расход, кг/с			Массовая доля		
			C_8H_{18}	C_6H_{14}	C_5H_{12}	O_2	H_2	H_2O
Воздух	0.1	950	0.655	0.655	0.655	0.23	0	0.032
Горючее	0.1	300	0.04358	0.04327	0.04302	0	1	0

турбулентного потока берется в центре цилиндрической области [25]. Это приводит к критериям фон Неймана для массовых долей компонентов и температуры на цилиндрических стенках. Итак:

$$x = 0, \quad x = x_i, \quad r_i \leq r \leq R_i,$$

$$u_x = u_r = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial Y_k}{\partial x} = 0; \quad x = X.$$

Условие непроницаемости для замкнутой модели соответствует идеальному потоку с нулевым нормализованным вектором скорости $un = 0$ при $x \in \partial\Omega$, где $\partial\Omega$ — граница рабочей области, n — вектор нормали в этой точке. Уравнения импульса и уравнения переноса компонентов взаимосвязаны при условии, что производная давления вдоль нормали на стенке равна нулю, $u\Delta p = 0$ при $x \in \partial\Omega$.

1.5. Оценка погрешностей

Накопление ошибки вычисления или ошибки округления необходимо вычислять на различных этапах процедуры расчета, в частности при решении дифференциальных уравнений [34]. Общая ошибка E схемы моделирования определяется линейной функцией ошибки $U(T) - u(T)$ за время T до конца расчета при решении обыкновенного дифференциального уравнения:

$$E = E_D + E_G + E_C,$$

где E_D — ошибка исходных данных, неравная нулю, если $U(0) \neq u(0)$, E_G — ошибка дискретизации, неравная нулю из-за конечного шага по времени, E_C — вычислительная ошибка, отличная от нуля из-за конечной точности расчета [4]. Относительная ошибка в одномерном случае S_1 пропорциональна среднему отношению размера ячейки ΔL к размеру области L_1 в направлении интегрирования [4]:

$$S_1 \approx \left(\frac{\Delta L}{L_1} \right)^{k+1},$$

где k — порядок точности численного алгоритма. В трехмерном случае ошибки суммируются:

$$S_{err} = \sum_{i=1}^3 S_i.$$

Общая абсолютная ошибка S_{max} применяемой вычислительной модели составляла $1 \div 5$ %.

1.6. Моделирование процесса горения

Трехмерные уравнения Навье — Стокса с одностадийной кинетикой решались с помощью модифицированного полунейвного метода для уравнений со связью по давлению (SIMPLEC) с использованием коммерческого программного обеспечения ANSYS 14.0. Скорость реакции каждого топлива рассчитывалась по формулам:

октан (C_8H_{18})

$$k = 2.72 \cdot 10^{-17} T^2 \exp(361/T) \quad [\text{см}^3 \cdot \text{молекула}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}], \quad (4)$$

гексан (C_6H_{14})

$$k = 2.54 \cdot 10^{-14} T^1 \exp(-112/T) \quad [\text{см}^3 \cdot \text{молекула}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}], \quad (5)$$

пентан (C_5H_{12})

$$k = 2.52 \cdot 10^{-17} T^2 \exp[(158 \pm 40)/T] \quad [\text{см}^3 \cdot \text{молекула}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}]. \quad (6)$$

Для численного анализа явлений горения решались уравнения переноса и использовалась модель диссипации вихря с учетом того, что химические реакции протекают с конечной скоростью. Эта модель позволяет точно рассчитать скорость перемешивания и аррениусовскую скорость реакций. Для анализа турбулентности использовалась модифицированная

k - ε -модель. Выбор этих моделей для описания процесса горения обусловлен их простотой и малыми вычислительными затратами. Рассматриваемые топлива (октан, гексан и пентан) оказывают значительное влияние на свойства течения, поэтому все уравнения (обыкновенные дифференциальные) решались по схеме второго порядка с разностями против потока. Сделан ряд предположений: горение происходит в условиях установившегося потока; рассматриваемые газы считаются сжимаемыми и подчиняются закону идеального газа; решаются два уравнения k - ε -модели турбулентности; трехмерные уравнения Навье — Стокса решаются с применением схемы второго порядка точности.

