

УДК 535.71

## О ВОЗБУЖДЕНИИ ДЕТОНАЦИИ В КОЛЬЦЕВОЙ КАМЕРЕ ПРОТОЧНОГО ТИПА

Д. В. Воронин

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, voron@hydro.nsc.ru

С использованием уравнений Навье — Стокса выполнено численное моделирование химически реагирующего газового потока в проточной кольцевой камере. Модель основана на законах сохранения массы, импульса и энергии для нестационарного двумерного сжимаемого газового потока в случае осевой симметрии с тангенциальной составляющей скорости газа. Процессы вязкости, теплопроводности и турбулентности были приняты во внимание. Горючее и окислитель подавались в камеру отдельно, и тепловыделение в зоне химических реакций во многом определялось скоростью турбулентного перемешивания газовых компонентов. Численно показана возможность детонационного способа сгорания смеси в камере. Срыв детонации может произойти вследствие временного прекращения поступления реагентов в камеру, вызванного высоким давлением в зоне реакции. При небольших длинах камеры сгорания происходят недогорание топлива и выход непрореагировавшего водорода в атмосферу.

Ключевые слова: проточная кольцевая камера, воспламенение, турбулентность, газ, температура, детонация, недогорание топлива.

DOI 10.15372/FGV20180314

### ВВЕДЕНИЕ

Проблема создания двигателя, в основе которого лежит детонационный способ сжигания топлива, очень актуальна в настоящее время.

Впервые схема подобного реактивного двигателя была предложена в работе [1]. Современные экспериментальные и теоретические разработки по данной проблеме описаны в монографии [2]. Определение оптимальных режимов работы камеры требует создания подробных математических моделей, описывающих процесс сгорания топлива в камере. Этому, в частности, посвящена работа [3]. Возбуждение детонационного процесса в таких установках — сложный и недостаточно изученный механизм. Например, возможно спонтанное воспламенение газа в камере, когда его температура еще значительно ниже температуры воспламенения, что может привести к взрыву газовой смеси во всем объеме. Это затрудняет поиск оптимальных режимов. Для вихревой камеры данная проблема теоретически исследована в [4], где воспламенение объясняется возникновением горячих точек в пограничных слоях у стенок камеры вследствие неоднородности полей термодинамических параметров. Наряду с вихревой камерой, к числу возможных типов

камеры сгорания следует отнести проточную, в которую окислитель поступает сплошным потоком, а горючее впрыскивается в поток через форсунки.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию начальной стадии возбуждения детонации в камере проточного типа и определению факторов, влияющих на этот процесс.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим газодинамическое течение в проточной камере (рис. 1). Камера представляет собой цилиндр диаметром 40 мм, длина камеры  $L$  варьировалась. Сгорание смеси происходит в узком кольцевом канале у внешней стенки камеры, ширина канала 5 мм. Горючее и окислитель поступают в камеру отдельно и перемешиваются уже внутри камеры. Кислород в канал подается из ресивера через поверхность  $S_{11}$ . Горючее (водород) поступает внутрь через форсунки на поверхности  $S_{12}$ . Продукты детонации газа выходят из камеры через поверхность  $S_2$ . Все внешние поверхности камеры, кроме  $S_{11}$ ,  $S_{12}$  и  $S_2$ , представляют собой жесткие непроницаемые стенки. Ось  $z$  направлена вдоль оси симметрии камеры, ось  $r$  — нормально к оси  $z$ . Первоначально внутренний объем установки заполнен азотом при начальном давлении газа  $p_0 = 1$  атм и начальной

