

УДК 532.545:536.46

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ БЕДНЫХ ПЕРЕМЕШАННЫХ ЗАКРУЧЕННЫХ ПЛАМЕН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ ДИНАМИЧЕСКИ УТОЛЩЕННОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ И ХИМИЧЕСКОЙ ТАБЛИЦЫ REDIM

H.-K. He², P. Wang¹, L. Xu², Q. Xu¹, L.-S. Jiang¹, P. Shrotriya²

¹Институт энергетических исследований, Университет Цзянсу, Чжэньцзян 212013, Китай
pingwang@ujs.edu.cn

²Школа энергии и энергетической технологии, Университет Цзянсу, Чжэньцзян 212013, Китай

Предложена подсеточная модель горения REDIM-DTF, сочетающая в себе модель горения динамически утолщенного пламени (DTF) с химической таблицей многообразия реакция — диффузия (REDIM). Новая модель использована для расчета двух перемешанных бедных закрученных пламен в реакторе PRECCINSTA. Проанализированы радиальные профили скорости, температуры и концентрации компонентов смеси, а также площадь фронта пламени и вихревая структура. Результаты расчетов согласуются с соответствующими экспериментами, и производительность модели REDIM-DTF близка той, что дает модель DTF. Предсказанные профили массовых концентраций CO, тем не менее, показывают относительно большое различие между моделью DTF и предложенной моделью REDIM-DTF, что можно объяснить различными механизмами реакций, которые используются в этих моделях. Поскольку в модели REDIM-DTF решается меньшее число уравнений переноса компонентов смеси, она на 15 % эффективнее исходной модели DTF.

Ключевые слова: многообразие реакция — диффузия, модель динамически утолщенного пламени, модель REDIM-DTF, бедные перемешанные закрученные пламена, метод крупных вихрей.

DOI 10.15372/FGV20200603

ВВЕДЕНИЕ

Метод крупных вихрей (LES) в последние несколько лет всё активнее используется при моделировании горения благодаря его способности прогнозировать нестабильность, погасание, повторное воспламенение и другие нестационарные эффекты [1–3]. Вследствие роста вычислительных мощностей метод LES всё чаще применяется для решения промышленных задач при проектировании различных горелок. Однако использование LES связано с некоторыми сложностями. При решении задач турбулентного горения необходима модель горения подсеточного масштаба (SGS), которая учитывает взаимодействие между турбулентностью и химическими реакциями. На сегодняшний день известно несколько подсеточных моделей

для работы с LES [1–3], среди которых модель плотности поверхности пламени (FSD) [4], модель нереагирующего скаляра (G-модель) [5], модель утолщенного пламени (TF), использующие различные функции складок пламени [6, 7].

Среди всех моделей горения SGS наиболее часто используемой является модель динамически утолщенного пламени (DTF), поскольку подходит для расчетов перемешанных пламен [8, 9], диффузионных пламен [10], частично перемешанных пламен [11] и систем зажигания [12]. Модель DTF разработана на основе подхода TF. В ней используется динамически контролируемая «физическая» толщина, а не «численная» толщина, как в других подсеточных моделях горения, и это существенно снижает численную диффузию и некоторые численные ошибки. Более того, результаты расчетов по модели DTF не очень чувствительны к сеточному разрешению, и они являются сеточно-независимыми [13]. Оригинальная модель DTF также имеет ограничения, поскольку

©He H.-K.², Wang P.¹, Xu L.², Xu Q.¹, Jiang L.-S.¹, Shrotriya P.², 2020.

¹Institute for Energy Research, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China. ²School of Energy and Power Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China.

ку в ней необходимо решать уравнения переноса компонентов смеси, в которых источником член, отвечающий за реакции, вычисляется по формуле Аррениуса. Поэтому для снижения вычислительных затрат модель DTF обычно применяется в совокупности с приведенной одностадийной кинетикой. В то же время, как отмечено в [14], приведенный кинетический механизм не способен воспроизвести важные характеристики пламени. Поскольку производительность компьютеров быстро растет, в настоящее время в модели DTF можно использовать приведенные кинетические механизмы, содержащие больше стадий. Однако для расчета практических устройств горения нужно преодолеть трудности, связанные с большим размером устройств и сложностями режимов горения, обусловленными неоднородностью коэффициента избытка топлива, с локальным гашением и повторным воспламенением, формированием загрязнений и т. д. Следовательно, построение экономичной модели горения, но в то же время использующей детальные механизмы реакций, является важной задачей. Другой хорошо известной концепцией для моделирования турбулентных пламен является метод химических таблиц, который позволяет учесть эффекты детальной химии в моделях LES и сократить число зависимых переменных в расчетах, поскольку детальные химические механизмы более точны при меньшем числе зависимых переменных. В настоящее время разработаны различные схемы табулирования для химии горения. Техника продолжения пламени внутренних многообразий низкой размерности (the flame prolongation of intrinsic low-dimensional manifolds, FPI) [15] и техника генерированных пламенами многообразий (flamelet generated manifold, FGM) [16] — это два взаимосвязанных подхода к понижению размерности модели горения, которые основаны на использовании траекторий в пространстве композиции, полученных из расчетов ламинарного пламени.

На основе ранее разработанного метода собственных (встроенных) низкоразмерных многообразий (ILDM) [17], который также является методом химических таблиц, в [18] предложена новая редуцированная схема, названная многообразием реакция — диффузия (REDIM). Этот редуцированный метод учитывает полный процесс диффузии молекул, свободен от недостатков метода ILDM и решает проблему

связи между химическими реакциями и процессом молекулярного переноса. Следовательно, он также применим для медленных реакций горения, в которых диффузионные процессы управляют скоростями реакций. Метод REDIM позволяет получить различное число приведенных координат, при этом он сокращает механизм детальной химии и порождает низкоразмерное многообразие. С помощью этих приведенных координат и сгенерированной справочной таблицы можно определить другие переменные — скорость реакций, массовую долю компонентов, температуру и плотность. Как правило, расчеты скоростей реакций сильно нелинейны и требуют больших затрат времени, поэтому скорости реакций и концентрации частиц можно вычислить с помощью химической таблицы, без решения сложных уравнений переноса.

В настоящей работе модель DTF, используемая для описания распределения термодинамических переменных в объеме фильтра, объединяется с низкоразмерной справочной таблицей химии REDIM, полученной путем сокращения детальной кинетики. Новая модель позволяет эффективно решить проблему связи между детальным химическим механизмом и расчетом турбулентности. Модель REDIM-DTF далее тестируется путем моделирования двух бедных, предварительно перемешанных вихревых пламен в хорошо известной камере сгорания PRECCINSTA [19], коэффициенты избытка топлива в смесях 0.75 и 0.83. Результаты расчетов сопоставлены с результатами исходной модели DTF и экспериментальными данными.

1. ПОДСЕТОЧНАЯ МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

1.1. Модель динамически утолщенного пламени

Предлагаемая в работе модель динамически утолщенного пламени основана на идее утолщенного пламени, изложенной в работе [20]. Эта модель изменяет константу предэкспоненциального множителя скорости реакций и коэффициент тепловой диффузии, включает в себя множитель расширения F , который искусственно изменяет толщину фронта пламени таким образом, чтобы поверхность пламени можно было разрешить на сетке LES. В работе [6] модель утолщенного пламени была модифицирована путем введения функции эффектив-

ности E , с тем чтобы получить более правильное представление о взаимодействии пламени и турбулентности. После введения коэффициента утолщения пламени F и функции складок E транспортное уравнение для состава выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho Y_k u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_k E F \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right) + \frac{E}{F} \omega_k(Y_l, T), \quad (1)$$

$$F(n) = n \Delta x / \delta_L^0, \quad (2)$$

$$\delta_L^1 = F \delta_L^0, \quad S_T = E S_L^0, \quad (3)$$

где Y , ω_k , D , ρ , T — концентрация компонента, скорость образования, коэффициент диффузии, плотность и температура соответственно. Источниковый член ω_k вычисляется по закону Аррениуса. Множители E и F являются вещественнозначными функциями времени и пространственных координат, и их значения необходимо рассчитывать на каждом временном шаге. Значение F можно определить по формуле (2), где Δx и δ_L^0 — размер шага сетки и толщина ламинарного пламени, вычисленная по максимальному температурному градиенту. Путем подбора множителя F фронт утолщенного пламени может быть разрешен с помощью n ячеек сетки. Значение n обычно лежит в диапазоне $5 \div 10$, здесь выбрано значение $n = 5$. Из уравнения (3) видно, что толщина утолщенного пламени δ_L^1 , полученная по модели утолщенного пламени, в F раз больше толщины ламинарного пламени δ_L^0 и скорость распространения пламени S_T в E раз превосходит скорость распространения ламинарного пламени S_L^0 .