2. ВАЛИДАЦИЯ МОДЕЛИ

Результаты расчета скорости распространения пламени, полученные в рамках данной модели, были подтверждены различными экспериментальными данными. В работе [25] исследовались процессы ПГД метановоздушных смесей, изначально находившихся при атмосферном давлении и комнатной температуре. Ударная волна генерировалась в смеси, инициированной от источника с очень низкой энергией. Изучался переход этой волны в детонационную. Согласно измерениям скорость детонационной волны достигала $1785 \div 1850$ м/с. В работе [35] авторы провели анализ механизма горения смеси бензин — воздух с использованием кода NASA CEA400 и рассчитали скорость распространения волны горения — 1796 м/с, давление при этом составляло 1.91 МПа при условии, что начальные давление и температура были нормальными. Авторы [36] экспериментально исследовали скорость детонации ЧЖ при различных массовых расходах смеси бензин — воздух, используя два датчика давления, расположенных на фиксированном расстоянии друг от друга. Измерения показали, что средняя скорость волны горения лежала в пределах $69.6 \div 71.8$ % от скорости детонации ЧЖ. В этой постановке эксперимента ударная волна сталкивается с высокоскоростной отраженной волной, что вызывает рост давления до значений, превышающих давление ЧЖ. В работе [37] экспериментально исследовалась скорость распространения пламени в смесях воздуха с такими топливами, как этилен, водород, керосин JP-10 и ацетилен, при различных температуре и давлении. Скорость распростране-

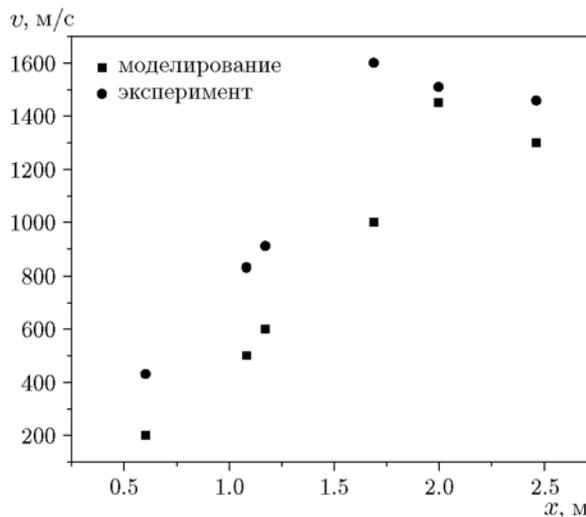


Рис. 3. Сопоставление экспериментальных данных [32] по скорости горения с результатами расчета настоящей работы

ния пламени быстро увеличивалась от звуковой до скорости детонации ЧЖ, составляющей 1848 м/с при 1 атм и 473 К.

Результаты расчета, полученные в рамках модели, используемой в настоящей работе, сопоставлены с экспериментальными результатами из работы [37] на рис. 3. Как в расчетах, так и в эксперименте профиль скорости распространения пламени в смеси ацетилен — воздух получен при одинаковых граничных условиях и при той же геометрии трубы длиной 3.1 м, имеющей препятствия с коэффициентом загромождения 0.43 . Как видно из рис. 3, результаты расчета хорошо согласуются с данными эксперимента.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты моделирования получены для труб различных размеров с встроенными препятствиями и для различных видов топлива. Горючее инжестировалось через небольшое входное отверстие в количестве, соответствующем стехиометрическому соотношению с воздухом. Скорость химического превращения углеводородных топлив определялась в рамках одностадийной химико-кинетической модели. Выделяющееся в результате экзотермической реакции (теплового взрыва) тепло приводит к увеличению температуры смеси, при этом сформировавшаяся ударная волна распространяется по направлению к открытому концу