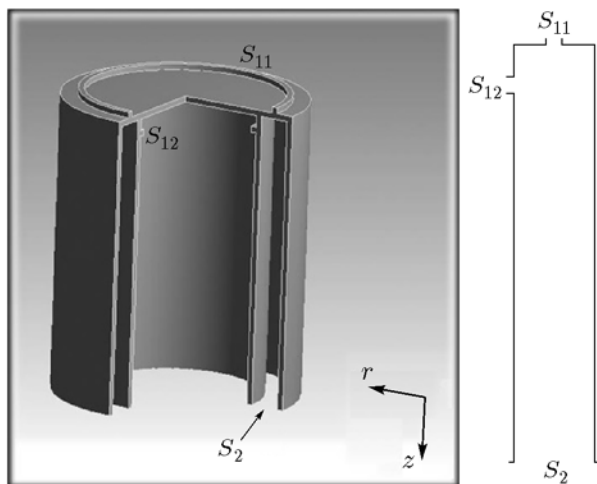


Рис. 1. Схема проточной камеры

температуре  $T_0 = 300$  К. Скорость среды — нулевая. Газ в коллекторах находится при повышенных значениях давления  $p_r$  и плотности  $\rho_r$ , при температуре  $T_0$  и нулевой скорости. В начальный момент времени  $t_0 = 0$  убираются заслонки и газ поступает из коллекторов внутрь установки. Детонация инициируется концентрированным выделением энергии в зоне перемешивания. Требуется определить значения параметров газа в камере после его воспламенения при  $t > 0$ .

Геометрические параметры установки и характер граничных условий позволяют моделировать поток в рамках приближения осевой симметрии. Так как скорость поступления газа в камеру близка к скорости звука и числа Рейнольдса для сжатого газа в различных областях камеры значительно превышают критическое значение  $Re = \rho u L / \mu \gg 10^4$  [5], описание движения среды нужно проводить с учетом турбулентности. Течение вязкой теплопроводной сжимаемой среды внутри камеры описывалось нестационарными двумерными уравнениями Навье — Стокса с учетом эффектов турбулентности [6]:

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial r} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial z} = \mathbf{G}, \quad (1)$$

где векторные функции  $\mathbf{Q}$ ,  $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{G}$  описываются уравнениями:

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} r\rho \\ r\rho u_r \\ r\rho u_\theta \\ r\rho u_z \\ rE \\ r\rho\mu \\ r\rho Y \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} r\rho u_r \\ r(\rho u_r^2 + p - \tau_{11}) \\ r(\rho u_r u_\theta - \tau_{12}) \\ r(\rho u_r u_z - \tau_{13}) \\ r(E + p)u_r - r(u_r \tau_{11} + u_\theta \tau_{12} + u_z \tau_{13} + q_r) \\ r\rho\mu u_r \\ r\rho Y u_r \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} r\rho u_z \\ r(\rho u_r u_z - \tau_{13}) \\ r(\rho u_\theta u_z - \tau_{23}) \\ r(\rho u_z^2 + p - \tau_{33}) \\ r(E + p)u_z - r(u_r \tau_{13} + u_\theta \tau_{23} + u_z \tau_{33} + q_z) \\ r\rho\mu u_z \\ r\rho Y u_z \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G} = (0, \rho u_\theta^2 + p - \tau_{22}, -\rho u_r u_\theta + \tau_{12}, \mu \rho u_z - \rho r W_\mu, \rho r W_Y + Y \rho u_z),$$

$$E = \rho(e + q^2/2), \quad q^2 = u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2.$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $u_r$ ,  $u_z$  — компоненты массовой скорости газа в направлении координатных осей  $r$  и  $z$ ,  $u_\theta$  — окружная компонента скорости газа,  $p$  — давление,  $E$  — полная энергия единицы массы,  $\mu$  — средняя молекулярная масса газа,  $Y$  — доля периода индукции,  $W_Y$ ,  $W_\mu$  — скорости изменения периода индукции и изменения молекулярной массы газа вследствие химических реакций,  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Компоненты вектора вязких напряжений  $\tau_{ij}$  и составляющие вектора теплового потока

$q_r$ ,  $q_z$  определены аналогично работе [4]. Описание турбулентности проводилось с помощью двухпараметрической  $k$ - $\varepsilon$ -модели [7]. Подробное описание модели также содержится в [4].

