

УДК 662.612.16

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ ГОМОГЕННОЙ МЕТАНОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ТЕПЛОВОМ И ФОТОХИМИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

В. Е. Козлов, Н. С. Титова

Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова, 111116 Москва  
vekozlov@ciam.ru

Проведено численное моделирование воспламенения и горения гомогенной стехиометрической метановоздушной смеси при локальном одновременном тепловом и фотохимическом воздействии, приводящем к образованию либо молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$ , либо атомов О. Применен двумерный нестационарный многокомпонентный подход с использованием известного детального кинетического механизма окисления метана, учитывающего реакции с участием электронно-возбужденных молекул кислорода  $O_2(a^1\Delta_g)$  и  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ . Показано, что дополнительное фотохимическое воздействие обеспечивает воспламенение смеси в ситуации, когда только теплового воздействия недостаточно. Причем при одинаковой вложенной энергии более высокая скорость горения на начальной стадии реализуется при создании атомов О. Этот способ фотохимического воздействия представляется более эффективным с точки зрения инициирования горения. Результаты расчетов распространения турбулентного горения удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными данными.

Ключевые слова: метановоздушная смесь, воспламенение, горение, молекулы  $O_2(a^1\Delta_g)$ , атомы О, турбулентность.

DOI 10.15372/FGV20210201

## ВВЕДЕНИЕ

С целью снижения выбросов оксидов азота в атмосферу рассматриваются различные способы организации горения в газотурбинных двигателях. В случае использования обедненных топливовоздушных смесей, когда имеют место низкая скорость горения и высокая неустойчивость пламени [1], актуальной становится проблема воспламенения смеси. Эта проблема актуальна и для тяжелых беспилотных летательных аппаратов в крейсерском режиме полета, когда из-за низкого давления на больших высотах ( $H = 10 \div 15$  км) может потребоваться повторный запуск двигателя [2].

Выделяют три способа интенсификации воспламенения [3–7]: термический, кинетический и транспортный. Термический способ состоит в значительном нагреве некоторой области, которая инициирует дальнейшее горение. Кинетический способ основан на введении в эту область активных компонентов, а транспортный способ состоит в увеличении размеров области воздействия.

Любой из этих трех способов может быть

реализован с использованием сфокусированного лазерного излучения. Различают следующие механизмы лазерного воздействия [8]: 1) термический; 2) лазерный пробой; 3) фотохимический. В первом механизме лазерное воздействие повышает температуру области инициирования горения, во втором — лазерное воздействие приводит к пробое среды и созданию плазмы, в третьем — резонансное лазерное излучение создает активные молекулы, атомы или радикалы. Например, лазерное излучение с длиной волны  $\lambda = 762$  нм приводит к возбуждению молекул  $O_2$  в электронное состояние  $b^1\Sigma_g^+$ , которое затем релаксирует в метастабильное электронно-возбужденное состояние  $a^1\Delta_g$ . Излучение с этой длиной волны генерируется диодным лазером, лазером на красителе и твердотельным лазером на кристалле  $Al_2O_3Ti^{2+}$  с оптической накачкой. Молекулы  $O_2(a^1\Delta_g)$  могут быть также получены путем воздействия на воздух излучения Nd:YAG-лазера с длиной волны  $\lambda = 1.065$  мкм. Излучение с  $\lambda = 193$  нм, генерируемое эксимерным ArF-лазером, вызывает диссоциацию молекул кислорода с образованием атомов О. В [9] была численно продемонстрирована

на возможность ускорения воспламенения смеси  $\text{CH}_4$ —воздух в двигателе с воспламенением от сжатия (НССИ) при воздействии резонансного лазерного излучения, приводящего к созданию молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  или атомов  $\text{O}$  в тонком слое горючей смеси. Экспериментально-расчетные исследования [10] показали, что воздействие сфокусированного лазерного излучения с длиной волны 193 нм, вызывающего фотодиссоциацию молекул кислорода, позволяет воспламенить смесь  $\text{H}_2$ — $\text{O}_2$  при температуре ниже температуры самовоспламенения. Экспериментально продемонстрирована интенсификация горения смесей  $\text{H}_2$ — $\text{O}_2$  (воздух),  $\text{H}_2$ — $\text{CO}$ — $\text{O}_2$  и  $\text{CH}_4$ — $\text{H}_2$ — $\text{O}_2$  в случае преимущественного создания молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  в электрическом разряде [11–13].

Обзор работ, посвященных численному моделированию воспламенения при воздействии лазерного излучения, приведен, например, в [8]. Дополнительно можно отметить работы [10, 14, 15]. В [10, 15] моделирование проводилось с использованием двумерного нестационарного многокомпонентного подхода и применением программы Fluent из пакета прикладных программ ANSYS-CFD [16].

Такой же подход применяется и в данной работе для исследования воспламенения и горения стехиометрической турбулентной метановоздушной смеси при локальном одновременном тепловом и фотохимическом воздействии на горючую смесь. Анализируется возможность воспламенения смеси при воздействии резонансного лазерного излучения, приводящего к созданию или молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ , или атомов  $\text{O}$ . Сравнение эффективности этих способов интенсификации воспламенения проводится при одинаковой энергии, затраченной на создание активных компонентов.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

### Общие положения

Параметры метановоздушной смеси заимствованы из экспериментальной работы [17]. Давление в смеси  $p = 1$  атм, начальная температура  $T_0 = 328$  К, коэффициент избытка топлива  $\phi = 1$ , параметры турбулентности: энергия турбулентности  $k = 13.5$  м<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> и скорость диссипации турбулентной энергии  $\varepsilon = 499.5$  м<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>. Этим значениям  $k$  и  $\varepsilon$  соответствуют следующие характерные времена [18]:

интегральный масштаб времени (характеристика крупных вихрей)  $t_{int} = k/\varepsilon = 27$  мс, временной масштаб Колмогорова (характеристика мелких вихрей)  $t_\nu = (\nu/\varepsilon)^{0.5} = 0.19$  мс, где  $\nu$  — кинематическая вязкость, временной масштаб горения (характеристика химических реакций)  $t_f = \nu/(S_L)^2 = 0.07$  мс, где  $S_L$  — нормальная скорость ламинарного пламени.