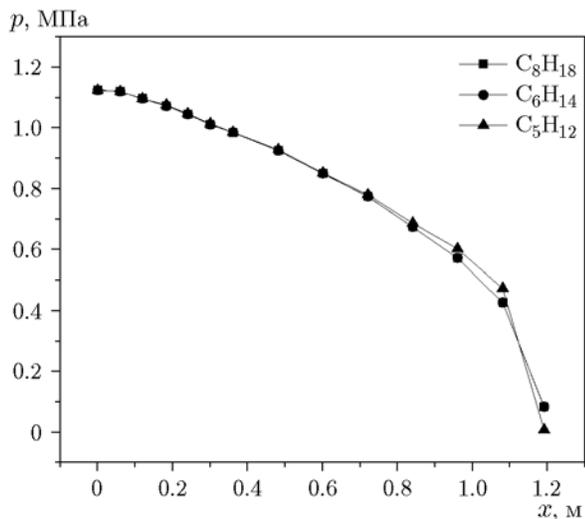


Рис. 4. Распределение статического давления при горении октана, гексана и пентана в загроможденном канале ИДД

трубы. Ударная волна разрежения распространяется в противоположном направлении от детонационной волны и сжимает горючую смесь до давления фон Неймана. Таким образом, волна разрежения создает горячую точку, в которой происходит зажигание свежей поступающей горючей смеси. Ударная волна высокого давления сталкивается с препятствиями, и давление в камере сгорания становится выше, чем давление фон Неймана. Статическое давление в продуктах сгорания составляет ≈ 100 кПа на входе. Однако динамическое давление до-

стигает ≈ 260 кПа на выходе из трубы. Среднее максимальное давление постепенно снижается по мере движения к открытому концу трубы, при этом скорость фронта пламени увеличивается. На рис. 4 приведены профили статического давления при горении различных топлив. Как видно, различие в значениях давления для разных топлив на разных расстояниях l в трубе очень незначительное. Лишь вблизи открытого конца трубы в случае горения пентана давление несколько ниже, чем в случае октана и гексана.

В ускоряющемся фронте пламени выделяется большое количество тепла, что приводит к быстрому увеличению температуры во всей области. Таким образом, горячие газы сжимают смесь в более холодной области. За фронтом пламени формируется волна давления, которая движется со скоростью звука. В импульсном детонационном двигателе фронт пламени ускоряется до сверхзвуковой скорости, что приводит к формированию ударной волны, которая движется с той же скоростью. Эта волна сжатия вызывает нагрев несгоревшей смеси за фронтом пламени, что в свою очередь способствует ускорению фронта пламени. В камере сгорания ИДД взаимодействие ударной волны с фронтом пламени приводит к формированию сверхзвуковой ударной волны, в которой происходит инициирование химических реакций. Скорость распространения пламени углеводородного топлива постоянно изменяется в загроможденном канале и достигает скорости де-

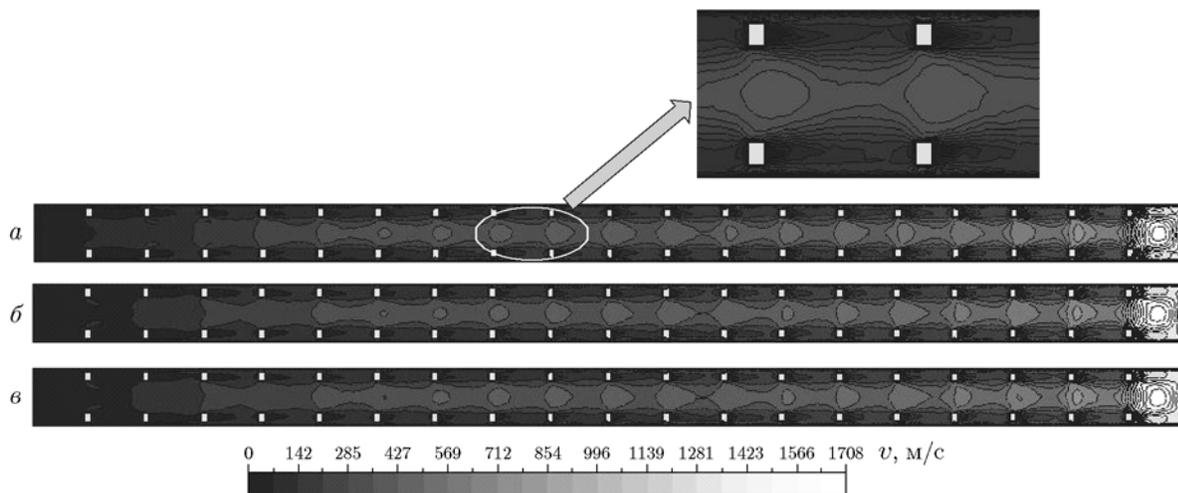


Рис. 5. Карта изменения скорости при горении октана (а), гексана (б) и пентана (в) в загроможденном канале ИДД