Изменение концентрации  $i$ -го компонента газа ( $C_i$ ) вследствие пространственно-временной диффузии и химических реакций определялось с помощью второго закона Фика [8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(r\rho C_i)}{\partial t} + \frac{\partial(r\rho u_r C_i)}{\partial r} + \frac{\partial(r\rho u_z C_i)}{\partial z} = \\ = r\rho D_i \left( \frac{\partial^2 C_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_i}{\partial r} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial z^2} \right) + r\rho H_i, \end{aligned}$$

где  $D_i$  — коэффициент диффузии,  $H_i$  — интенсивность источников вещества вследствие химических реакций.

В работе использовалась двухстадийная модель химической кинетики [9], в которой химические реакции происходят после окончания в точке химической задержки воспламенения  $t_{chem}$ , отсчитываемой после достижения температуры воспламенения среды. Под зоной индукции ( $1 \geq Y \geq 0$ ) понимается область, где задержка воспламенения еще не истекла.

Если  $1 \geq Y \geq 0$ , то

$$W_Y = -\frac{1}{t_{chem}}, \quad W_\mu = 0, \quad (3)$$

$$e = \frac{1}{\gamma_0 - 1} \frac{p}{\rho} + E_D \left( \frac{1}{\mu_0} - \frac{1}{\mu_{min}} \right),$$

если  $Y = 0$ , то

$$W_Y = 0, \quad W_\mu = W_\mu(T, \mu, \rho), \quad (4)$$

$$e = e(T, \mu).$$

Здесь  $\mu_{min}$  — молекулярная масса газа в диссоциированном состоянии,  $e$  — внутренняя энергия газа,  $E_D$  — средняя энергия диссоциации продуктов химической реакции, индекс нуль относится к начальному состоянию вещества. Химическая задержка воспламенения определяется согласно данным эксперимента [10]:

$$t_{chem}[\text{O}_2] = 6.89 \cdot 10^{-11} \exp\left(\frac{E_a}{RT}\right) [\text{c}], \quad (5)$$

где  $[\text{O}_2]$  — концентрация кислорода в смеси, моль/л,  $E_a = 16\,328$  кал/моль — энергия активации,  $T$  — температура газа,  $R$  — универсальная газовая постоянная. Отметим, что

задержки воспламенения измерялись во многих экспериментальных работах (в частности, в работе [11]). Для данной физической постановки задачи использование разных формул для определения задержки воспламенения слабо влияло на результаты расчетов.

После окончания времени задержки имеем  $Y = 0$  и скорость  $W_\mu$  определяется согласно модели [12]:

$$\begin{aligned} W_\mu(T, \mu, \rho) = 4K_+ \rho^2 \frac{1}{\mu} \left( 1 - \frac{\mu}{\mu_{max}} \right)^2 - \\ - A_2 T^{3/2} \rho \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\theta}{T}\right) \right]^{3/2} \times \\ \times \exp\left(-\frac{E_D}{RT}\right) \left( \frac{\mu}{\mu_{min}} - 1 \right), \quad (6) \end{aligned}$$

где  $\mu_{max}$  — молекулярная масса газа в рекомбинированном состоянии,  $\theta$  — эффективная температура возбуждения колебательных степеней свободы;  $K_+$ ,  $A_2$  — константы. Согласно термодинамическим таблицам вращательные и поступательные степени свободы молекул полностью возбуждены при температуре  $200 \div 300$  К, что соответствует начальному состоянию среды. Для внутренней энергии газа при этом справедливо соотношение

$$\begin{aligned} e(T, \mu) = E_D \left( \frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{min}} \right) + \left[ \frac{3}{4} \left( \frac{\mu}{\mu_a} + 1 \right) + \right. \\ \left. + \frac{3}{2} \left( \frac{\mu}{\mu_a} - 1 \right) \frac{\theta/T}{\exp(\theta/T) - 1} \right] \frac{RT}{\mu}, \quad (7) \end{aligned}$$

где  $\mu_a$  — молекулярная масса газа в атомарном состоянии.

В качестве граничных условий на жестких непроницаемых стенках камеры поставлено условие постоянства температуры  $T = T_0$  и условие прилипания  $u_r = u_z = u_\theta = 0$ .

