

УДК 535.71

О САМОВОСПЛАМЕНЕНИИ ГАЗА В ПЛОСКОЙ ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Д. В. Воронин

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

Выполнено численное моделирование газового потока в плоской вихревой 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. Показано, что переход кинетической энергии газа в тепловую в результате процессов переноса приводит к появлению горячих точек в пограничных слоях у стенок камеры. Температура газа в горячих точках может превышать температуру газового воспламенения, в то время как в соседних областях газ остается достаточно холодным. Это может быть причиной холодного газового самовоспламенения, наблюдаемого в экспериментах. Турбулентность течения, а также процессы перемешивания и диффузии компонентов вносят значительный вклад в возможности газового самовоспламенения.

Ключевые слова: вихревая камера, самовоспламенение, турбулентность, газ, температура.

DOI 10.15372/FGV20170503

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время проявляется повышенный интерес к проблеме детонационного сжигания топлива в связи с идеей создания детонационного двигателя. Схема реактивного двигателя с непрерывной детонацией впервые была предложена в работе [1]. Подробный анализ экспериментальных и теоретических работ по данной проблеме содержится в [2]. Одной из задач здесь является определение оптимальных режимов работы установки. Это требует, в частности, создания математических моделей и определения полей основных термодинамических параметров внутри камеры сгорания детонационного двигателя. Этому, например, посвящены исследования [3, 4]. Стабильная работа установки может нарушаться наблюдаемым в экспериментах [5] регулярным произвольным самовоспламенением горючей газовой смеси в условиях, когда средняя температура поступающего внутрь камеры газа существенно меньше температуры самовоспламенения. Природа этого явления до сих пор не вполне ясна. Поэтому необходимо детальное математическое моделирование процессов внутри установки с

описанием наиболее существенных факторов, определяющих газодинамическое течение.

Данная работа посвящена численному моделированию потока газа в плоской вихревой камере.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим газодинамическое течение в вихревой камере (рис. 1). Здесь S_1 — входная поверхность камеры (боковая поверхность кругового цилиндра диаметром 204 мм и высотой 15 мм), через нее реагирующий газ поступает через форсунки из коллекторов внутрь камеры, S_2 — поверхность выхода газа из камеры (круг диаметром 40 мм), S_3 — боковая поверхность центрального патрубка камеры (круговой цилиндр высотой 42 мм вдоль оси z), который служит для выпуска продуктов в атмосферу.

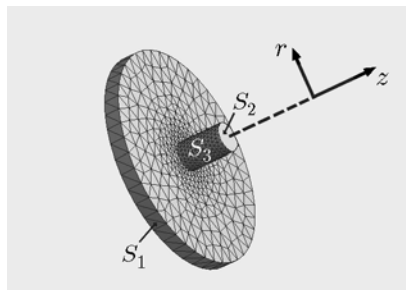


Рис. 1. Схема вихревой камеры

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-08-0080) и Программы фундаментальных исследований государственных академий наук на 2013–2020 гг.

© Воронин Д. В., 2017.

Поступающий в камеру газ представляет собой либо воздух, либо водород с кислородом, причем горючее и окислитель поступают в камеру через форсунки отдельно и перемешиваются уже внутри камеры. Все внешние поверхности вихревой камеры, кроме S_1 и S_2 , представляют собой жесткие непроницаемые стенки. Ось z направлена вдоль оси симметрии камеры, а ось r — нормально к оси z . Первоначально внутренний объем установки заполнен азотом либо воздухом при начальном давлении газа $p_0 = 1$ атм и температуре $T_0 = 300$ К. Скорость среды u — нулевая. Газ в коллекторах находится при повышенных значениях давления p_r и плотности ρ_r , при температуре T_0 и скорости $u = 0$. В начальный момент времени ($t_0 = 0$) убирается заслонка и через поверхность S_1 газ начинает поступать из коллекторов внутрь установки под углом 45° к оси r , что обеспечивает вращательное движение среды вокруг оси z . Требуется определить параметры газа в камере при $t > 0$.