Метод динамического подбора значения F в соответствии с положением фронта пламени был предложен в [21], где $F = 1$ вдали от фронта пламени. В то же время вблизи фронта пламени коэффициент F должен возрастать, для того чтобы получить реалистичные значения коэффициента переноса. В этой статье динамический процесс вычисляется через локальную скорость Q_a приведенной ниже реакции (5) и равен

$$F_{dyn} = 1 + (F(n) - 1) \tanh(10Q_a/Q_{a,max}), \quad (4)$$

где $F(n)$ вычисляется из уравнения (2), $Q_{a,max}$ — максимальное значение Q_a , полученное из одномерных расчетов ламинарных пламен. Если константа 10 в формуле (4) подобрана правильно, динамический процесс также может быть рассчитан по локальной скорости Q_b приведенной ниже реакции (6). В модели DTF скорость производства ω_k в уравнении (1) по-прежнему имеет вид закона Аррениуса. В силу нелинейности формулы, для экономии вычислительных усилий в модели DTF обычно используются редуцированные механизмы реакции, включающие в себя только несколько стадий. В предыдущей работе для расчетов пламен в камере PRECCINSTA модель DTF использовалась в комбинации с двухстадийной схемой 2sCM2 и получено хорошее согласие с экспериментальными данными [8].

Схема 2sCM2 — хорошо известный двухстадийный механизм горения смеси метана и воздуха [22]. Она содержит шесть компонентов (CH_4 , CO_2 , CO , O_2 , N_2 , H_2O) и две стадии



Реакция (5) необратима и описывает процесс окисления CH_4 . Реакция (6) обратима и описывает преобразование CO в CO_2 . Ожидается, что с учетом второстепенных компонентов, таких как CO , между CO и CO_2 может быть достигнуто равновесие. По схеме 2sCM2 был выполнен расчет подготовленных ламинарных пламен. Результаты предсказания толщины ламинарного пламени, скорости и температуры пламени хорошо согласуются с полученными с помощью детального механизма, в диапазоне коэффициента избытка топлива $0.5 \div 1.0$ [22].

При использовании метода DTF необходимо решать уравнения переноса для нескольких компонентов, поэтому вычислительные затраты велики. При использовании редуцированного механизма, содержащего больше стадий, вычислительные затраты увеличатся. Для того чтобы преодолеть этот недостаток модели DTF, мы воспользовались моделью REDIM-DTF. В этой модели нужно решить одно транспортное уравнение для массовой концентрации CO_2 . Другие переменные в уравнении, а именно ω_k и ρ , могут быть получены с помощью интерполяции данных из одномерной таблицы REDIM, что существенно снижает вычислительные затраты.

1.2. Техника отображения взаимодействия реакция — диффузия

Для снижения размерности и сокращения вычислительных затрат в [17] предложен метод ILDM. Метод ILDM предполагает, что система пространственно однородна, а источник член, отвечающий за химическую реакцию, является доминирующим. Этот метод не учитывает влияния молекулярной диффузии на скорость реакции, следовательно, не может быть использован при расчете медленных реакций горения, например, в зоне предварительного нагрева турбулентного перемешанного пламени, где скорость химической реакции зависит от процессов конвекции и диффузии.

Эти недостатки метода ILDM мотивировали авторов [18] к развитию новой техники, названной REDIM, которая позволяет редуцировать детальные химические механизмы. При использовании метода REDIM для генерации взаимодействия пониженной размерности гипотеза метода ILDM нарушается — учитывается взаимодействие молекулярной диффузии и химической реакции. Метод REDIM основан на решении эволюционного уравнения для низкоразмерного многообразия в термохимическом пространстве [18]:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = (1 - \psi \theta \psi^+) \left\{ F(\psi) - \frac{d}{\rho} \chi \circ \psi \theta \theta \circ \chi \right\}, \quad (7)$$

где ψ — вектор термохимического пространства. Этот вектор — функция одной или нескольких редуцированных координат, задаваемых вектором θ . Здесь ρ — плотность, χ — вектор оценок пространственных градиентов θ , $F(\psi)$ — вектор химических источников членов, $\psi \theta$ — матрица частных производных ψ по θ , $\psi \theta^+$ — псевдообратная матрица Мура — Пенроуза [18], $\psi \theta \theta$ — матрица Гессе, d — коэффициент диффузии. Символом \circ обозначено произведение двух векторов с тензором третьего порядка.

Для расчета двух бедных перемешанных турбулентных пламен, рассматриваемых в этой работе, необходимо заранее подготовить две одномерные справочные таблицы REDIM. Для того чтобы сгенерировать химическую таблицу REDIM, нужно выполнить три шага. Сначала используется оригинальный программный CFD-код INSFLA [23] для расчета структуры ламинарного подготовленного пламени при коэффициенте избытка топлива $\phi =$

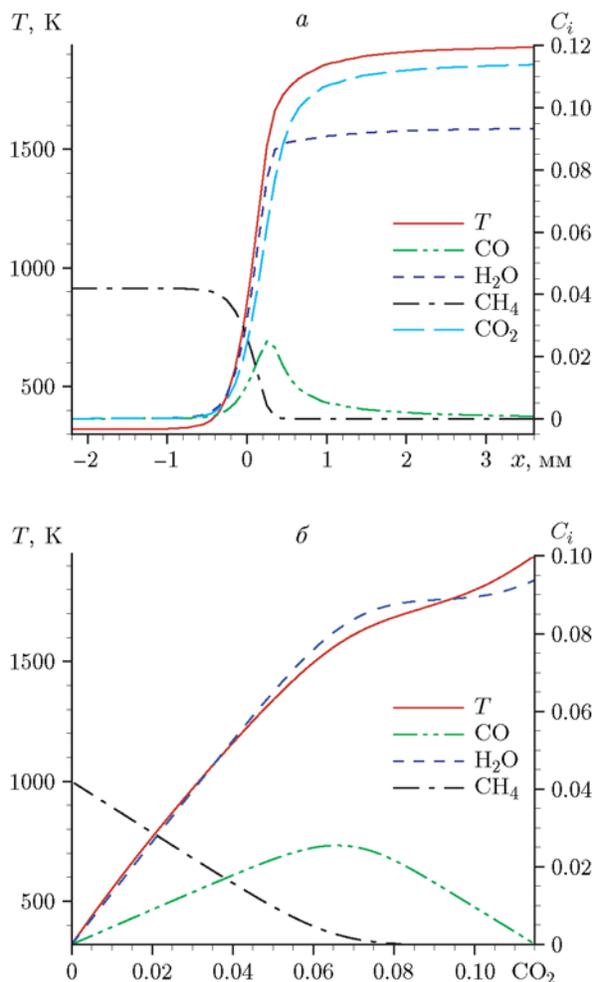


Рис. 1. Результаты расчета одномерного перемешанного пламени с использованием кинетики GRI 3.0 по программе INSFLA при коэффициенте избытка топлива $\phi = 0.75$, давлении 1 бар, температуре 298.15 K:

a — структура пламени в физическом пространстве, *b* — изменение термодинамических величин как функция массовой доли CO₂

0.75 с применением детальной химической кинетики GRI-Mech 3.0 [24]. Рис. 1 иллюстрирует полученную с помощью INSFLA структуру пламени в физическом пространстве и структуру пламени в пространстве компонента CO₂. Далее полученная структура пламени используется в программе REDIM в качестве начальных данных для решения эволюционного уравнения (7). Для решения (7) также необходимо подставить пространственные векторы χ в уравнение (7). Метод нахождения χ описан в [18, 25]. В этой работе для генерации одномерной справочной таблицы REDIM, связан-