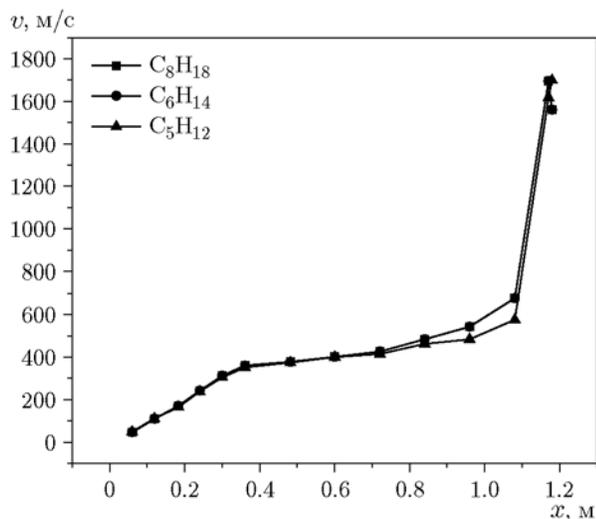


Рис. 6. Скорость распространения пламени при горении октана, гексана и пентана в загроможденном канале ИДД

тонации ЧЖ. Ионизация горючего может способствовать увеличению кинетической энергии каждой частицы и, таким образом, обеспечить более высокую полноту сгорания горючего в камере. Другой способ повысить полноту сгорания — увеличить поверхность пламени, поместив дополнительные препятствия внутри трубы. Препятствия создают возмущения в среде, где распространяется пламя, что приводит к увеличению скорости горения (рис. 5). Скорость волны горения зависит от коэффициента загромождения и расстояния между препятствиями. До четвертого препятствия пламя смеси гексан — воздух движется с дозвуковой скоростью (241 м/с). После седьмого препятствия скорость быстро возрастает, достигая числа Маха выше 1 (рис. 6).

Таким образом, в канале с коэффициентом загромождения 0.5 волны горения движутся из состояния дефлаграции в состояние детонации. Взаимодействие пламени с пограничным слоем уменьшает давление ударной волны в направлении открытого конца. Тем не менее скорость пламени увеличивается и у открытого конца становится максимальной. В результате того, что степень турбулентности по мере роста скорости пламени повышается, площадь поверхности пламени также увеличивается, а вместе с ней и температура пламени (рис. 7).

Переход горения в детонацию вызван взаимодействием волны давления и фронта пламени с препятствиями. Фронт пламени при этом

сжимается, что приводит к ускорению пламени на более коротких расстояниях. Температура продуктов горения быстро возрастает и становится неизменной в зоне, где процесс горения развился полностью. Толщина фронта пламени и длина, на которой устанавливается максимальная температура, могут быть определены из рассчитанного распределения температуры в пространстве, показанного на рис. 8. Форма пламени зависит от летучести горючего и теплотворной способности топливовоздушной смеси. Температура пламени постепенно растет и достигает ≈ 750 К на расстоянии 80 мм от входа, а затем стремительно увеличивается до максимального значения 2759 К на расстоянии 500 мм. Температура смеси октан — воздух выше, чем смесей с двумя другими топливами, поэтому расстояние между зоной дефлаграции и зоной инициирования детонации меньше. С другой стороны, длина, на которой происходит ПГД, меньше, так как длина пламени уменьшается, и полностью развитая зона горения формируется уже вблизи входной стенки. Скорость распространения пламени также зависит от температуры.