На входе (поверхности  $S_1$ ) справедливо условие адиабатического истечения газа из коллекторов [8]:

$$v = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} c_0^2 \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p_r} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]},$$

где  $v$  — скорость истечения газа,  $c_0$  — скорость звука в газе коллектора; на выходе (поверхности  $S_2$ ) — «мягкие» граничные условия (равенство нулю первых производных по  $z$  искомым функциям).

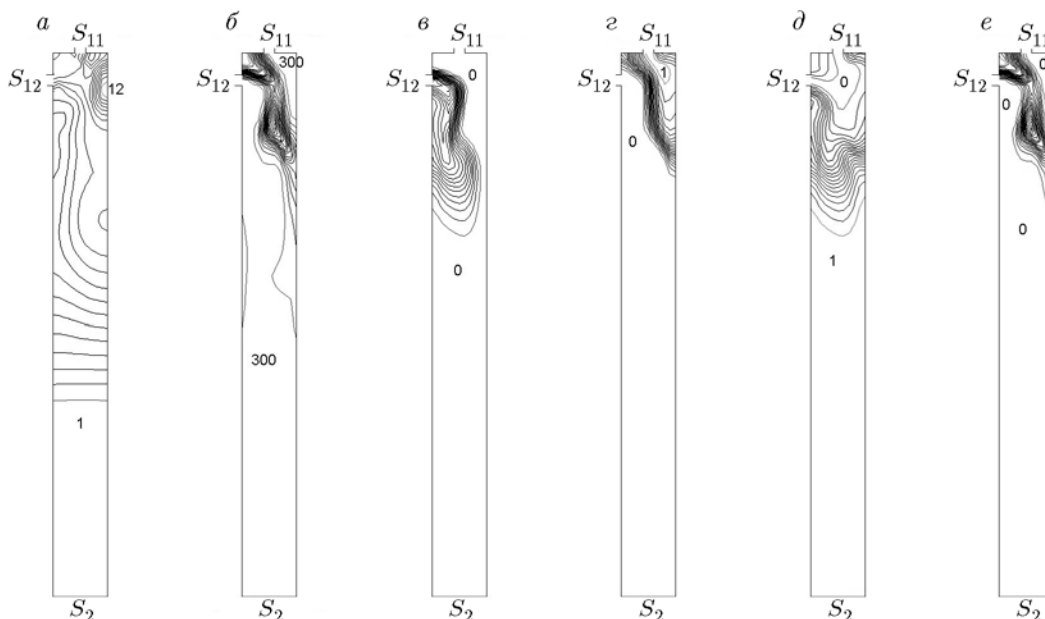


Рис. 2. Поля основных термодинамических параметров в камере при  $t = 5.0 \cdot 10^{-4}$  с: давления (а), температуры (б), массовой концентрации водорода (в), кислорода (г), азота (д) и паров воды (е)

### ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Вычисления были выполнены при начальных параметрах воздуха  $p_0 = 1$  атм,  $\gamma = 1.4$ ,  $u_{r0} = u_{z0} = u_{\theta} = 0$ ; начальные значения давления  $p_r$  и плотности  $\rho_r$  газа в коллекторе:  $p_r/p_0 = 10$ ,  $\rho_r/\rho_0 = 10$ . Начальная плотность кислорода  $\rho_{01} = 1.3$  кг/м<sup>3</sup>, начальная плотность водорода  $\rho_{02} = 0.08$  кг/м<sup>3</sup>, начальная плотность газа в камере  $\rho_0 = 1.251$  кг/м<sup>3</sup>,  $L = 50$  мм.

Сформулированная выше система уравнений (1)–(7) решалась численно методом крупных частиц [13]. Авторы данного метода показали [13], что при больших числах Рейнольдса эффект схемной вязкости становится пренебрежимо мал и приближение к реальному решению реализуемо, если пространственный шаг разностной схемы удовлетворяет соотношению  $Reh < \varepsilon \ll 1$ . В рамках данного ограничения в расчетах использовалась прямоугольная сетка с шагом  $h = 0.01$  мм. Дальнейшее уменьшение шага не влияло существенно на результаты численного моделирования.