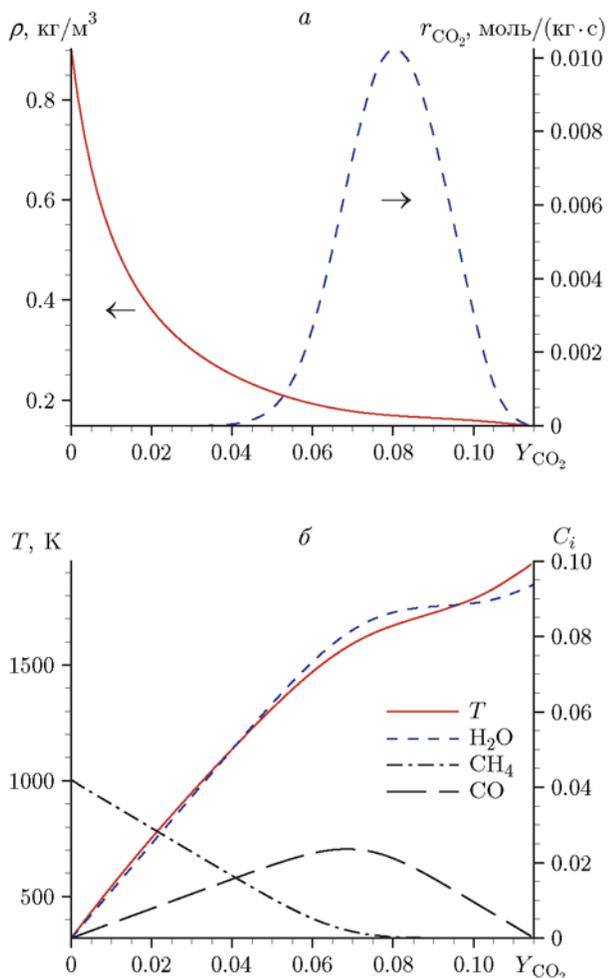


Рис. 2. Плотность, скорость производства CO₂, массовые концентрации компонентов и температуры, связанные с массовой концентрацией CO₂, заданные в одномерной справочной таблице REDIM в случае $\phi = 0.75$

ной с массовой концентрацией CO₂, начальный градиент CO₂ определяется из полученной структуры пламени. Конечно, для того чтобы обновить и минимизировать влияние начальных данных градиента, можно использовать итерационный процесс, который подробно описан в [25]. И наконец, решается уравнение (7) для таблицы REDIM, в результате получается химическая таблица, содержащая значения всех термодинамических переменных в зависимости от массовой концентрации CO₂ (Y_{CO_2}). Рис. 2 показывает несколько термодинамических свойств из этой таблицы, а именно плотность ρ , скорость производства CO₂ (r_{CO_2}), температуру T и массовые концентрации трех компонентов C_i .

Теоретически в методе REDIM может применяться редуцированная система координат любой размерности. Пламя, рассчитанное в настоящей работе, — это полностью подготовленное метановоздушное пламя, коэффициент избытка топлива постоянен, локальное гашение отсутствует. Поэтому использование редуцированной одномерной системы координат достаточно, т. е. термодинамическая справочная таблица имеет только одну параметрическую переменную (массовую концентрацию CO₂). Массовые концентрации других компонентов смеси, таких как CH₄, CO, O₂, H₂O и N₂, а также плотность и скорость генерации CO₂ могут быть определены путем интерполирования данных справочной таблицы. Заметим, что теоретически в таблицу могут быть включены другие главные компоненты смеси, например H₂O. В работе [26] обсуждается выбор координат, которые используются для отслеживания химических реакций с помощью метода FPI. Было показано, что в областях богатых смесей существуют поворотные точки, которые соответствуют разложению CO₂ в CO в условиях богатой смеси и высоких температур. Поэтому только одной массовой концентрации CO₂ недостаточно для отслеживания прогресса реакции в областях с богатой смесью. Переменная прогресса, основанная на линейной комбинации массовых концентраций CO₂ и CO, а именно $Y = Y_{CO_2} + Y_{CO}$, представляется лучшим выбором. Однако пламена, рассчитанные в этой статье, являются бедными закрученными адиабатическими пламенами с глобальным коэффициентом избытка топлива $\phi = 0.75$ и 0.83 . Поэтому использование переменной прогресса на основе только массовой концентрации CO₂ также вполне допустимо.

1.3. Модель REDIM-DTF

При LES-моделировании турбулентных пламен описанная выше одномерная химическая справочная таблица REDIM не может быть использована непосредственно. Необходим подходящий метод для соединения редуцированного многообразия с полем турбулентного течения, потому что низкоразмерное многообразие, генерированное методом REDIM, является структурой пламени, которая представлена редуцированным методом в термокинетическом пространстве. В этой работе метод

REDIM используется в комбинации со стратегией DTF-моделирования для того, чтобы построить новую подсеточную модель горения, в которой взаимодействие турбулентности и реакций описывается с помощью функций E и F , введенных в транспортные уравнения, а редуцированная многостадийная химия заменена химической таблицей REDIM.

Метод REDIM использовался для того, чтобы редуцировать детальный кинетический механизм GRI 3.0 для метановоздушной смеси и получить в результате одномерное редуцированное многообразие, параметризованное по массовой концентрации CO_2 . Модель DTF использована для решения транспортного уравнения для массовой концентрации CO_2 в области фильтра, как показано ниже в уравнении (8), таким образом, чтобы все остальные переменные можно было определить путем интерполяции одномерной справочной таблицы REDIM, что соответствует уравнению (9). Это формирует новую подсеточную модель горения REDIM-DTF, не содержащую уравнений аррениусовского вида. Следовательно, полная система уравнений законов сохранения во время вычислений упрощается до системы, содержащей уравнение неразрывности, уравнения импульсов и транспортное уравнение для массовой концентрации CO_2 :

$$\frac{\partial \rho Y_{\text{CO}_2}}{\partial t} + \frac{\partial \rho Y_{\text{CO}_2} u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_{\text{DEF}} \frac{\partial Y_{\text{CO}_2}}{\partial x_j} \right) + \frac{E}{F} \omega_{\text{CO}_2}^{\text{REDIM}}(Y_{\text{CO}_2}), \quad (8)$$

$$\Phi = \Phi^{\text{REDIM}}(Y_{\text{CO}_2}). \quad (9)$$

В уравнении (9) величина Φ представляет все термодинамические переменные, т. е. T , Y , ω_k , ρ и т. д.

Из сравнения уравнений (1) и (8) видно, что источникный член ω_k , отвечающий за реакции, который вычисляется по закону Аррениуса, в модели REDIM-DTF заменен оператором $\omega_{\text{CO}_2}^{\text{REDIM}}$. Для вычисления обоих членов нужна только информация в центрах ячеек и нет необходимости учитывать флуктуации компонентов внутри фильтрованного с помощью подсеточной модели контрольного объема.

В этом методе транспортные уравнения для нескольких компонентов и энергии, которые решаются в исходной модели DTF, могут

быть заменены одним транспортным уравнением для CO_2 . Поэтому вычислительная нагрузка снижается.

1.4. Численные методы

Все расчеты проведены с помощью оригинального конечно-объемного кода LESOCC2C [27]. LESOCC2C является полностью векторизованным, распараллеливание осуществляется путем декомпозиции области и явной передачи сообщений с использованием технологии MPI (message passing interface). Программа решает безразмерные сжимаемые уравнения Навье — Стокса для случая низких чисел Маха с использованием криволинейной блочно-структурированной расчетной сетки, центральных схем второго порядка по пространству и трехэтапной схемы Рунге — Кутты по времени. Конвективные члены в уравнении для компонентов дискретизированы с помощью схемы HPLA [28]. Подсеточная модель турбулентной вязкости в фильтрованном по Фавру уравнении моментов вычисляется по динамической модели Смагоринского переменной плотности [29]. Подсеточный скалярный поток моделируется с помощью градиентно-диффузной модели с турбулентным числом Шмидта $Sc_t = 0.7$, как в [8].

При использовании таблицы REDIM сохраняются значения массовых концентраций компонентов, температуры, плотности и скорости производства CO_2 . Область изменения массовой концентрации CO_2 разделена равномерно 71 точкой. Поэтому, если значение CO_2 получено с помощью метода LES, можно использовать быстрый метод поиска и интерполяции для нахождения требуемого термодинамического состояния.