Таким образом, моделирование воспламенения и горения рассматриваемой турбулентной смеси при локальном воздействии должно начинаться как ламинарное (при  $0 < t < t_\nu$ ) с постепенным учетом вихревой структуры турбулентности, сначала мелкомасштабной ( $t_\nu < t < t_{int}$ ), а затем и крупномасштабной ( $t > t_{int}$ ). Модели турбулентности с постепенным включением турбулентности авторам неизвестны, поэтому в данной работе моделирование воспламенения осуществляется в предельном ламинарном случае с использованием системы нестационарных уравнений Навье — Стокса, а моделирование распространения горения выполняется в другом предельном случае, турбулентном, с использованием системы нестационарных уравнений Рейнольдса, дополненных двухпараметрической моделью турбулентности (RANS).

### Воспламенение гомогенной смеси

Рассматривается гомогенная, изобарическая в начальный момент времени смесь  $\text{CH}_4$ —воздух. Область локального теплового воздействия имеет форму сферы радиусом  $r_s = 1$  мм. Вне сферы температура смеси  $T_0 = 328$  К, а внутри — значительно выше. Начальное распределение температуры задается соотношением

$$T = \begin{cases} T_0, & r' > 1, \\ T_0 + (T_{\max} - T_0)(1 - 3(r')^2 + 2(r')^3), & r' < 1. \end{cases}$$

Здесь  $r' = r/r_s$ ,  $T_{\max}$  — температура газа в центре теплового воздействия. Заметим, что  $\frac{dT}{dr'} = 0$  при  $r' = 0$  и  $r' = 1$ .

Дополнительное фотохимическое воздействие моделируется заданием повышенной начальной концентрации молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  или атомов  $\text{O}$  в сферической области, концентрической с областью теплового воздействия, но

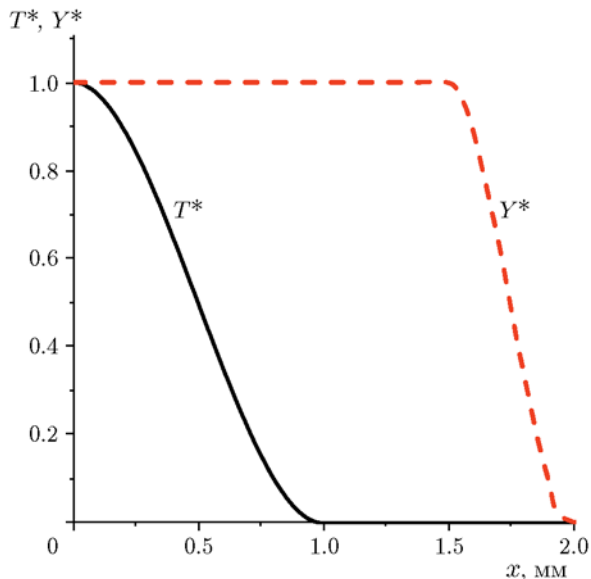


Рис. 1. Начальные нормированные распределения температуры  $T^* = (T - T_0)/(T_{\max} - T_0)$  и массовой доли  $Y^* = Y/Y_{\max}$  молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  или атомов O (сплошная и штриховая линии соответственно)

большого объема (рис. 1). Начальная массовая доля  $Y$  молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  или атомов O задается следующим образом:

$$\frac{Y}{Y_{\max}} = \begin{cases} 1, & r < r_b, \\ 1 - 3(r^*)^2 + 2(r^*)^3, & r_b < r < r_b + \Delta, \\ 0, & r > r_b + \Delta. \end{cases} \quad r^* = (r - r_b)/\Delta,$$

Здесь  $r_b = 1.5$  мм — радиус сферы с максимальной массовой долей  $Y_{\max}$ , а  $\Delta = 0.5$  мм — толщина слоя, в котором значение  $Y$  плавно уменьшается от  $Y_{\max}$  до нуля. Величина  $Y_{\max}$  соответствует концентрации молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$ , равной 2.5 % концентрации кислорода в исходной смеси. Для диссоциации молекулы  $O_2$  на атомы требуется значительно больше энергии, чем для возбуждения  $O_2$  в состояние  $a^1\Delta_g$ . Поэтому при одинаковой вложенной энергии в случае диссоциации  $O_2$  величина  $Y_{\max}$  соответствует концентрации атомов O, равной  $\approx 1$  % концентрации кислорода. Следует отметить, что такой уровень концентрации активных компонентов был получен экспериментально. В работе [10] концентрация атомов O в области фокусировки лазерного излучения с

$\lambda = 193.3$  нм составила около 1 % концентрации кислорода при энергии лазерного импульса 150 мДж. Количество молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$ , полученных в кислородной плазме при воздействии электрического разряда при низком давлении, достигало 5 % [11].