Геометрические параметры установки и характер граничных условий позволяют моделировать поток в рамках осевой симметрии. Так как скорость поступления газа в камеру близка к скорости звука, а числа Рейнольдса для сжатого воздуха в различных областях камеры значительно превышают критическое значение $Re = \rho u L / \mu \gg 10^4$ [6], 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 [7]:

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

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

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

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

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

$$\mathbf{G} = (0, \rho u_\theta^2 + p - \tau_{22}, -\rho u_r u_\theta + \tau_{12}, 0, 0).$$

Здесь ρ — плотность среды, u_r , u_z — компоненты массовой скорости газа в направлении координатных осей r и z , u_θ — окружная компонента скорости газа, p — давление, E — полная энергия единицы массы, γ — показатель адиабаты, L — диаметр канала, μ — молекулярная вязкость.

Компоненты вектора вязких напряжений и составляющие вектора теплового потока находятся из соотношений:

$$\tau_{11} = (2/3)\mu_{eff}(3e_{11} - \text{div}v), \quad \tau_{12} = \mu_{eff}e_{12},$$

$$\tau_{22} = (2/3)\mu_{eff}(3e_{22} - \text{div}v), \quad \tau_{13} = \mu_{eff}e_{13},$$

$$\tau_{33} = (2/3)\mu_{eff}(3e_{33} - \text{div}v), \quad \tau_{23} = \mu_{eff}e_{23},$$

$$e_{11} = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad e_{22} = \frac{u_r}{r}, \quad e_{33} = \frac{\partial u_z}{\partial z},$$

$$\text{div}v = e_{11} + e_{22} + e_{33}, \quad e_{12} = \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r},$$

$$e_{13} = \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r}, \quad e_{23} = \frac{\partial u_\theta}{\partial z}, \quad q_i = -\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i}.$$

Здесь T — температура газа; μ_{eff} , λ_{eff} — эффективная вязкость и эффективная теплопроводность газа; μ_{eff} вычисляется как сумма молекулярной μ и турбулентной μ_t вязкости; $\lambda_{eff} = c_p(\mu/\text{Pr} + \mu_t/\text{Pr}_t)$, где c_p — теплоемкость при постоянном давлении. Молекулярному Pr и турбулентному Pr_t числам Прандтля

присваиваются постоянные значения (для воздуха $Pr = 0.72$, $Pr_t = 0.9$).

Для определения молекулярной вязкости используется закон Сазерленда

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \left(\frac{T}{T_*} \right)^{3/2} \frac{T_* + S_0}{T + S_0},$$

где $\mu_* = 1.68 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $T_* = 273$ К, $S_0 = 110$ К для воздуха.

Описание турбулентности проводилось с помощью двухпараметрической k - ε -модели [8]. Для переноса кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε справедливы уравнения:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + (\rho \mathbf{v} \cdot \nabla) k = \nabla \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P - \rho \varepsilon,$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + (\rho \mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon =$$

$$= \nabla \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon),$$

где $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$. Турбулентная вязкость вычисляется по формуле Колмогорова — Прандтля:

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon}, \quad C_\mu = 0.09.$$

Член производства турбулентности P находится из соотношения $P = \mu_t |S|^{1/2} |\Omega|^{1/2}$. Инварианты тензора скоростей деформации и тензора вращения имеют вид

$$|S| = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}, \quad |\Omega| = (2\Omega_{ij}\Omega_{ij})^{1/2},$$

где

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right).$$

Изменение концентрации i -го компонента газа описывалось с помощью уравнения диффузии

$$\begin{aligned} \frac{\partial (r \rho C_i)}{\partial t} + \frac{\partial (r \rho u_r C_i)}{\partial r} + \frac{\partial (r \rho u_z C_i)}{\partial z} = \\ = r \rho D_i \left(\frac{\partial^2 C_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_i}{\partial r} + \frac{\partial^2 C_i}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где D_i — коэффициент диффузии.