1.5. Результаты по перемешанному, свободно распространяющемуся пламени

Прежде чем проводить LES-моделирование турбулентных перемешанных пламен для горелки PRECCINSTA, были выполнены расчеты по двум моделям горения перемешанного, свободно распространяющегося пламени для случая $\phi = 0.83$, который описан в § 2. Эти результаты сопоставлены с полученными при использовании детального механизма GRI 3.0 [24]. Расчеты по механизму GRI 3.0 проведены с помощью оригинального CFD-кода INSFLA [23], в то время как расчеты с

двухстадийным редуцированным механизмом 2sCM2 и одномерной таблицей REDIM выполнены в программе LESOCC2C. При использовании в расчетах трех химических кинетик получены близкие значения скорости и толщины ламинарных пламен, равные 0.29 м/с и 0.5 мм. Структура ламинарного пламени показана на рис. 3.

Пространственные профили CH_4 , O_2 , CO_2 , H_2O и CO на рис. 3 представляют соответственно реагент, основной продукт и промежуточные компоненты. Видно, что в целом таблица REDIM корректно описывает струк-

туру пламени, и не только главные компоненты и температуру, но и промежуточные компоненты. Тем не менее схема 2sCM2 не может правильно предсказать медленную зону рекомбинации, в которой равновесие достигается слишком быстро. Она предсказывает гораздо более низкий пик CO , и место пика также сдвинуто в зону за пламенем, хотя равновесное значение CO предсказано корректно.

2. ПОСТАНОВКА РАСЧЕТНОЙ ЗАДАЧИ

Закрученные перемешанные пламена в горелке PRECCINSTA были численно исследованы с помощью модели REDIM-DTF с использованием метода крупных вихрей. Детальное экспериментальное исследование горелки проведено в [19], где представлены данные для валидации различных моделей LES для реальных условий. Следует отметить, что эта конфигурация горелки ранее была исследована численно методом LES на неструктурированных сетках в нескольких работах: в [11] использовалась модель утолщенного пламени, в [30] — расширенный алгоритм множества уровней (level-set), в [31] — бета-распределение функции плотности вероятностей (PDF) в сочетании с таблицей FPI, в [32] — фильтрованная табулированная химия для модели LES (F-TACLES), в [27] — модель, комбинирующая PDF и метод REDIM. Все это составляет обширный базис для сравнения результатов, поскольку настоящие исследования и цитированные работы выполнены для одного и того же пламени, но с различными моделями турбулентного горения.

Геометрия горелки PRECCINSTA показана на рис. 4,а. Она включает в себя форкамеру, радиальный закрученный (вихревой) инжектор с 12 проходами, квадратную камеру сгорания и цилиндрическую выхлопную трубу. Для обезразмеривания используется выходной диаметр сопла $D = 27.85$ мм. Метан подается в вихревой канал через небольшие отверстия, быстро и хорошо смешивается с набегающим потоком сухого воздуха до того, как попадает в камеру сгорания, так что реагирующая смесь является перемешанной. Число Рейнольдса, вычисленное по диаметру сопла D , скорости холодного потока на выходе из сопла и вязкости холодного течения, равно 31 000.

В этой работе рассмотрены два бедных перемешанных пламени горелки PRECCINSTA с коэффициентами избытка топлива $\phi = 0.75$

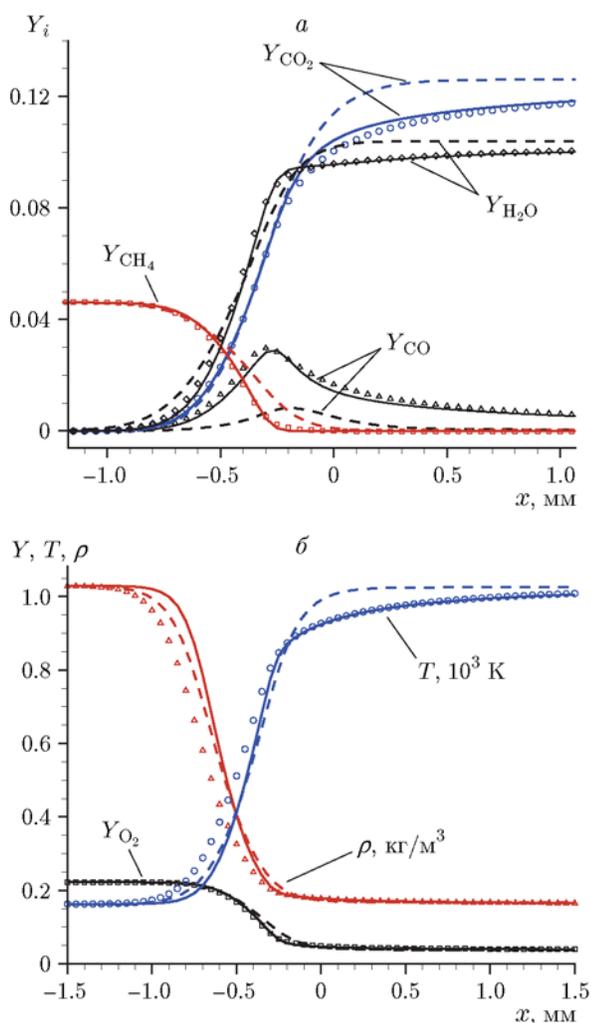


Рис. 3. Моделирование ламинарных перемешанных пламен с использованием трех различных химических механизмов:

размер сетки 0.05 мм, $\phi = 0.83$, $E = F = 1$; точки — результаты, полученные с использованием GRI 3.0; сплошная линия — результаты REDIM, штриховая линия — расчеты по кинетике 2sCM2

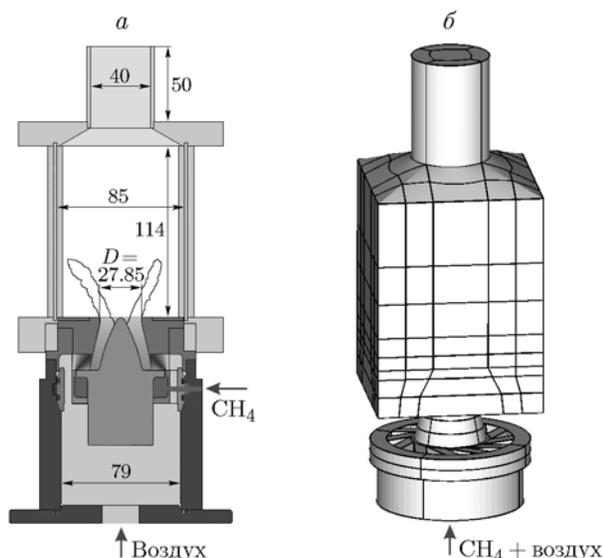


Рис. 4. Схема экспериментальной горелки [19] и расчетная область:

a — размеры указаны в миллиметрах, *D* — масштаб длины, *b* — линиями показаны границы блоков

и 0.83. Детальный анализ экспериментальных данных показывает, что оба пламени не демонстрируют термоакустической неустойчивости [19]. Поэтому может быть использована версия уравнений Навье — Стокса для низких чисел Маха. Форкамера и среда за выхлопной трубой не были включены в расчет, поскольку в уравнениях звуковые волны не учитываются.

В расчетах использована многоблочная структурированная сетка, построенная с учетом поверхности тела, показанная на рис. 4, б, которая включала в себя входной закрученный канал, камеру сгорания и содержала примерно 3.8 млн ячеек и 423 блока. Исследование сеточной сходимости проведено в [33], показано, что эта сетка имеет достаточное разрешение.

На стенках поставлены условия прилипания для скорости и адиабатические условия для температуры. На входе задан равномерный профиль скорости без флуктуаций, выбранный из условия совпадения с экспериментом по массовому расходу. Турбулентность спонтанно развивается в вихревых каналах и достигает нужных значений, что демонстрируют профили при $x = 1.5$ мм (см. ниже рис. 8, а). Выходное сечение расчетной области расположено в конце выхлопной трубы, на нем поставлены условия свободного выхода потока (конвективные условия).

Численный метод, сетка, граничные условия в этой работе аналогичны тем, что использовались в [8], где читатель может найти больше детальных описаний.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

Мгновенный фронт пламени и разрешенные складки пламени, полученные с помощью моделей DTF и REDIM-DTF, сопоставлены на рис. 5. Оба фронта пламени имеют много складок, верхняя часть пламени нерегулярная, с множеством выпуклостей. Выпуклости периодически с высокой частотой генерируются и пропадают. Углы утолщения пламени одинаковые, и места, где внутреннее пламя прикреплено к центральному телу, также похожи. Из анимации видно, что мгновенные пламена не прикреплены к одной точке центрального тела, а свободно движутся по его поверхности в небольшом диапазоне. Обе модели предсказывают, что пламена достигают стенок без гашения, поскольку стенки предполагаются адиабатическими.