Расчет системы уравнений Навье — Стокса выполнялся в двумерной осесимметричной нестационарной постановке с использованием программы Fluent [16]. Расчетная область представляет собой квадрат  $0 < x < 2$  см,  $0 < y < 2$  см. Центр сферы воздействия расположен в начале координат. Граничные условия на оси  $x$  соответствуют оси симметрии, на остальных границах применялись условия симметрии. Использовался подход Density-Based. Вычисления проводились по явной схеме с третьим порядком точности по пространству (схема MUSCL), число Куранта 0.8. В расчетах использовалась динамическая сетка с квадратными ячейками. Максимальный размер ячейки составлял  $\delta = 2/2^0 = 2$  мм, а минимальный —  $\delta = 2/2^7 = 0.015625$  мм (Max Level of Refine = 7). Динамическое изменение сетки (как измельчение, так и укрупнение) осуществлялось при помощи градиентного способа со следующими установками в программе Fluent: Method Gradient of Temperature; Coarsen Threshold = Refine Threshold = 0.1; Dynamic Interval = 100. Число расчетных ячеек в процессе счета изменялось и в конце счета составило  $\approx 12000$ .

### Распространение турбулентного горения

Уже сформировавшийся процесс горения со временем переходит из стадии ламинарной в стадию турбулентную, при которой скорость распространения горения существенно зависит от параметров турбулентности.

Расчет системы уравнений Рейнольдса выполнялся в двумерной осесимметричной нестационарной постановке с использованием программы Fluent [16]. Применялась квазиламинарная модель горения и двухпараметрическая модель турбулентности  $k-\varepsilon$  (разновидность Standard, см. [16]). Расчетная область представляет собой прямоугольник  $-2 < x < 2$  см,  $0 < y < 2$  см. Центр сферы воздействия расположен в начале координат. Граничные условия те же, что и в задаче о воспламенении.

Использовался подход Density-Based. Расчеты проводились с третьим порядком точно-

сти по пространству и со вторым порядком по времени. В расчетах применялись две равномерные сетки, обе с квадратными ячейками, размер ячеек  $\delta = 0.5$  или  $0.25$  мм. В случае крупной сетки с  $\delta = 0.5$  мм шаг по времени был равен  $\Delta t = 10^{-6}$  с, в случае мелкой сетки с  $\delta = 0.25$  мм — в два раза меньше,  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-7}$  с.

### Кинетический механизм

Расчеты проведены с использованием детального кинетического механизма окисления смеси  $\text{CH}_4\text{—O}_2\text{—N}_2$ , который учитывает процессы с участием электронно-возбужденных молекул кислорода  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  и  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$  [19, 20]. Этот механизм протестирован на экспериментальных данных по времени воспламенения и скорости пламени в смесях  $\text{CH}_4\text{—O}_2\text{—N}_2$  (Ar) (см., например, [19, 21]). Он также удовлетворительно описывает (см. [20]) экспериментальные данные [22] по задержке воспламенения смеси  $\text{H}_2\text{—O}_2$  в результате возбуждения молекул кислорода в состояние  $a^1\Delta_g$  с помощью электрического разряда. Этот механизм с высокой точностью воспроизводит экспериментальные данные по времени индукции, скорости фронта горения, пространственно-временному распределению радикалов OH, а также по эволюции температуры в фокальной области инициирующего лазерного излучения при воспламенении смеси  $\text{H}_2\text{—O}_2$  под действием излучения с  $\lambda = 193$  нм, вызывающего диссоциацию молекул кислорода [10]. Этот механизм позволил авторам [23] описать экспериментальные данные по ускорению воспламенения смеси  $\text{CH}_4\text{—O}_2$  в проточном реакторе при инъекции в поток молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ , генерируемых в ходе специальной химической реакции.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Вначале с целью сравнения с данными экспериментов по скорости пламени [17] были проведены методические расчеты распространения турбулентного горения с сильным начальным тепловым воздействием: температура  $T_{\max} = 5000$  К, область воздействия  $r_s \approx 2$  мм. Как упоминалось выше, процесс распространения турбулентного горения следует начинать не с момента инициирования, а спустя некоторое время, соответствующее характерному времени крупных вихрей. В данной рабо-

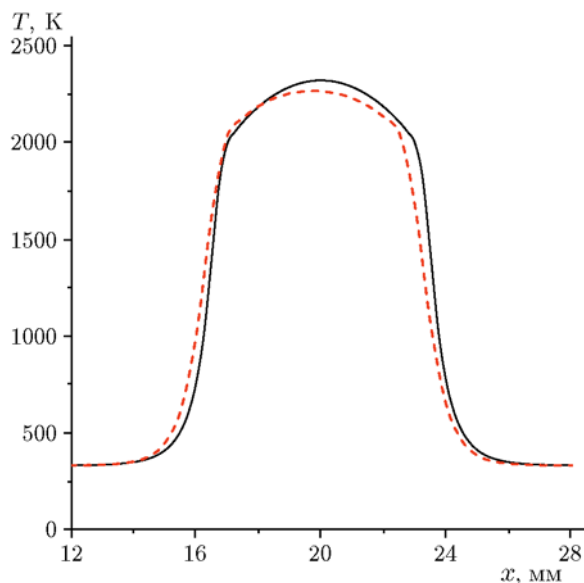


Рис. 2. Распределение температуры по оси симметрии в момент  $t = 0.4$  мс при расчете на крупной ( $\delta = 0.5$  мм) и мелкой ( $\delta = 0.25$  мм) сетках (штриховая и сплошная линии соответственно)

те моделирование турбулентного горения началось с момента инициирования, поэтому скорость распространения пламени в начальный период моделируется некорректно. Однако с течением времени скорость пламени выходит на постоянное значение, определяемое параметрами турбулентности.