Для замыкания системы использовалось уравнение состояния идеального газа

$$E = \rho(e + q^2/2), \quad (4)$$

где $e = p/[(\gamma - 1)\rho]$, $q^2 = u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2$.

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 (поверхность S_1) справедливо условие адиабатического истечения газа из коллекторов [9]:

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

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

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Вычисления были выполнены при следующих начальных параметрах воздуха: $p_0 = 1$ атм, $\rho_0 = 1.225$ кг/м³, $\gamma = 1.4$, $u_{r0} = u_{z0} = u_\theta = 0$; начальные значения относительных давления p_r и плотности ρ_r газа в коллекторе $p_r/p_0 = 10$, $\rho_r/\rho_0 = 10$. В случае раздельной подачи горючего и окислителя в камеру начальные значения давления и скорости газа в коллекторах такие же, начальная плотность кислорода $\rho_{01} = 1.3$ кг/м³, начальная плотность водорода $\rho_{02} = 0.08$ кг/м³.

Система уравнений (1)–(4) решалась численно методом крупных частиц [10]. Авторы данного метода показали [10], 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.

Начальная стадия численного моделирования представлена на рис. 2. Здесь $u = \sqrt{u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2}$. Видно, что волна сжатия начинает распространяться от входной поверхности

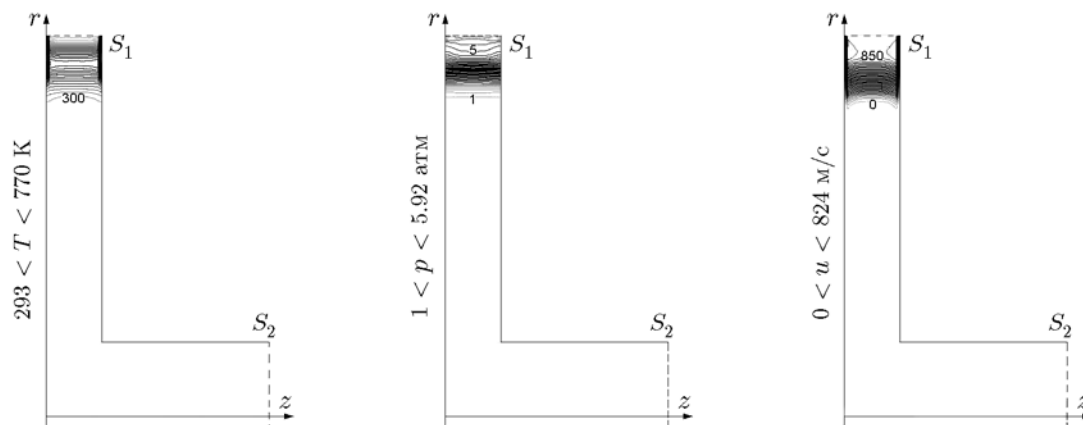


Рис. 2. Поля основных термодинамических параметров в камере при $t = 0.1$ мс

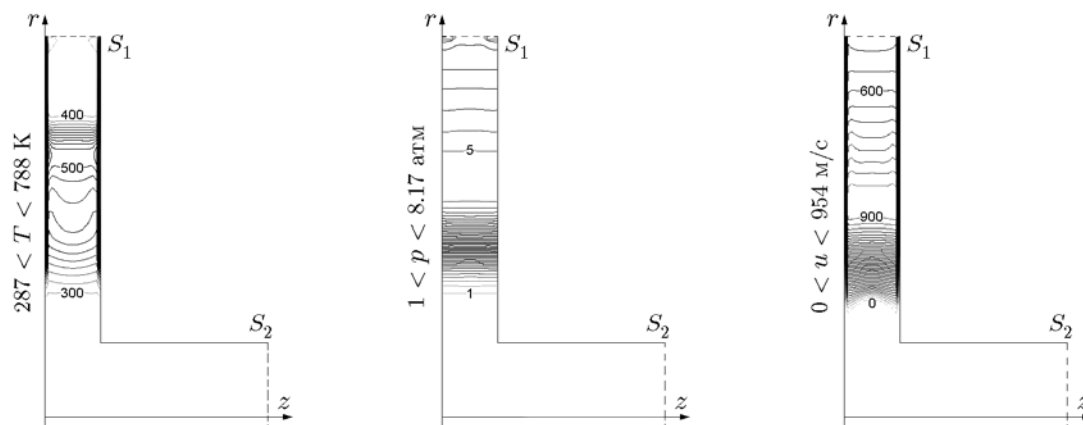


Рис. 3. Поля основных термодинамических параметров в камере при $t = 0.5$ мс

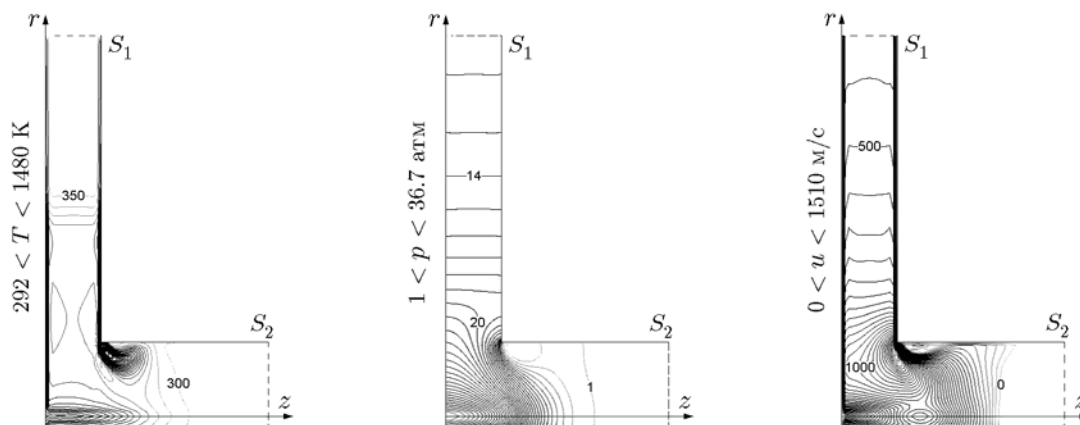
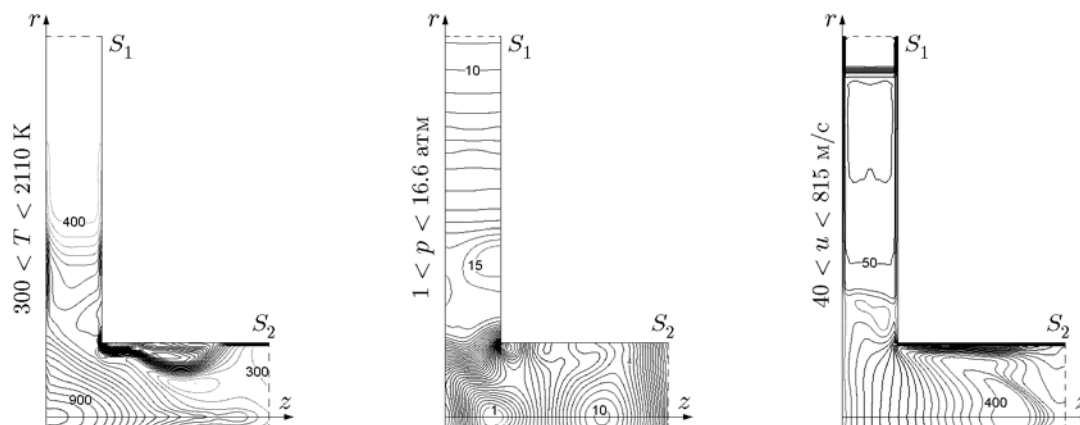
S_1 к оси симметрии z . Амплитуда давления в волне достигает значения 5.92 атм. Трение потока о стенки камеры приводит к росту плотности газа у стенки, а последующий переход кинетической энергии газа в тепловую вследствие процессов диссипации — к увеличению температуры газа в формирующихся у стенок пограничных слоях. Здесь значения температуры возрастают до 770 К (у плоскости $z = 0$), в то время как в центре канала она равна 520 К (при том же самом r и $z = 7.5$ мм).