Таким образом, как видно из рис. 7 и 8, температура пламени, достигнув максимального значения (выше адиабатической температуры), выходит на плато. Температура продуктов горения составляет $2750 \div 2759$ К. Длина ПГД также напрямую зависит от режима горения. Таким образом, препятствия игра-

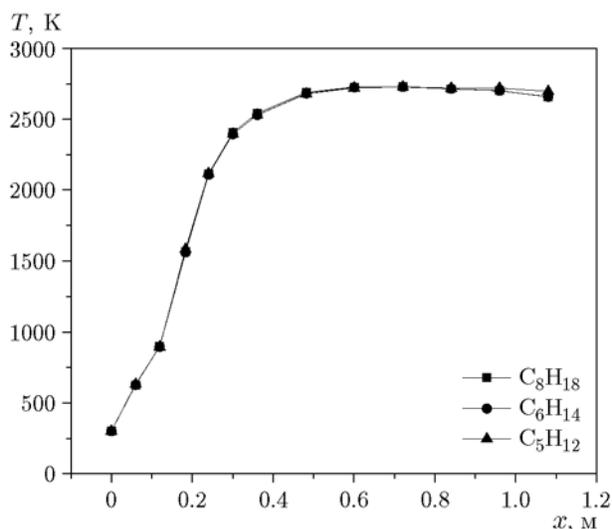


Рис. 7. Температура при горении октана, гексана и пентана в загроможденном канале ИДД

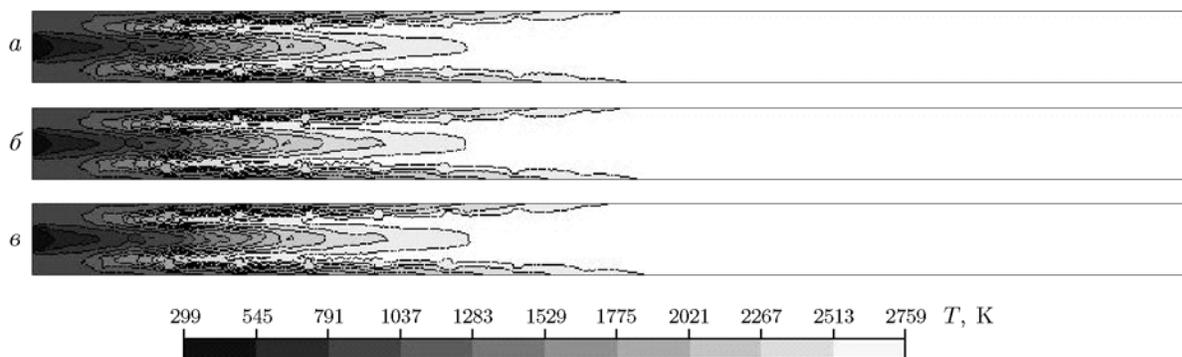


Рис. 8. Поля температуры при сгорании октана (а), гексана (б) и пентана (в) в загроможденном канале ИДД

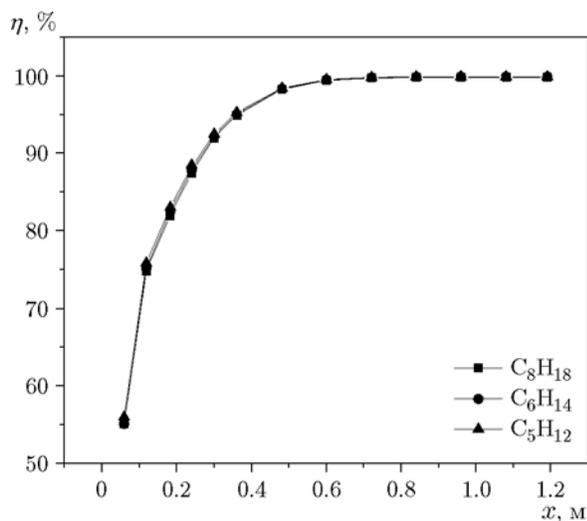


Рис. 9. Полнота сгорания октана, гексана и пентана в загроможденном канале ИДД

ют важную роль для быстрого развития высокотемпературной зоны горения. Скорость горения топливоздушнoй смеси определяется полнотой сгорания топлива и окислителя, которая рассчитывается по массовой доле несгоревшего топлива. Профили полноты сгорания η различных топлив по длине трубы показаны на рис. 9. Во входной зоне, где топливо и окислитель смешиваются в стехиометрическом соотношении, происходит инициирование горения. После первого препятствия перемешивание становится очень интенсивным, смесь воспламеняется и формируется высокотемпературная зона горения. В этой зоне полнота сгорания достигает 95 %. Полнота сгорания пентана несколько выше, чем двух других топлив.