В турбулентном течении вихрь и его ядро — важные объекты в исследовании турбулентных когерентных структур. Для идентификации структуры вихря в турбулентном течении использовался Q -критерий [34]. Значение Q -критерия определяется как квадратичный инвариант тензора скоростей деформации. В трехмерной декартовой системе координат он вычисляется по формуле

$$Q = -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y}, \quad (10)$$

где u , v и w — компоненты скорости в направлениях x , y и z соответственно.

На рис. 6 представлена вихревая структура, идентифицированная по изоповерхностям Q -критерия ($Q = 60$), окрашенной по значениям мгновенной температуры, для $\phi = 0.75$. Видно, что результаты двух моделей очень похожи, обе хорошо предсказывают распределение вихрей в поле течения. В коническом канале смещения и в завихрителе поток распадается на крошечные вихри, и эти вихри распределяются равномерно и случайно по всему полю потока, что позволяет полностью перемешаться метану и воздуху перед входом в камеру

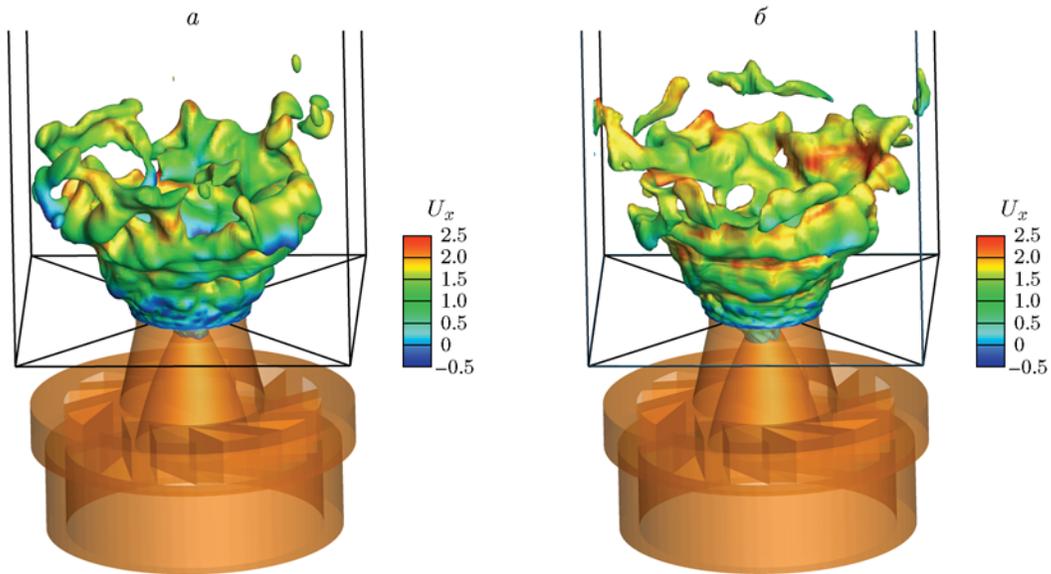


Рис. 5. Мгновенный фронт пламени, представленный в виде изоповерхности температуры $T = 1440$ К, окрашенный по значениям мгновенной осевой скорости, для случая $\phi = 0.75$:

a — модель DTF, *б* — модель REDIM-DTF; скорость нормирована на скорость холодного потока на выходе из сопла $U_0 = 20$ м/с

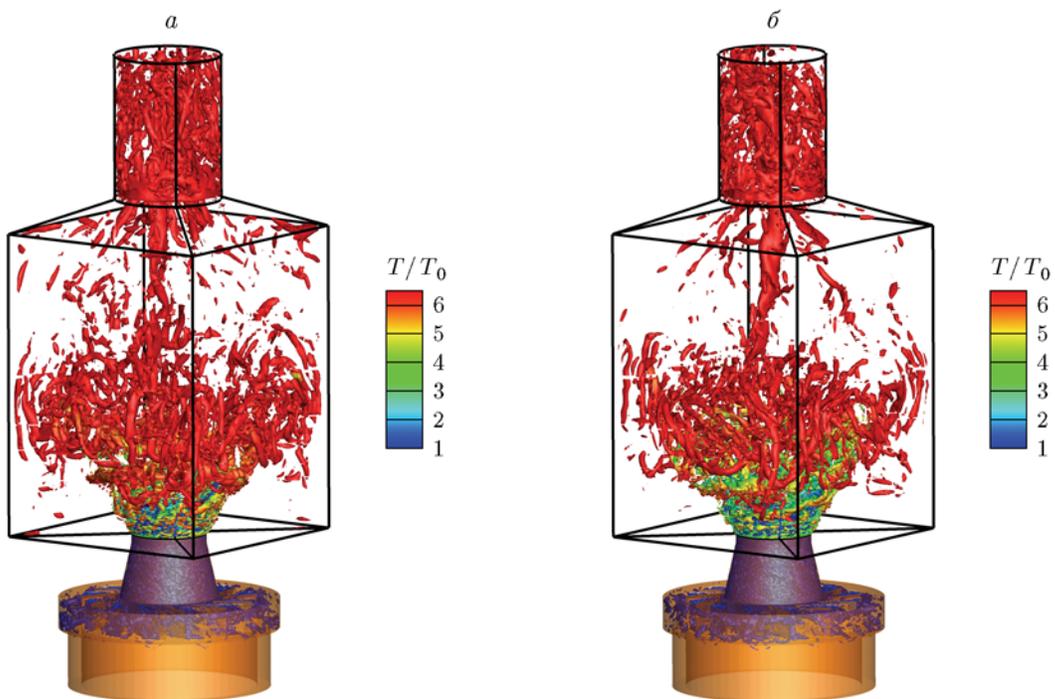


Рис. 6. Вихревая структура, показанная с помощью изоповерхности Q -критерия ($Q = 60$), окрашенной по значениям мгновенной температуры, для случая $\phi = 0.75$:

a — модель DTF, *б* — модель REDIM-DTF

сгорания и свидетельствует об обоснованности предположения об однородности смеси. В квадратной камере сгорания вихри также распределяются случайным образом. В области выше по течению вблизи выхода из конического смесительного канала имеется много мелких вихрей из-за сильного завихрения. Далее вниз по течению появляются более крупные вихри, поскольку завихрение ослабевает. В вычислениях по этим двум моделям не получена прецизионная спиральная структура вихревого ядра. Это согласуется с профилями средней радиальной скорости (см. ниже рис. 9).

Информация о площади поверхности турбулентного пламени является важной характеристикой, полученной при моделировании области турбулентного горения. Для вычисления площади поверхности мгновенного пламени использовалась процедура, предложенная в [8]. На рис. 7 показана временная эволюция площади поверхности пламени, рассчитанная методом LES, наблюдаются сильные изменения площади поверхности. Ясно видно, что в случае $\phi = 0.75$ площадь поверхности фронта пламени, вычисленная по модели DTF, немного больше рассчитанной по модели REDIM-DTF, однако для случая $\phi = 0.83$ результаты, полученные с помощью модели REDIM-DTF и оригинальной модели DTF, со временем становятся очень близкими. Кроме того, площадь пламени

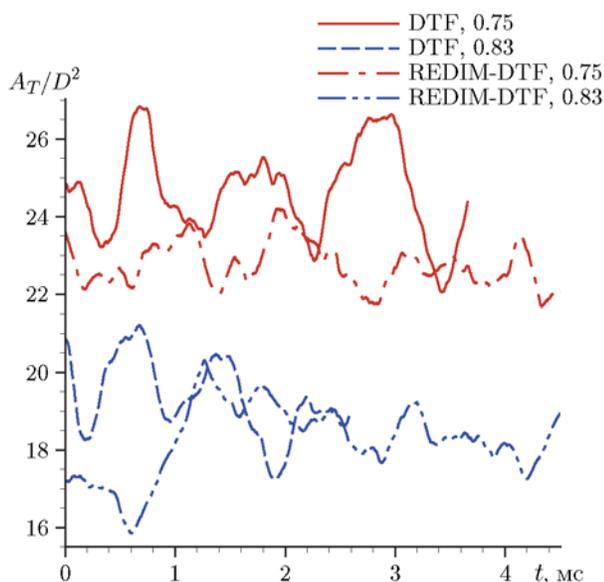


Рис. 7. Развитие во времени полной площади поверхности пламени ($D^2 = 775.6 \text{ мм}^2$)

в случае $\phi = 0.75$ всегда больше, чем в случае $\phi = 0.83$, вне зависимости от того, какая модель использована, DTF или REDIM-DTF.