Последующая стадия процесса представлена на рис. 3. Волна сжатия продолжает распространяться почти при той же самой амплитуде давления. Размеры горячих пограничных слоев возрастают наряду с температурой в них. В цилиндрической части камеры с поверхностью входа S_1 формируется большая область с вихревым течением (ненулевой тангенциальной скоростью u_θ). Ось вихря — ось симметрии

z . Вихревая область постепенно приближается к оси z . В данном расчете начальное давление в коллекторе $p_r = 10$ атм. В экспериментах [5] оно может достигать 100 атм. Как показывают расчеты, в этом случае температура в пограничных слоях (в вихревой области) превышает температуру воспламенения $T_{ign} = 1200$ К. В результате может произойти самовоспламенение газа во всем объеме, что и наблюдалось в экспериментах [5].

Когда вихревая область достигает оси z и газовые массы сталкиваются (рис. 4), амплитуда температуры газа достигает 1480 К, что вызывает самовоспламенение даже при $p_r = 10$ атм. Но максимум температуры имеет место не на оси симметрии, а в горячей локальной области в окрестности угла камеры ($r = 40$ мм, $z = 15$ мм), где происходит отрыв пограничного слоя от стенки.

Взаимодействие горячей области с отра-

Рис. 4. Поля основных термодинамических параметров в камере при $t = 1$ мсРис. 5. Поля основных термодинамических параметров в камере при $t = 1.4$ мс

женными от оси камеры волнами сжатия и ускорение газа из-за центрированной волны разрежения, возникающей на углу, вызывают дальнейший рост температуры газа. С течением времени температура в горячем пятне превышает 2000 К (рис. 5).

Динамику максимальных значений температуры газа иллюстрирует рис. 6. Можно определить шесть стадий температурного процесса в камере. Начальная стадия 1 — температурный рост от 300 до 800 К, когда волна сжатия начинает распространяться от форсунок внутрь камеры через поверхность входного отверстия S_1 . Период стагнации 2 соответствует распространению волны сжатия к центру камеры (ось симметрии z). На стадии 3 в результате столкновения волн сжатия на оси симметрии z температура газа растет до 1500 К и превышает значение T_{ign} , что может привести