Был проведен расчет одного режима распространения турбулентного горения с использованием системы нестационарных уравнений Рейнольдса. На рис. 2 представлены полученные распределения температуры вдоль оси симметрии  $y = 0$  при  $t = 0.4$  мс в случае расчета на крупной ( $\delta = 0.5$  мм) и мелкой ( $\delta = 0.25$  мм) сетках. Видно, что результаты близки друг к другу. Дальнейшие расчеты распространения турбулентного горения выполнялись на крупной сетке.

На рис. 3 приведены для сравнения результаты расчета и данные экспериментов [17] по изменению во времени радиуса сферы  $R$  при температуре 400 К. Рассчитанный радиус превышает экспериментальное значение, что может быть обусловлено неопределенностью в задании размеров начальной области воздействия. Однако скорости горения  $\frac{dR}{dt}$  в эксперименте и расчете хорошо соответствуют друг другу. Так, в интервале  $2 < t < 2.7$  мс

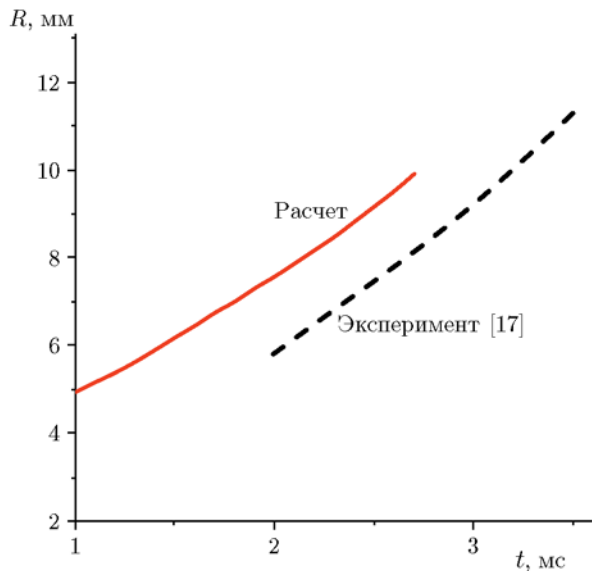


Рис. 3. Изменение во времени радиуса сферы, внутри которой температура превышает 400 К

рассчитанная скорость фронта горения равна  $\frac{dR}{dt} = 3.34$  м/с, а экспериментальное значение —  $\frac{dR}{dt} = 3.4$  м/с.

Были проведены расчеты четырех режимов воспламенения с использованием системы нестационарных уравнений Навье — Стокса. Оказалось, что смесь  $\text{CH}_4$ —воздух воспламе-

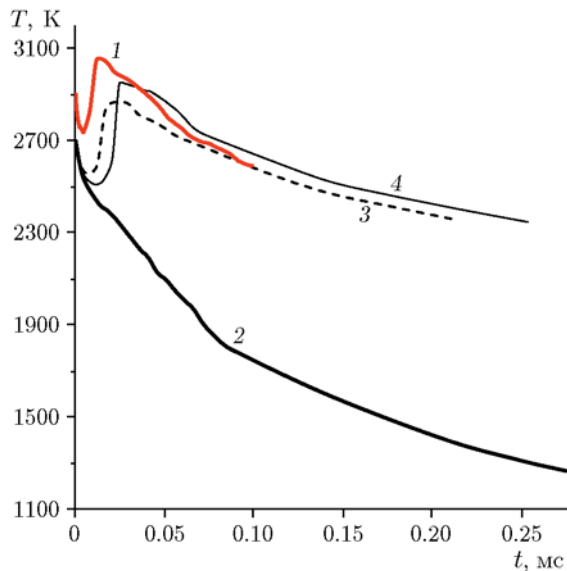


Рис. 4. Изменение температуры в центре области воздействия  $x = y = 0$  только при локальном тепловом воздействии с  $T_{\text{max}} = 2900$  (1) и 2700 К (2), а также при одновременном локальном тепловом ( $T_{\text{max}} = 2700$  К) и фотохимическом воздействии в случае создания молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  (3) или атомов О (4)

няется при тепловом воздействии с  $T_{\text{max}} = 2900$  К в сферической области радиусом  $r_s = 1$  мм. Изменение температуры в центре области воздействия в этом случае показано на рис. 4 (линия 1). Небольшое уменьшение тем-