В случае $\phi = 0.75$ профили средней скорости в осевом и радиальном направлениях и среднеквадратичные пульсации показаны на рис. 8 и 9. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Положения пиков средней осевой скорости на рис. 8,а свидетельствуют о расширяю-

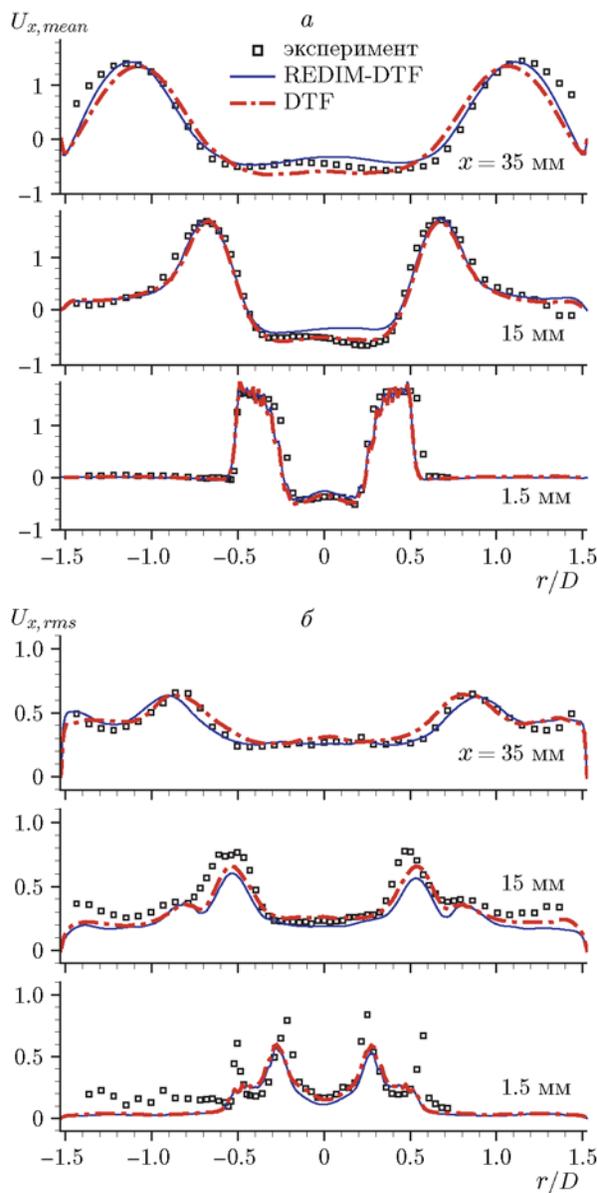


Рис. 8. Радиальные профили средней осевой скорости (а) и ее среднеквадратичные отклонения (б) для случая $\phi = 0.75$

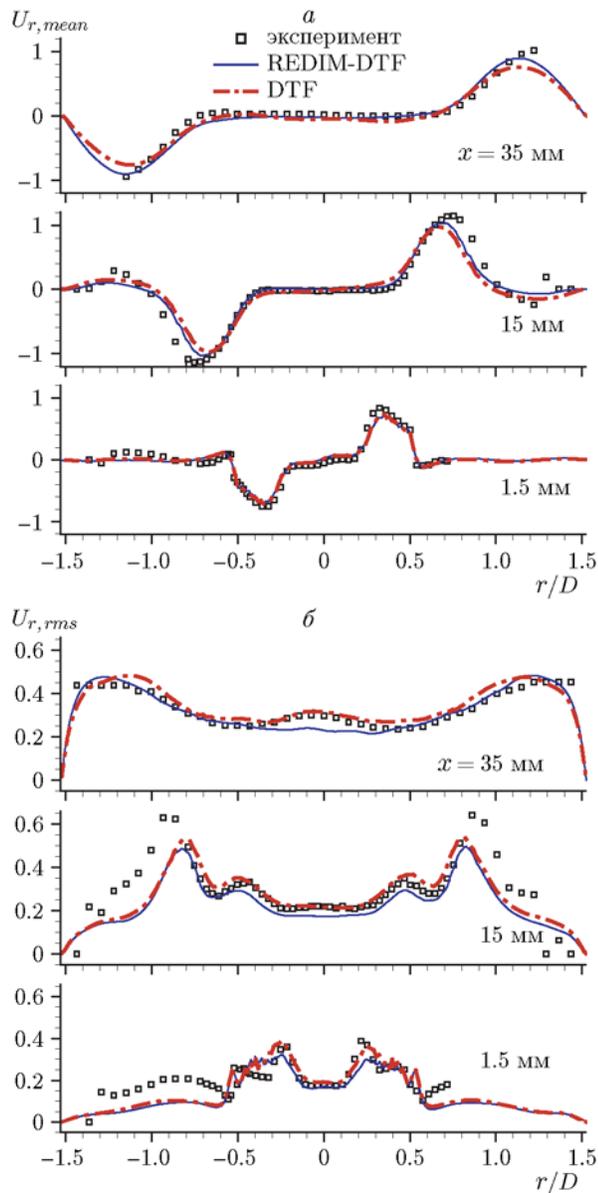


Рис. 9. Радиальные профили средней радиальной скорости (а) и ее среднеквадратичные отклонения (б) для случая $\phi = 0.75$

щемся фронте пламени. В центре потока хорошо видна центральная рециркуляционная зона с отрицательными значениями осевой скорости. Наблюдаются два сдвиговых слоя при $x = 1.5$ мм, один между кольцевой струей и окружающей жидкостью, другой — между струей и центральной рециркуляционной зоной. Ниже по течению по мере поступления свежих реагентов интенсивность двух сдвиговых слоев ослабевает. Среднеквадратичные флуктуации осевой скорости, показанные на рис. 8, б, также

находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами, и позиция сдвиговых слоев, как правило, предсказывается точно. В точке вблизи выхода из сопла расчетные пики ниже экспериментальных из-за присутствия больших градиентов скорости, и поэтому требуется более подробная сетка, чтобы разрешить эту область.

Средняя радиальная скорость, предсказанная методом LES (рис. 9, а), также хорошо согласуется с экспериментальными данными. Как видно на рис. 9, а, градиенты радиальной скорости невелики и положение, размер пиков и их распределение рассчитаны удовлетворительно. Внутри центральной рециркуляционной зоны наблюдается область с почти постоянными значениями. Здесь средняя радиальная скорость и градиенты скорости близки к нулю, что свидетельствует об отсутствии в расчетах неустойчивости прецизионного вихревого ядра. Положение пика среднеквадратичных пульсаций на рис. 9, б предсказано удовлетворительно. Двойной пик на радиальном профиле предсказан хорошо даже в первых двух осевых положениях ($x = 1.5$ и 5 мм), что очень важно для правильного прогнозирования процесса первичного смешения и закрепления пламени на центральном теле. Перед $x = 15$ мм размер пика в расчете немного ниже, чем в эксперименте, но вне этой области кривые хорошо совпадают. Профили тангенциальной скорости (здесь не приведены) показывают тенденцию, аналогичную наблюдаемой для радиальной скорости.

Как следует из рис. 8, 9, в целом согласие между двумя результатами LES очень хорошее и расхождение практически ничтожно. Это доказывает, что в плане предсказания профилей скорости модель REDIM-DTF работает аналогично оригинальной модели DTF.