Воспламенение газовой смеси водорода с кислородом возможно, если массовая концентрация горючего лежит в диапазоне (0.05; 0.95) [5]. Поэтому подвод энергии в камеру для инициирования детонации должен осуществляться, когда вследствие турбулентного перемеши-

вания возникает область с необходимыми параметрами горючей газовой смеси.

Начальная стадия численного моделирования представлена на рис. 2, где изображены изолинии основных термодинамических параметров газа после его воспламенения. Соударение струй водорода и кислорода, проникающих в камеру с околосвуковыми скоростями, приводит к быстрому перемешиванию компонентов и образованию горючей смеси. Видно, что в этот момент времени около 3/4 камеры еще заполнено азотом, но область перемешивания уже достаточно большая. Максимальное значение давления газа составляет 12.6 атм и достигается около правой границы камеры, где струи соударяются с жесткой стенкой. Ударная волна, идущая от области воспламенения (сверху вниз), достигает середины камеры. Максимальная температура газа в зоне химических превращений составляет 3540 К. Трение потока о стенки камеры приводит к росту плотности газа у стенки, а последующий переход кинетической энергии газа в тепловую вследствие процессов диссипации — к увеличению температуры газа в формирующихся у стенок пограничных слоях.

На следующей стадии процесса к моменту времени  $t = 1.0 \cdot 10^{-3}$  с инициирующая волна сжатия достигает поверхности выхода газа из камеры  $S_2$ . Поэтому внутрь установки вхо-

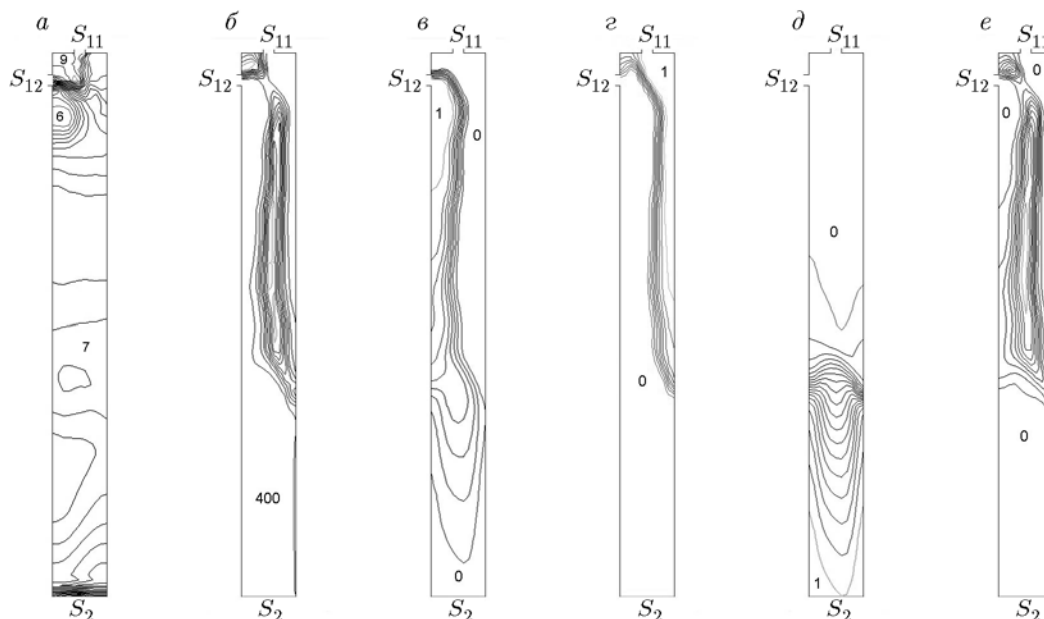


Рис. 3. Поля основных термодинамических параметров в камере при  $t = 1.5 \cdot 10^{-3}$  с: давления (а), температуры (б), массовой концентрации водорода (в), кислорода (г), азота (д) и паров воды (е)