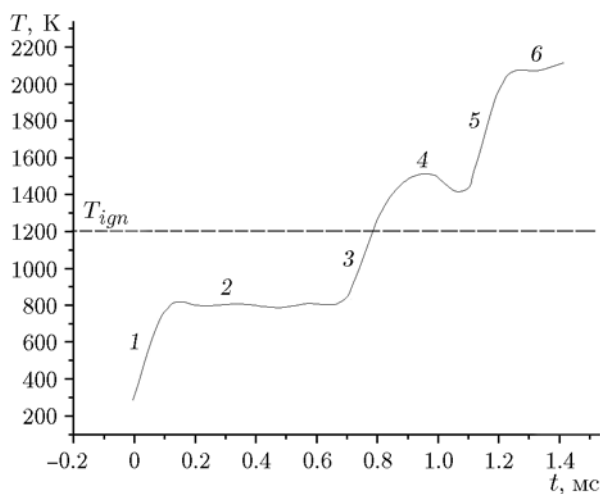


Рис. 6. Динамика максимальной температуры

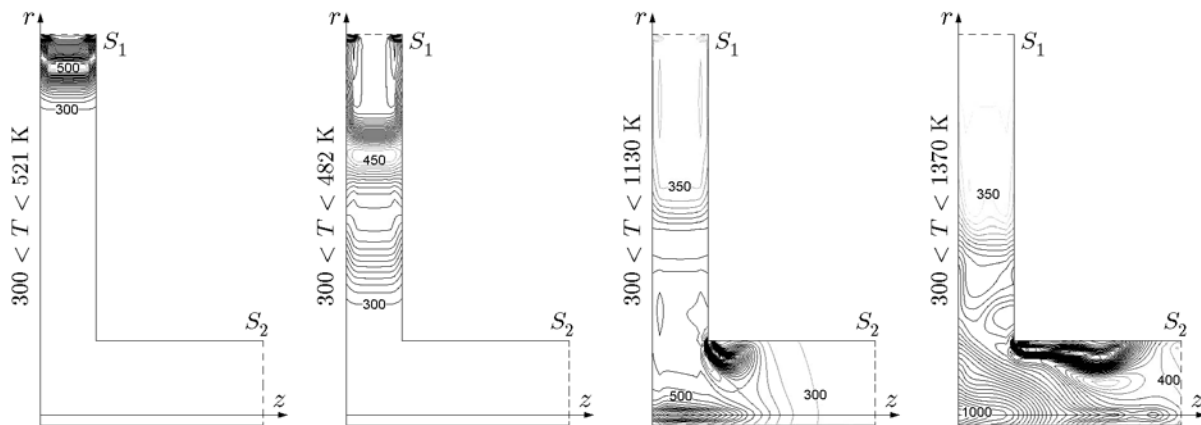


Рис. 7. Поле температуры газа в камере в рамках ламинарного приближения при $t = 0.1, 0.5, 1.0, 1.5$ мс (слева направо)

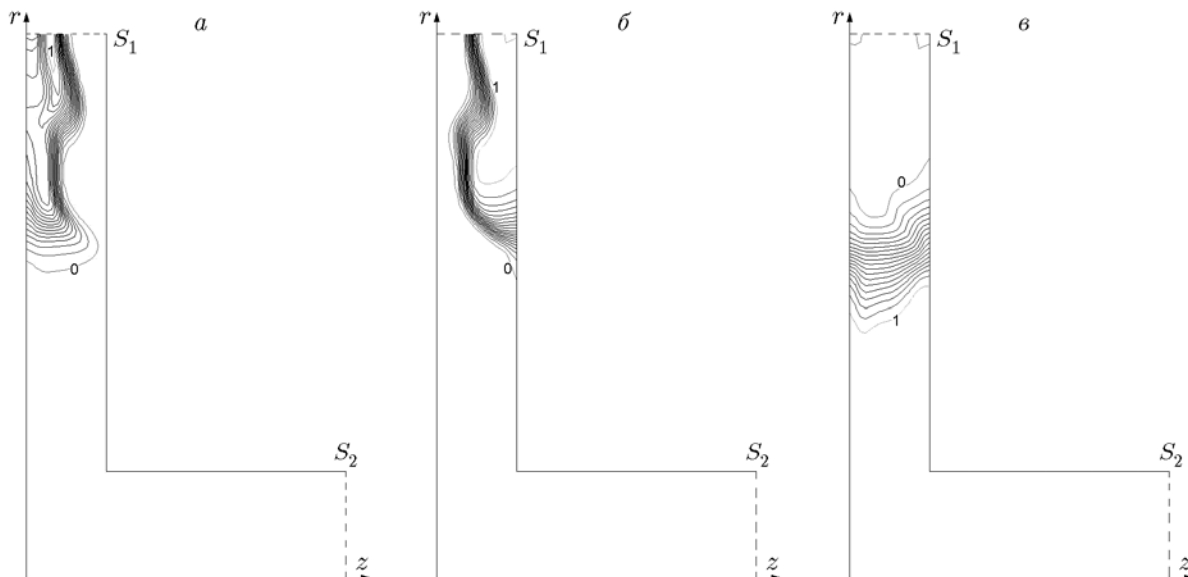


Рис. 8. Распределение объемной концентрации водорода (а), кислорода (б) и азота (в) в камере в момент времени $t = 1$ мс

к самовоспламенению газа в этой области. Стадия разгрузки 4 обусловлена действием центрированной волны разрежения. Стадия 5 — рост температуры в отрывающемся пограничном слое в окрестности угла камеры при его взаимодействии с отраженной волной сжатия. Температура здесь превышает 2100 К. Стадия 6 продолжается до уменьшения значений параметров вследствие воздействия волн разрежения, идущих от поверхности выхода S_2 .