На рис. 10 приведены профили средней температуры и среднеквадратичные флуктуации для случая $\phi = 0.83$. Видно, что результаты, полученные методом LES, находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными. Ниже по течению потребляется больше свежих реагентов и две стороны фронта пламени сближаются. Соответственно, минимум средней температуры увеличивается с ростом x . При $x > 40$ мм горение практически останавливается, так что радиальные профили температуры становятся еще более плоскими, что также характерно для радиальных профи-

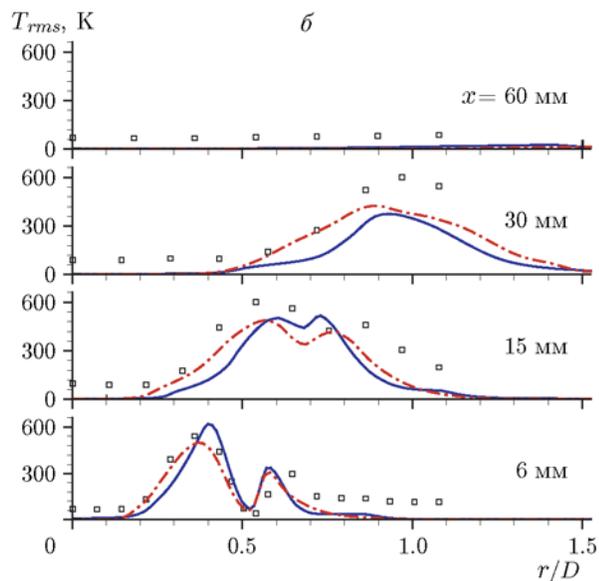
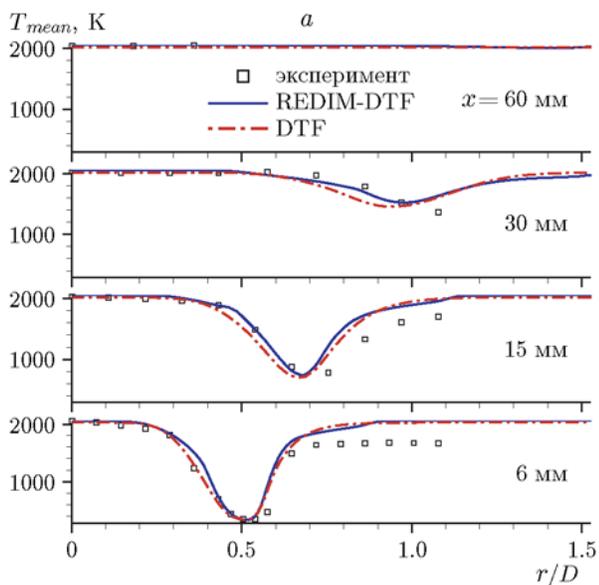


Рис. 10. Радиальные профили средней температуры (*a*) и ее среднеквадратичные отклонения (*б*) для случая $\phi = 0.83$

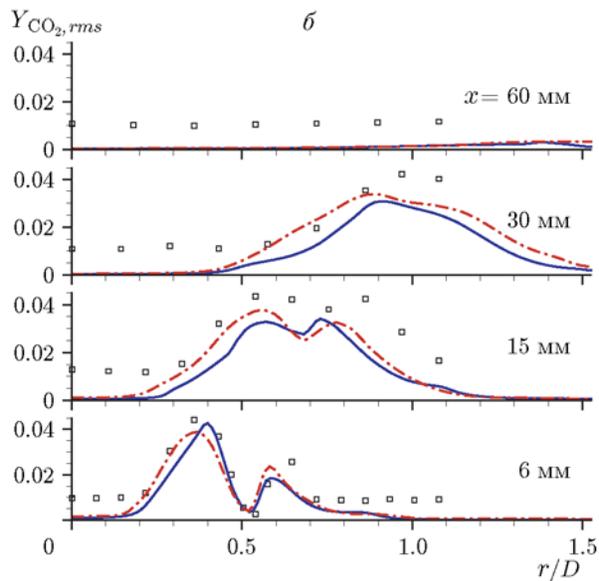
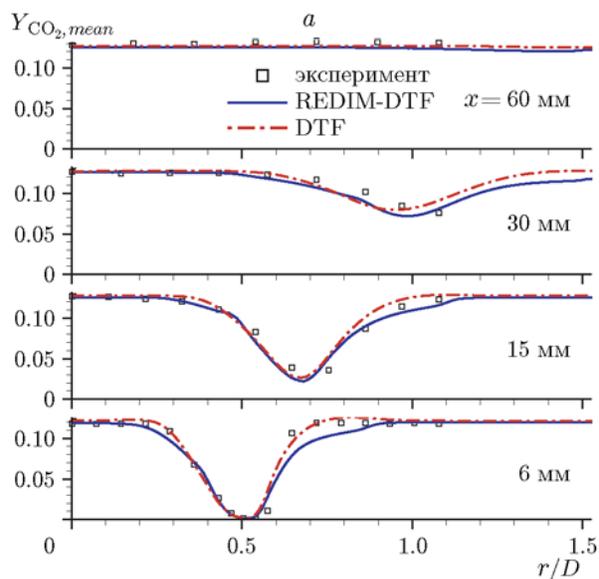


Рис. 11. Радиальные профили средней массовой концентрации CO_2 (*a*) и ее среднеквадратичные отклонения (*б*) для случая $\phi = 0.83$

лей средней массовой концентрации CO_2 , показанной на рис. 11, *a*, и массовой концентрации H_2O (в статье не приведено). Поскольку пик сдвинулся в положение $x = 15$ и 20 мм, то в эксперименте конус пламени шире. Во внешней области $x \leq 15$ мм уровень температуры, предсказанный методом LES, примерно на 400 К выше экспериментального значения, что может быть связано с адиабатическими условиями на стенке, которые не учитывают потери тепла во внешнюю среду.

Профили среднеквадратичных пульсаций температуры, представленные на рис. 10, *б*, показывают, что в области выше по течению пики уже и слегка выше, чем в эксперименте. Вниз по течению, тем не менее, среднеквадратичные пульсации температуры, полученные методом LES, ниже, чем экспериментально измеренные, как в области $x \geq 40$ мм. Анализ LES-анимации показал, что в области $x \geq 40$ мм пламя практически отсутствует, поэтому данная область обычно находится за пла-

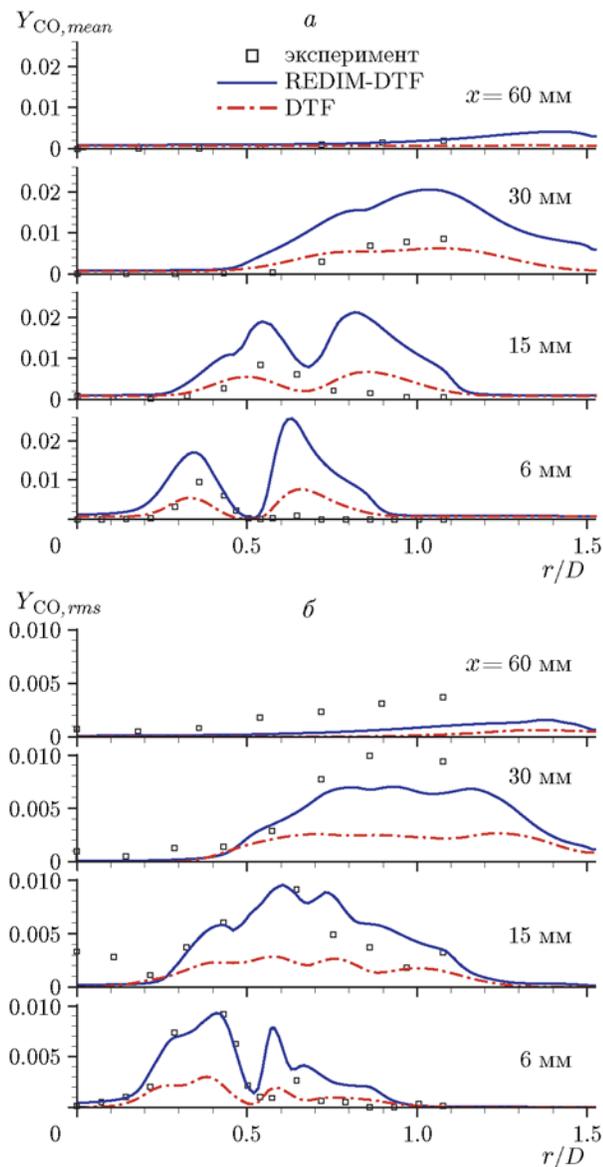


Рис. 12. Радиальные профили средней массовой концентрации CO (а) и ее среднеквадратичные отклонения (б) для случая $\phi = 0.83$

менем и колебания температуры в ней незначительны. На рис. 11,а представлены радиальные профили средней массовой концентрации CO₂, основного компонента смеси в области за пламенем, и они хорошо согласуются с экспериментальными результатами. То же самое верно для профилей среднеквадратичных колебаний массовой доли CO₂ (рис. 11,б). Тенденция к изменению H₂O весьма сходна с тем, что наблюдается для CO₂. Небольшие концентрации промежуточного продукта CO обнаружены внутри пламени. Нельзя ожидать, что насто-