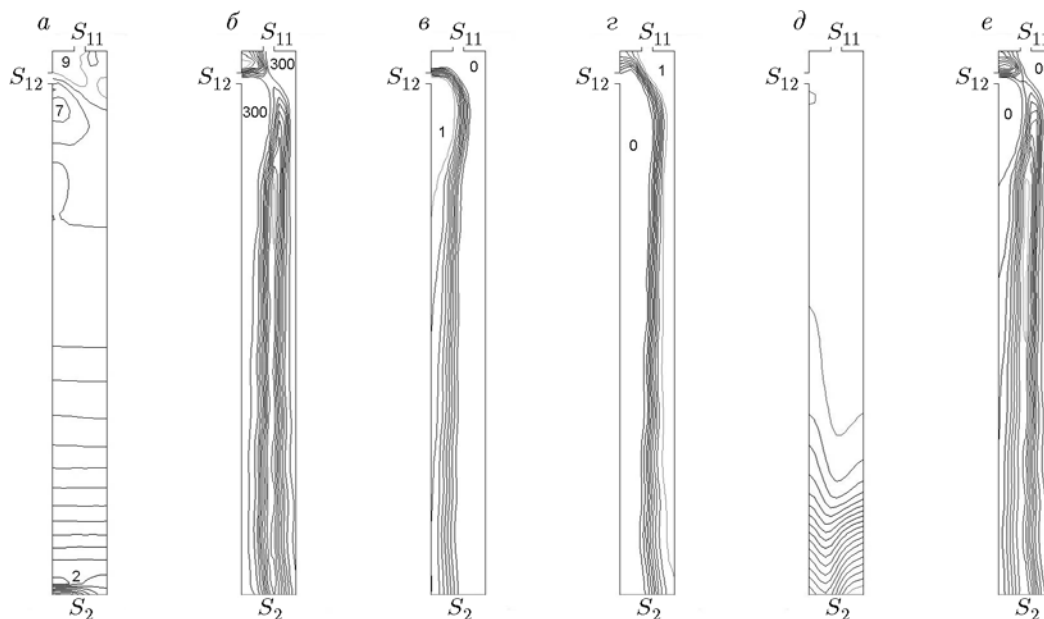


Рис. 4. Поля основных термодинамических параметров в камере при  $t = 3.0 \cdot 10^{-3}$  с: давления (а), температуры (б), массовой концентрации водорода (в), кислорода (г), азота (д) и паров воды (е)

дит волна разрежения и давление в камере начинает падать. Максимальное давление здесь составляет 8.9 атм. Следует отметить, что в предыдущие моменты времени давление газа в камере у поверхностей входа  $S_{11}$  и  $S_{12}$  достигало 12 атм, что превышает давление газа в ресиверах (10 атм). Это приводит к запырению

потока и временному прекращению поступления водорода и кислорода в проточную камеру. Если поверхность  $S_2$  расположена достаточно близко к поверхностям входа (менее 20 мм) и волна разрежения быстро уменьшает давление и температуру реагирующего газа, то наступает срыв детонации, что нарушает оптимальное

функционирование камеры. Срыва можно избежать, делая камеру достаточно длинной или возбуждая взрывной процесс в более поздние моменты времени, когда зона перемешивания занимает почти всю камеру. К данному моменту азот остается приблизительно только в 1/3 камеры, зона химических превращений увеличивается примерно в два раза, а максимальная температура составляет 3314 К. Срыва детонации здесь не происходит, так как подача газовых реагентов в камеру возобновляется.

На следующей стадии (рис. 3) наблюдается рост температуры в пограничных слоях за счет эффектов вязкости. Максимальная температура газа достигает 3350 К. Давление в камере стабилизируется в диапазоне (6.56; 8.9) атм. Подача горючего газа в камеру выходит на установившийся режим. Зона химических превращений составляет около половины объема камеры. Размеры горячих пограничных слоев также возрастают.