На рис. 10 приведен импульс (I) на едини-

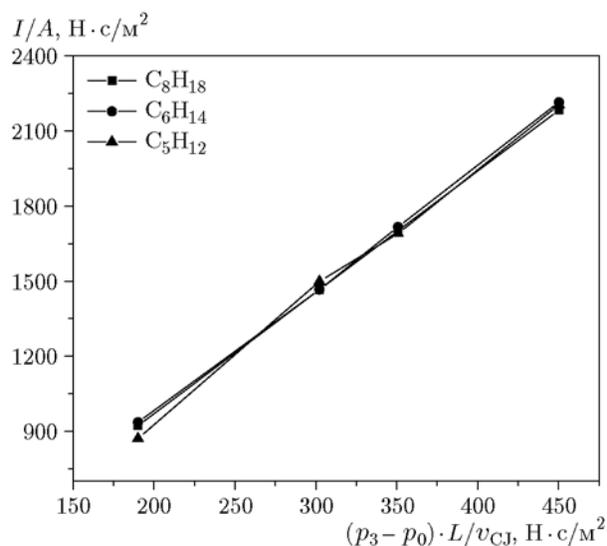


Рис. 10. Импульс, создаваемый при сгорании октана, гексана и пентана в загроможденном канале ИДД

цу площади (A) для разных топлив. Отношение I/A зависит от давления и скорости детонации ЧЖ:

$$\frac{I}{A} = C(p_3 - p_0)t_{CJ}.$$

Обобщенный импульс представлен на рисунке в зависимости от произведения избыточного давления ($p_3 - p_0$) на время движения детонационной волны внутри камеры сгорания (t_{CJ}). Давление p_3 получено из результатов расчета, а время t_{CJ} вычислено как отношение длины трубы L к скорости детонации ЧЖ v_{CJ} . Отношение I/A в идеальном ИДД выглядит как прямая с тангенсом угла наклона 4.45 (значение константы C), что находится в хо-

рошем согласии со значениями 4.12 и 3.72, полученными экспериментальными и аналитическими методами [38, 39].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе численных расчетов проведен анализ распространения детонационной волны, скорости горения, температуры и полноты сгорания различных топлив — октана, гексана и пентана. При взаимодействии детонационной волны с препятствиями происходит формирование вихрей Кармана, что приводит к уменьшению длины перехода горения в детонацию. Из полученных численных результатов можно сделать следующие выводы.

- Длина перехода горения в детонацию зависит от скорости детонации и скорости полного развития зоны горения. Скорость распространения волны горения около 1708 м/с, что приблизительно равно скорости детонации Чепмена — Жуге.

- В смеси октан — воздух создаются более высокие статическое давление и скорость пламени, чем в смесях воздуха с гексаном или пентаном. Температура в продуктах сгорания смеси октан — воздух около 2759 К, что выше, чем при сгорании в воздухе гексана и пентана.

- Полнота сгорания пентана несколько выше, чем двух других топлив.

- Рассчитанный импульс на единицу площади, отнесенный к произведению избыточного давления на время прохождения детонационной волны в камере сгорания, находится в хорошем согласии с полученным в работе [37].