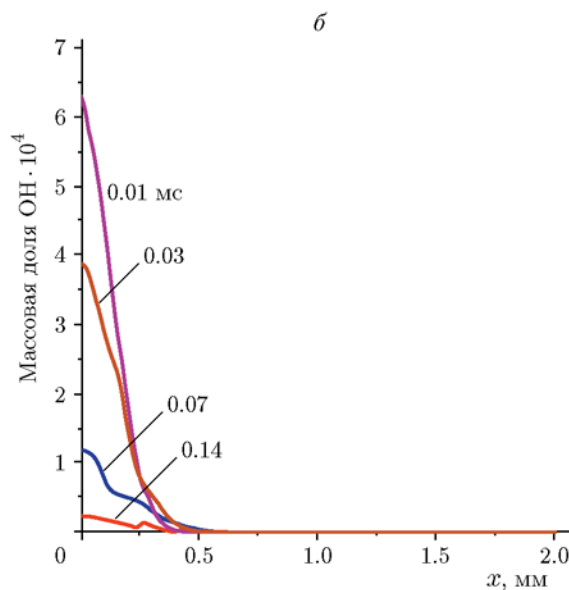
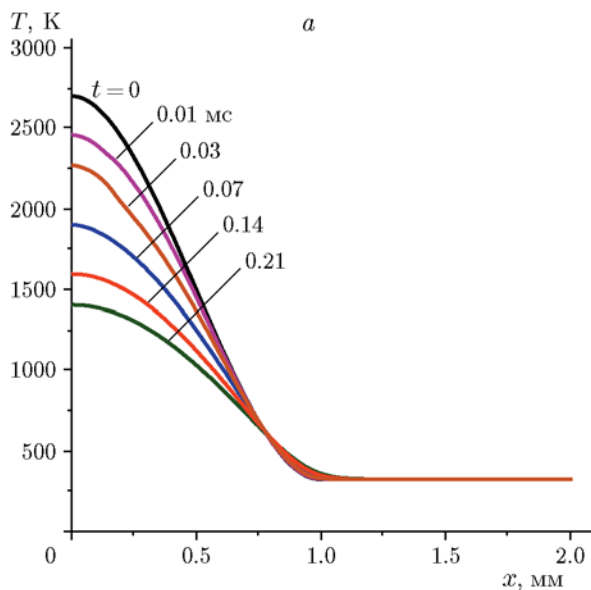


Рис. 5. Профили температуры (а) и массовой доли радикалов ОН (б) в разные моменты времени при локальном тепловом воздействии

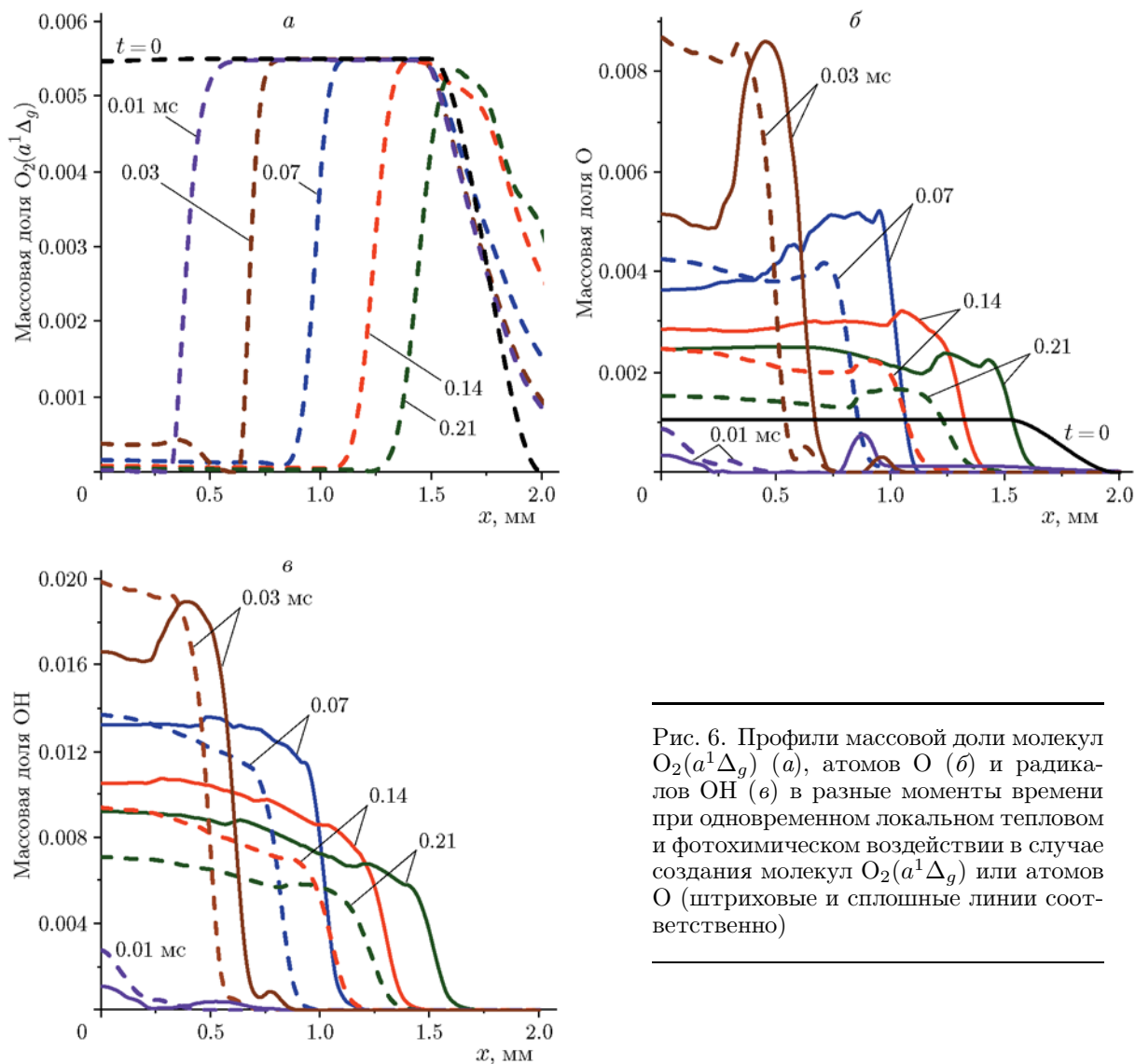


Рис. 6. Профили массовой доли молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  (а), атомов  $O$  (б) и радикалов  $OH$  (в) в разные моменты времени при одновременном локальном тепловом и фотохимическом воздействии в случае создания молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  или атомов  $O$  (штриховые и сплошные линии соответственно)

пературы при  $t = 0 \div 4$  мкс обусловлено диссоциацией компонентов в результате нагрева смеси. Образовавшиеся при диссоциации атомы и радикалы инициируют цепной процесс, который приводит к воспламенению, сопровождающемуся резким ростом температуры при  $t = 4 \div 10$  мкс до 3050 К. После достижения максимума температура продуктов монотонно понижается, приближаясь к равновесному значению.