Рост размеров зоны химических реакций (к моменту  $t = 2.0 \cdot 10^{-3}$  с) приводит к увеличению термодинамических параметров. К этому моменту времени зона составляет около 2/3 объема камеры. Давление газа лежит в интервале (6.8; 9.5) атм. Максимальная температура вновь увеличивается до 3535 К. Максимум массовой концентрации азота (0.82) достигается вблизи поверхности  $S_2$ . Сама зона, занятая инертным газом, незначительна и уже слабо влияет на процессы в камере. Отметим также, что, как видно из расчетов, для данных размеров проточной камеры обеспечивается неполное сгорание водорода. Часть непрореагировавшего горючего покидает установку через поверхность  $S_2$ .

Недогорание горючего в камере становится более существенным с течением времени. К моменту  $t = 2.5 \cdot 10^{-3}$  с практически весь азот покидает камеру, его максимальная концентрация в точке не превышает значения 0.32. Давление газа меняется от 3.5 до 8.9 атм. Максимум температуры почти неизменный — 3521 К. Продукты химических реакций (водяной пар) практически полностью остаются внутри камеры.

В дальнейшем наблюдается стабилизация процесса (рис. 4). Давление не более 9.0 атм, а температура газа 3535 К. Весь азот уже покинул камеру, его концентрация в отдельных точках становится менее 0.028. К этому моменту начинается истечение продуктов хими-

ческих реакций (пары воды) из камеры. Размер зоны химических превращений превышает 80 % объема камеры. Процесс недогорания также стабилен. Камеру покидают порции газа, в которых концентрация водорода может превышать 0.6.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено численное моделирование химически реагирующего газового потока в проточной кольцевой камере с использованием уравнений Навье — Стокса. Модель основана на законах сохранения массы, импульса и энергии для нестационарного двумерного сжимаемого газового потока в случае осевой симметрии с тангенциальной составляющей скорости газа. Учитывались процессы вязкости, теплопроводности и турбулентности. Горючее и окислитель подавались в камеру отдельно, и тепловыделение в зоне химических реакций во многом определялось скоростью турбулентного перемешивания газовых компонентов. Численно показана возможность детонационного способа сгорания смеси в камере. Срыв детонации может произойти вследствие временного прекращения поступления реагентов в камеру из-за большого давления в зоне реакции. При малых длинах камеры сгорания происходят недогорание топлива и выход непрореагировавшего водорода в атмосферу.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Войцеховский Б. В.** Стационарная детонация // Докл. АН СССР. — 1959. — Т. 129, № 6. — С. 1254–1256.
2. **Быковский Ф. А., Ждан С. А.** Непрерывная спиновая детонация. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013.
3. **Фролов С. М., Дубровский А. В., Иванов В. С.** Трехмерное численное моделирование рабочего процесса в камере с непрерывной детонацией // Хим. физика. — 2012. — Т. 31, № 3. — С. 32–45.
4. **Воронин Д. В.** О самовоспламенении газа в плоской вихревой камере // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 5. — С. 24–30.
5. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
6. **Anderson D., Tannehill J., Pletcher R.** Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer. — New York: Hemisphere, 1984.

7. **Launder B. T., Spalding D. B.** The numerical computation of turbulent flows // Comput. Methods Appl. Mech. Eng. — 1974. — V. 3, N 2. — P. 269–289.
8. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1987.
9. **Левин В. А., Коробейников В. П.** Сильный взрыв в горючей смеси газов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. — 1969. — № 6. — С. 48–51.
10. **Strehlow R. A., Mauer R. E., Rajan S.** Transverse waves in detonations: I. Spacing in the hydrogen — oxygen systems // AIAA J. — 1969. — V. 7, N 2. — P. 323–328.
11. **White D. R.** Density induction times in very lean mixtures of D<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> with O<sub>2</sub> // 11th Symp. (Intern.) on Combustion. — 1966. — P. 147.
12. **Николаев Ю. А., Зак Д. В.** Согласование моделей химических реакций со вторым началом термодинамики // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 4. — С. 87–90.
13. **Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.** Метод крупных частиц в газовой динамике. — М.: Наука, 1984.

*Поступила в редакцию 25/IX 2017 г.,  
в окончательном варианте — 7/XI 2017 г.*

---