- Длина пламени зависит от условий перехода горения в детонацию — уменьшается с уменьшением длины перехода.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках программы TEQIP III с использованием оборудования лаборатории вычислительного горения факультета машиностроения Национального института технологий Силчара, Ассам, Индия.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Phylippov Y. G., Dushin V. R., Nikitin V. F., Nerchenko V. A., Korolkova N. V., Guendugov V. M.** Fluid mechanics of pulse detonation thrusters // *Acta Astronaut.* — 2012. — V. 76. — P. 115–126.
2. **Smirnov N. N., Betelin V. B., Nikitin V. F., Phylippov Y. G., Koo J.** Detonation engine fed by acetylene-oxygen mixture // *Acta Astronaut.* — 2014. — V. 104. — P. 134–146.
3. **Smirnov N. N., Nikitin V. F.** Modeling and simulation of hydrogen combustion in engines // *Int. J. Hydrogen Energy.* — 2014. — V. 39, N 2. — P. 1122–1136.
4. **Smirnov N. N., Betelin V. B., Shagaliev R. M., Nikitin V. F., Belyakov I. M., Deryugin Y. N., Aksenov S. V., Korhazhkin D. A.** Hydrogen fuel rocket engines simulation using LOGOS code // *Int. J. Hydrogen Energy.* — 2014. — V. 39. — P. 10748–10756.
5. **Lu W., Fan W., Wang K., Zhang Q., Chi Y.** Operation of a liquid-fueled and valveless pulse detonation rocket engine at high frequency // *Proc. Combust. Inst.* — 2017. — V. 36. — P. 2657–2664.
6. **Hoke J., Bradley R.** Impact of DDT mechanism, combustion wave speed, temperature, and charge quality on pulsed-detonation engine performance // *Proc. 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.* — 2005. — P. 1342.
7. **Rouser K., King P., Schauer F., Sondergaard R., Hoke J.** Experimental performance evaluation of a turbine driven by pulsed detonations // *Proc. 51st Aerospace Sciences Meeting.* — 2013. — P. 1212.
8. **Mallard E., Le Chatelier H. L.** Sur la vitesse de propagation de l'inflammation dans les melanges gazeux explosifs // *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris.* — 1881. — T. 93. — P. 145–148.
9. **Berthélot M., Vieille P.** Sur la vitesse de propagation des phenomenes explosifs dans les gaz // *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris.* — 1881. — T. 93. — P. 18–22.
10. **Михельсон В. А.** О нормальной скорости воспламенения гремучих газовых смесей // *Учен. записки Император. Моск. ун-та. Отдел физ.-мат.* — 1893. — Т. 10. — С. 1–92.
11. **Chapman D. L.** On the role of explosion in gases // *Philos. Mag.* — 1899. — V. 47. — P. 90.
12. **Jouguet E.** On the propagation of chemical reactions in gases // *J. Math.* — 1905. — V. 1. — P. 347.
13. **Egerton A. C., Saunders O. A., Lefebvre A. H., Moore N. P. W.** Some observations by Schlieren technique of the propagation of flame in a closed vessel // *4th Symp. (Int.) on Combustion: Proc.* — Baltimore, MD: Williams and Wilkins, 1953. — P. 396–402.
14. **Oppenheim A. K., Stern R. A.** On the development of gaseous detonation e analysis of wave phenomena // *7th Symp. (Int.) on Combustion: Proc.* — London: Butterworlths Scient. Publ., 1959. — P. 837–850.
15. **Salamandra G. D., Bezhenova T. V., Naboko I. M.** Formation of detonation wave during combustion of gas in combustion tube // *7th Symp. (Int.) on Combustion: Proc.* — London: Butterworlths Scient. Publ., 1959. — P. 851–855.