При меньшем тепловом воздействии ( $T_{\max} = 2700$  К в сферической области радиусом  $r_s = 1$  мм) смесь  $CH_4$ —воздух не воспламеняется. В центре области воздействия ( $x = y = 0$ ) температура газа монотонно

уменьшается во времени (линия 2 на рис. 4) и при  $t = 0.28$  мс равна лишь  $\approx 1260$  К. Размер области горячего газа не увеличивается, и фронт горения не формируется. Это видно из рис. 5,а, на котором представлены распределения температуры в разные моменты времени. Концентрация радикалов  $OH$ , которые сначала возникают в результате начавшегося химического процесса из-за нагрева газа до 2700 К, также уменьшается со временем (см. рис. 5,б). Мелкомасштабная турбулентность, которая начинает влиять на процесс горения при  $t_{\nu} \approx 0.19$  мс, приведет лишь к более интенсивному перемешиванию горячего газа с холодным, а следовательно, к более быстрому охлаждению



газа в зоне теплового воздействия.

При комбинированном тепловом (с  $T_{\max} = 2700$  К в сферической области радиусом  $r_s = 1$  мм) и фотохимическом воздействии воспламенение смеси  $\text{CH}_4$ —воздух происходит и при создании молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ , и при диссоциации кислорода с образованием атомов О. Эволюция температуры в точке  $x = y = 0$  в обоих случаях воздействия (линии 3 и 4 на рис. 4) сходна с чисто тепловым воздействием с  $T_{\max} = 2900$  К (линия 1 на рис. 4): первоначальное уменьшение температуры, обусловленное диссоциацией компонентов горючей смеси в области нагрева, сменяется ее ростом в результате выделения энергии при воспламенении, стимулированном в этих случаях дополнительно созданными активными компонентами. В центре сферы воздействия, где температура высокая, молекулы  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  (или атомы О) с высокой скоростью начинают реагировать с  $\text{CH}_4$ . При этом концентрация самих молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  (или атомов О) резко уменьшается, что видно из сравнения их распределений в этой области при  $t = 0$  и  $0.01$  мс, представленных на рис. 6, а, б. К моменту времени  $t = 0.01$  мс и в том и в другом случае уже образуются радикалы ОН (см. рис. 6, в), концентрация которых в центре области воздействия в  $2 \div 4$  раза выше, чем только при тепловом воздействии (см. рис. 5, б). Развитие цепного процесса приводит к быстрому увеличению концентрации атомов О и радикалов ОН (см. распределения О и ОН при  $t = 0.03$  мс) и, как следствие, к воспламенению смеси.

Температура газа в центре области воздействия становится выше начальной и достигает значения  $T = 2868$  К при  $t \approx 0.0277$  мс в случае создания молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  и  $T = 2944$  К при  $t = 0.0283$  мс в случае создания атомов О (линии 3 и 4 на рис. 4). То есть воспламенение происходит немного быстрее при генерации молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ , однако максимальное значение температуры выше при генерации атомов О.

К моменту времени  $t = 0.03$  мс в обоих случаях фотохимического воздействия формируется фронт пламени, характеризующийся большим градиентом температуры (рис. 7). Концентрации компонентов, в том числе активных атомов О и радикалов ОН, также резко меняются на фронте пламени (см. рис. 6, б, в). Уменьшение концентрации О и ОН в центре области воздействия обусловлено понижением

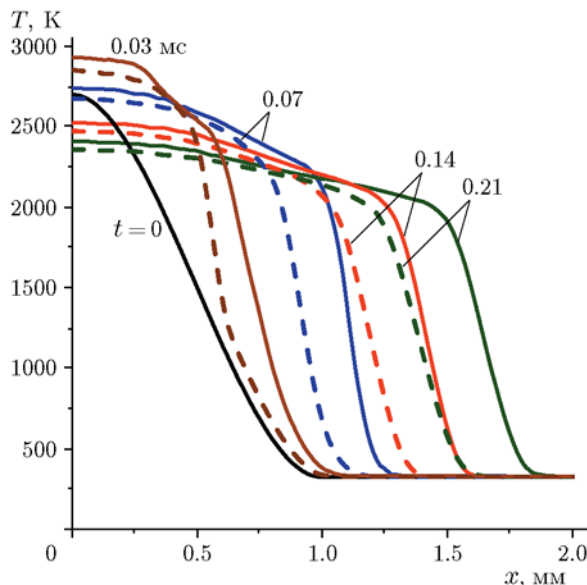


Рис. 7. Профили температуры в разные моменты времени при одновременном локальном тепловом и фотохимическом воздействии в случае создания молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  или атомов О (штриховые и сплошные линии соответственно)