Чтобы оценивать влияние турбулентности на самовоспламенение газа, было выполнено

численное моделирование потока в рамках приближения ламинарного потока на основе уравнений Навье — Стокса (рис. 7) при тех же начальных параметрах задачи. Как видно из рисунка, в ламинарных потоках самовоспламенение смеси также может произойти, хотя максимальная температура газа в ламинарной горячей точке составляет $T = 1370$ К, что значительно меньше температуры в случае турбулентного течения ($T = 2110$ К) в тот же самый момент времени.

Как видно из приведенных выше расчетов,

воспламенение газовой смеси может произойти уже в момент соударения волн сжатия в окрестности оси симметрии z . Это справедливо, в первую очередь, для предварительно перемешанных горючих газовых смесей. Однако в экспериментах [5] горючее и окислитель подаются в камеру отдельно и самовоспламенение происходит в середине цилиндрической части камеры с поверхностью S_1 на более поздних стадиях процесса. Для прояснения этого эффекта проведем моделирование с отдельной подачей горючего и окислителя из коллекторов в камеру. Пусть в начальный момент времени камера заполнена азотом при $p_0 = 1$ атм, $T_0 = 300$ К, $u_{r0} = u_{z0} = u_\theta = 0$. При $t = 0$ через разные форсунки на поверхности S_1 начинается подача горючего и окислителя в камеру. Удельные расходы водорода и кислорода при входе в камеру на единицу площади форсунок составляют 353 и 1443 кг/(м²·с) соответственно. Расчет распределения концентраций H₂, O₂ и N₂ в установке с учетом перемешивания и диффузии вещества представлен на рис. 8. Известно, что концентрационные пределы воспламенения водорода в кислороде составляют от 4 до 94 % объема [11]. Видно, что необходимые для воспламенения концентрации водорода первоначально возникают приблизительно на 1/3 расстояния от поверхности вдува до оси симметрии, что соответствует данным эксперимента [5].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием уравнений Навье — Стокса выполнено численное моделирование газового потока в плоской вихревой 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. Показано, что переход кинетической энергии газа в тепловую в результате процессов переноса приводит к появлению горячих точек в пограничных слоях у стенок камеры. Температура газа в горячих точках может превышать температуру газового воспламенения, в то время как в соседних областях газ остается достаточно холодным.

Это может быть причиной холодного газового самовоспламенения, наблюдаемого в экспериментах. Турбулентность течения, а также процессы перемешивания и диффузии компонентов вносят значительный вклад в возможности газового самовоспламенения.

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. **Фролов С. М., Дубровский А. В., Иванов В. С.** Трехмерное численное моделирование рабочего процесса в камере с непрерывной детонацией при отдельной подаче горючего и окислителя // Хим. физика. — 2013. — Т. 32, № 2. — С. 56–65.
5. **Быковский Ф. А., Ждан С. А., Митрофанов В. В., Ведерников Е. Ф.** Исследование самовоспламенения и особенностей течения в плоской вихревой камере // Физика горения и взрыва. — 1999. — Т. 35, № 6. — С. 26–41.
6. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
7. **Anderson D., Tannehill J., Pletcher R.** Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer. — New York; London: McGraw-Hill, 1984.
8. **Launder B. T., Spalding D. B.** The numerical computation of turbulent flows // Comput. Meth. Appl. Mech. Eng. — 1974. — V. 3, N 2. — P. 269–289.
9. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1987.
10. **Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.** Метод крупных частиц в газовой динамике. — М.: Наука, 1984.
11. **Стаскевич Н. Л., Северинец Г. Н., Вигдорчик Д. Я.** Справочник по газоснабжению и использованию газа. — Л.: Недра, 1990.

Поступила в редакцию 16/III 2016 г.,
в окончательном варианте — 6/XII 2016 г.