16. **Popov V. A.** On the pre-detonation period of flame propagation // 7th Symp. (Int.) on Combustion: Proc. — London: Butterworths Scient. Publ., 1959. — P. 799–806.
17. **Urtiew P. A., Oppenheim A. K.** Experimental observations of the transition to detonation in an explosive gas // Proc. Roy. Soc. A. — 1966. — V. 295. — P. 13–28.
18. **Lee J. H.** Dynamic parameters of gaseous detonations // Ann. Rev. Fluid Mech. — 1984. — V. 16. — P. 311–336.
19. **Ciccarelli G., Johansen C., Parravani M.** The role of shock-flame interactions on flame acceleration in an obstacle laden channel // Combust. Flame. — 2010. — V. 157, N 11. — P. 2125–2136.
20. **Peraldi O., Knystautas R., Lee J. H. S.** Criteria for transition to detonation in tubes // Proc. Combust. Inst. — 1986. — V. 21. — P. 1629–1637.
21. **Kellenberger M., Ciccarelli G.** Propagation mechanisms of supersonic combustion waves // Proc. Combust. Inst. — 2015. — V. 35. — P. 2109–2116.
22. **Teodorczyk A., Lee J. H., Knystautas R.** Propagation mechanism of quasi-detonations // Proc. Combust. Inst. — 1988. — V. 22. — P. 1723–1731.
23. **Heifrich T., Schauer F., Bradley R., Hoke J.** Ignition and detonation characteristics of hydrogen and hydrocarbon fuels in a PDE // AFRL-RZ-WP-TP-2007-243.
24. **Smirnov N. N., Nikitin V. F., Dushin V. R., Filippov Y. G., Nerchenko V. A., Khadem J.** Combustion onset in non-uniform dispersed mixtures // Acta Astronaut. — 2015. — V. 115. — P. 94–101.
25. **Kuznetsov M., Ciccarelli G., Dorofeev S., Alekseev V., Yankin Y., Kim T. H.** DDT in methane-air mixtures // Shock Waves. — 2002. — V. 12. — P. 215–220.
26. **Gaathaug A. V., Vaagsaether K., Bjerketvedt D.** Experimental and numerical investigation of DDT in hydrogen-air behind a single obstacle // Int. J. Hydrogen Energy. — 2012. — V. 37. — P. 17606–17615.
27. **Gnani F., Zare-Behtash H., White C., Kontis K.** Effect of back-pressure forcing on shock train structures in rectangular channels // Acta Astronaut. — 2018. — V. 145. — P. 471–481.
28. **Alam N., Sharma K. K., Pandey K. M.** Numerical investigation of combustion phenomena in pulse detonation engine with different fuels // AIP Conf. Proc. — 1966. — 020015.
29. **Dzieminska E., Hayashi A. K.** Auto-ignition and DDT driven by shock wave-boundary layer interaction in oxyhydrogen mixture // Int. J. Hydrogen Energy. — 2013. — V. 38. — P. 4185–4193.
30. **Warnatz J., Maas U., Dibble R. W.** Combustion: Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulations, Experiments, Pollutant Formation. — Berlin; Heidelberg: Springer, 2001.
31. **Hirschfelder J. O., Gurtiss C. F., Bird R. B.** Molecular Theory of Gases and Liquids. — N. Y.: Wiley, 1964.
32. **Wei H., Shang Y., Chen C., Gao D., Feng D.** One dimensional numerical study on pressure wave-flame interaction and flame acceleration under engine-relevant conditions // Int. J. Hydrogen Energy. — 2015. — V. 40. — P. 4874–4883.
33. https://www.encyclopediaofmath.org/index.php/Accumulation_of_errors.
34. **Kehlet B., Logg A.** A posteriori error analysis of round-off errors in the numerical solution of ordinary differential equations // Numer. Algor. — 2017. — V. 76. — P. 191–210.
35. **Gordon S., McBride B. J.** Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications (I): Analysis. — Washington, D.C., NASA, 1994.
36. **Jie L., Longxi Z., Zhiwu W., Changxin P., Xinggu C.** Thrust measurement method verification and analytical studies on a liquid-fueled pulse detonation engine // Chin. J. Aeronaut. — 2014. — V. 27, N 3. — P. 497–504.
37. **Card J., Rival D., Ciccarelli G.** DDT in fuel-air mixtures at elevated temperatures and pressures // Shock Waves. — 2005. — V. 14, N 3. — P. 167–173.
38. **Wintenberger E., Austin J. M., Cooper M., Jackson S., Shepherd J. E.** An analytical model for the impulse of a single-cycle pulse detonation engine // Proc. 37th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Prop. Conf. Exhibition, 2001.
39. **Kailasanath K., Patnaik G., Li C.** The flow field and performance of pulse detonation engines // Proc. Combust. Inst. — 2002. — V. 29. — P. 2855–2862.

Поступила в редакцию 09.07.2018.

После доработки 19.10.2018.

Принята к публикации 26.12.2018.