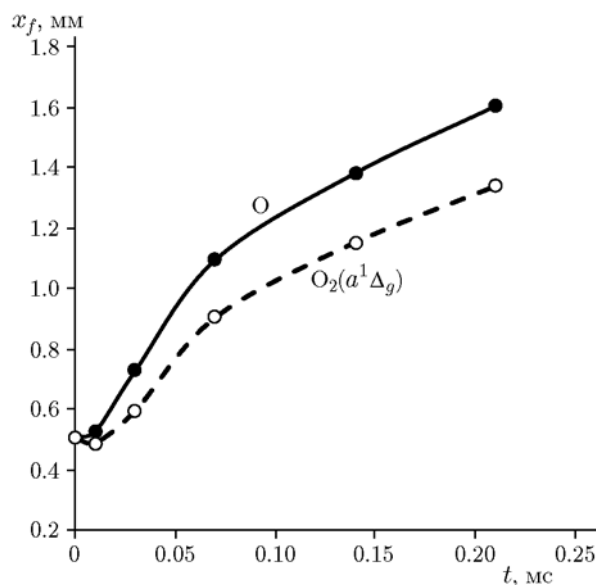


Рис. 8. Положение координаты фронта пламени с  $T_f = 1500$  К в зависимости от времени при одновременном локальном тепловом и фотохимическом воздействии в случае создания молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  или атомов О

температуры до равновесного значения.

Пламя распространяется в область холодного газа. Изменение положения координаты фронта пламени  $x_f$  при  $T_f = 1500$  К в зависи-

мости от времени при одновременном локальном тепловом и фотохимическом воздействии показано на рис. 8. Наклон кривых характеризует скорость распространения горения  $u_f = \frac{dx_f}{dt}$ . При  $0.01 < t < 0.07$  мс скорость  $u_f$  довольно высокая (достигает 10 м/с в случае создания атомов О и 5 м/с в случае создания молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$ ), так как пламя распространяется по подогретому газу, в котором присутствуют еще и активные компоненты. При  $t > 0.07$  мс скорость горения уменьшается, о чем свидетельствует уменьшение наклона кривых  $x_f(t)$ , и становится примерно одинаковой  $\approx 3$  м/с в обоих случаях фотохимического воздействия (наклон кривых  $x(t)$  одинаков), так как вне области фотохимического воздействия пламя распространяется по смеси одного состава.

В один и тот же момент времени размеры области сгоревшего газа оказываются больше в случае создания атомов О. Происходит это за счет более высокой скорости горения на начальной стадии при  $0.01 < t < 0.07$  мс по сравнению со случаем создания молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$ .

Следует отметить, что область теплового и фотохимического воздействия мала по сравнению с объемом поджигаемой смеси, поэтому вложенная энергия, которая составляет  $\approx 1$  мДж, существенно меньше тепловой энергии, выделяемой в результате сгорания горючей смеси.

## ВЫВОДЫ

С использованием двумерного нестационарного многокомпонентного подхода и известного детального кинетического механизма проведено численное моделирование воспламенения и распространения горения в результате локального одновременного теплового и фотохимического воздействия на гомогенную метановоздушную смесь.

Показано, что не очень интенсивное тепловое воздействие ( $T_{\max} = 2700$  К) в малой области ( $r_s = 1$  мм) не обеспечивает воспламенения стехиометрической смеси  $CH_4$ —воздух. Однако дополнительное облучение этой области резонансным лазерным излучением, приводящим к образованию активных молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  или атомов О, позволяет воспламенить смесь за время  $\approx 0.03$  мс. При одинаковой вложенной энергии несколько более раннее воспламенение

реализуется при создании молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$ , а более высокая скорость горения на начальной стадии — при создании атомов О. В результате за время удвоенного временного масштаба горения  $t = 2t_f = 0.14$  мс объем области сгоревшего газа примерно в полтора раза больше при создании атомов О, чем при создании молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$ . Таким образом, можно заключить, что создание атомарного кислорода более эффективно для воспламенения смеси  $CH_4$ —воздух при рассматриваемых условиях. Расчеты показали, что рассчитанная скорость турбулентного горения хорошо согласуется с измеренным значением.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Liu S., Zhao N., Zhang J., Yang J., Li Z., Zheng H. Experimental and numerical investigations of plasma ignition characteristics in gas turbine combustors // *Energies*. — 2019. — V. 12, N 8. — P. 1511–1527. — DOI: 10.3390/en12081511.
2. Huang S., Zhang Z., Song H., Wu Y., Li Y. A novel way to enhance the spark plasma-assisted ignition for an aero-engine under low pressure // *Appl. Sci.* — 2018. — V. 8, N 9. — P. 1533–1544. — DOI: 10.3390/app8091533.
3. Liao Y.-H., Sun M.-C., Lai R.-Y. Application of plasma discharges to the ignition of a jet diffusion flame // *Proc. of the ASME 2017 Fluids Engineering Division Summer Meeting*. FEDSM2017-69554. — 2017. — DOI: 10.1115/FEDSM2017-69554.
4. Qiao Y., Mao R., Lin Y. Large eddy simulation of the ignition performance in a lean burn combustor // *Proc. of the ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition*. GT2015-43872. — 2015. — DOI: 10.1115/GT2015-43872.
5. Mastorakos E. Forced ignition of turbulent spray flames // *Proc. Combust. Inst.* — 2017. — V. 36. — P. 2367–2383.
6. Boileau M., Staffelbach G., Cuenot B., Poinot T., Bérat C. LES of an ignition sequence in a gas turbine engine // *Combust. Flame*. — 2008. — V. 154, N 1-2. — P. 2–22. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.02.006.
7. Moin P., Apte S. V. Large-eddy simulation of realistic gas turbine combustors // *AIAA J.* — 2006. — V. 44. — P. 698–708.
8. Peters N. Investigation of the multiphysics of laser-induced ignition of transportation fuels: Ph.D. Thes. // *Syracuse Univ. Dissertations* — ALL 689. — 2017. — <https://surface.syr.edu/etd/689>.
9. Starik A. M., Kozlov V. E., Titova N. S. Numerical study of the influence of the photoche-



- mical activation of oxygen molecules on homogeneous charge compression ignition performance // *Energy Fuels*. — 2017. — V. 31, N 8. — P. 8608–8618. — DOI: 10.1021/acs.energyfuels.7b00305.
10. **Kobtsev V. D., Kostritsa S. A., Pelevkin A. V., Smirnov V. V., Starik A. M., Titova N. S., Torokhov S. A., Vereshchagin K. A., Volkov S.Y.** Ignition and early stage combustion of H<sub>2</sub>—O<sub>2</sub> mixture upon the photodissociation of O<sub>2</sub> molecules by UV laser radiation: Experimental and numerical study // *Combust. Flame*. — 2019. — V. 200. — P. 32–43. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2018.10.038.
  11. **Kobtsev V. D., Kostritsa S. A., Smirnov V. V., Titova N. S., Torokhov S. A.** Flow reactor experimental study of H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>/air mixtures ignition assisted by the electrical discharge // *Combust. Sci. Technol.* — 2020. — V. 192, N 4. — P. 744–759. — DOI: 10.1080/00102202.2019.1593970.
  12. **Kobtsev V. D., Kostritsa S. A., Smirnov V. V., Titova N. S., Torokhov S. A.** Ignition delay reduction in the syngas-O<sub>2</sub> mixture due to excitation of O<sub>2</sub> molecules to the  $a^1\Delta_g$  state // *Nonequilibrium processes. V. 2: Fundamentals of Combustion* / S. M. Frolov, A. I. Lanshin (Eds). — Moscow: Torus Press, 2019.
  13. **Кобцев В. Д., Кострица С. А., Смирнов В. В., Титова Н. С., Торохов С. А.** Экспериментальные исследования воспламенения водорода и метана в проточном реакторе при воздействии электрического разряда // *Фундаментальные и прикладные проблемы газовой динамики и физической химии в авиадвигателестроении* / под общ. ред. А. И. Ланшина. — М.: ЦИАМ, 2020. — С. 205–211.
  14. **Thattai A. T.** A validation study for turbulent premixed flame propagation in closed vessels: Master Thes. // Delft Univ. of Technology, MEAH Number 254. — 2010.
  15. **Liu J., Chen K., Zhang X., Wang J., Yan J., Yoshio D.** Numerical simulation on the laser induced oxygen spark under different ambient conditions // *Energy Procedia*. — 2015. — V. 75. — P. 2409–2414. — (The 7th Int. Conf. on Appl. Energy (ICAE2015)).
  16. **ANSYS** Fluent Flow Modeling Simulation Software, Version 12: User's Guide. — Canonsburg, Pennsylvania, USA: ANSYS, 2009.
  17. **Bradley D., Haq M. Z., Hicks R. A., Kitagawa T., Lawes M., Sheppard C. G. W., Woolley R.** Turbulent burning velocity, burned gas distribution, and associated flame surface definition // *Combust. Flame*. — 2003. — V. 133, N 4. — P. 415–430. — DOI: 10.1016/s0010-2180(03)00039-7.
  18. **Peters N.** Combustion Theory: CEFRC Summer School, Princeton, 2010 June 28th–July 2nd. — RWTH Aachen Univ., Copyright © 2010 by N. Peters. — <https://cefr.princeton.edu/combustion-summer-school/archived-programs/2010-summer-school>.
  19. **Starik A. M., Kozlov V. E., Titova N. S.** On the influence of singlet oxygen molecules on characteristics of HCCI combustion: A numerical study // *Combust. Theory Modell.* — 2013. — V. 17, N 4. — P. 579–609. — DOI: 10.1080/13647830.2013.783238.
  20. **Starik A. M., Kozlov V. E., Titova N. S.** Modeling study of the possibility of HCCI combustion improvement via photochemical activation of oxygen molecules // *Energy Fuels*. — 2014. — V. 28, N 3. — P. 2170–2178. — DOI: 10.1021/ef402116g.
  21. **Kozlov V. E., Chechet I. V., Matveev S. G., Titova N. S., Starik A. M.** Modeling study of combustion and pollutant formation in HCCI engine operating on hydrogen rich fuel blends // *Int. J. Hydrogen Energy*. — 2016. — V. 41, N 5. — P. 3689–3700.
  22. **Smirnov V. V., Stelmakh O. M., Fabelinsky V. I., Kozlov D. N., Starik A. M., Titova N. S.** On the influence of electronically excited oxygen molecules on combustion of hydrogen-oxygen mixture // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2008. — V. 41, N 19. — P. 192001 (6 p.)
  23. **Vagin N. P., Kochetov I. V., Napartovich A. P., Yuryshv N. N.** Acceleration of methane-oxygen mixture ignition by adding singlet oxygen produced in a chemical generator // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* — 2016. — V. 43, N 7. — P. 211–216. — DOI: 10.3103/s1068335616070010.

*Поступила в редакцию 25.03.2020.*

*После доработки 29.06.2020.*

*Принята к публикации 13.07.2020.*