ящие расчеты покажут хорошее согласование статистических данных по расчетным и экспериментальным значениям массовой доли CO, поскольку неточности измерений (как систематических, так и статистических) достаточно велики, что подтверждают результаты работы [19]. На рис. 12,а представлены радиальные профили средней массовой концентрации CO. Как и в [31], внешний пик средних профилей CO ($x \leq 20$ мм и $r/D > 0.7$ на рис. 12,а) предсказан обеими моделями LES, но он не наблюдается в эксперименте. Дополнительный пик, скорее всего, обусловлен используемым граничным условием адиабатической стенки, что приводит к завышению прогнозируемой температуры в этой области (см. рис. 10,а). Разложение CO₂ происходит более интенсивно из-за более высокой температуры пламени, поэтому в расчетах уровень CO выше. Как видно на рис. 12,а, модель REDIM-DTF завышает уровень CO по сравнению с моделью DTF и экспериментальными данными. Однако ее результаты по радиальному распределению среднеквадратичных пульсаций массовой концентрации CO, представленные на рис. 12,б, гораздо лучше и хорошо согласуются с экспериментом. Кроме того, предполагается, что использование вместо одномерной таблицы REDIM двумерной не оказывает никакого влияния на результаты моделирования методом крупных вихрей.

Как указано в [19], ошибка в измерениях концентрации CO намного больше, чем при измерении CO₂ и H₂O. По существующим оценкам статистическая погрешность измерения в эксперименте для CO составляет $\pm 20 \div 50$ %. Такая большая экспериментальная ошибка не позволяет определить, какая модель лучше предсказывает профиль CO.

На основе рис. 10–12 можно сделать вывод, что как исходная модель DTF, так и новая разработанная модель REDIM-DTF могут правильно предсказывать распределение основных компонентов и температуры, но для промежуточных компонентов малой концентрации расхождение между расчетом и экспериментом больше, чем для основных компонентов. Это объясняется различными структурами внутреннего пламени, полученными с помощью простого механизма реакции 2sCM2, используемого в модели DTF, и детального механизма GRI 3.0, используемого в модели REDIM-DTF, как уже обсуждалось в § 1.5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе построена новая подсеточная модель горения REDIM-DTF путем комбинации стратегии модели DTF и химической таблицы REDIM, которая генерируется детальным кинетическим механизмом. Предложенная модель REDIM-DTF проверена путем моделирования двух бедных, предварительно перемешанных закрученных пламен ($\phi = 0.75$ и 0.83) в камере сгорания PRECCINSTA. Результаты моделирования методом крупных вихрей (LES) сопоставлены с аналогичными результатами, но полученными при использовании, кроме LES, оригинальной модели DTF, а также с экспериментальными данными. Показано, что профили скоростей, температуры и массовых концентраций основных компонентов смеси хорошо согласуются с экспериментальными данными, а LES-результаты, полученные с REDIM-DTF и исходной DTF моделями, очень близки. Однако при этом профили концентрации CO демонстрируют большее расхождение при расчете по этим моделям, что связано с различными механизмами реакции.

Новая модель свободна от ограничений, присущих исходной модели DTF, а именно: в модели DTF может использоваться только простой одностадийный механизм реакций из-за ограничений, связанных с вычислительной нагрузкой. При использовании химической таблицы REDIM необходимо решать только одно транспортное уравнение для приведенного компонента, в качестве которого в данной работе выступает CO₂. Следовательно, вычислительные затраты в этом случае снижаются. Было доказано, что вычислительная эффективность модели REDIM-DTF примерно на 15 % выше, чем исходной модели DTF.

Используемая одномерная химическая справочная таблица не учитывала тепловые потери. Для их учета потребовалось бы увеличить размерность многообразия (включение потерь лучистого теплообмена). Это было показано в [35] для других задач. Для горелки PRECCINSTA следует отметить эффект неадиабатичности, как показывают температурные профили на рис. 10. Однако этот эффект не очень сильный. Получено очень хорошее согласие между данными эксперимента и результатами LES по скорости и концентрациям CO₂ и H₂O. Неучет тепловых потерь не может существенно изменить общее поведение пламени. Выводы настоящей статьи

остаются правильными.

В этой статье предпринята первая попытка использования модели REDIM-DTF. Чтобы дополнительно оценить эффективность модели, следует провести расчеты более сложных пламен, таких как пламя Sydney с неоднородными условиями на входе [36], с использованием двумерной или трехмерной постановки. Это будет непростой задачей для модели REDIM-DTF, а также для оригинальной модели DTF.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда естествознания Китая (91741117, 51576092) и Фонда естествознания провинции Цзянсу (BK20151344). Авторы благодарят д-ра W. Meier (DLR, Штуттгарт) за предоставление экспериментальных результатов в электронном виде и проф. U. Maas за предоставление кодов INSFLA и REDIM. Расчеты выполнены в HPC-центре Университета Цзянсу.

Конфликт интересов отсутствует.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Fureby C.** Towards the use of large eddy simulation in engineering // *Prog. Aerosp. Sci.* — 2008. — V. 44, N 6. — P. 381–396. — <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2008.07.003>.
2. **Pitsch H.** Large-eddy simulation of turbulent reacting flows // *Prog. Aerosp. Sci.* — 2008. — V. 44, N 6. — P. 466–478. — <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2008.06.005>.
3. **Gicquel L. Y. M., Staffelbach G., Poinot T.** Large eddy simulations of gaseous flames in gas turbine combustion chambers // *Prog. Energy Combust.* — 2012. — V. 38, N 6. — P. 782–817. — <https://doi.org/10.1016/j.pecs.2012.04.004>.
4. **Hawkes E. R., Cant R. S.** A flame surface density approach to large-eddy simulation of premixed turbulent combustion // *Proc. Combust. Inst.* — 2000. — V. 28, N 1. — P. 51–58. — [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(00\)80194-0](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(00)80194-0).
5. **Pitsch H.** A consistent level set formulation for large-eddy simulation of premixed turbulent combustion // *Combust. Flame.* — 2005. — V. 143, N 4. — P. 587–598. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2005.08.031>.
6. **Colin O., Ducros F., Veynante D., Poinot T.** A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion // *Phys. Fluids.* — 2000. — V. 12, N 7. — P. 1843–1863. — <https://doi.org/10.1063/1.870436>.
7. **Charlette F., Meneveau C., Veynante D.** A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion part I: non-dynamic formulation and initial tests // *Combust.*

- Flame. — 2002. — V. 131. — P. 159–180. — [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(02\)00400-5](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(02)00400-5).
8. **Wang P., Fröhlich J., Maas U., He Z. X., Wang C. J.** A detailed comparison of two sub-grid scale combustion models via large eddy simulation of the PRECCINSTA gas turbine model combustor // *Combust. Flame.* — 2016. — V. 164. — P. 329–345. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.11.031>.
 9. **Strakey P. A., Eggenspieler G.** Development and validation of a thickened flame modeling approach for large eddy simulation of premixed combustion // *J. Eng. Gas Turbines Power.* — 2010. — V. 132, N 7. — P. 071501. — <https://doi.org/10.1115/1.4000119>.
 10. **Shang M. T., Zhang W. P., Zhang K., Fan J. R.** Three-dimensional full compressible large-eddy simulation of non-premixed combustion using dynamically thickened flame model // *J. Combust. Sci. Technol.* — 2010. — V. 16, N 6. — P. 496–502.
 11. **Franzelli B., Riber E., Gicquel L. Y. M., Poinso T.** Large eddy simulation of combustion instabilities in a lean partially premixed swirled flame // *Combust. Flame.* — 2012. — V. 159, N 2. — P. 621–637. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2011.08.004>.
 12. **Boileau M., Staffelbach G., Cuenot B., Poinso T., Bérat C.** LES of an ignition sequence in a gas turbine engine // *Combust. Flame.* — 2008. — V. 154, N 1-2. — P. 2–22. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2008.02.006>.
 13. **Boudier G., Gicquel L. Y. M., Poinso T. J.** Effect of mesh resolution on large eddy simulation of reacting flows in complex geometry combustors // *Combust. Flame.* — 2008. — V. 155, N 1. — P. 196–214. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2008.04.013>.
 14. **Schmitt P., Poinso T., Schuermans B., Geigle K. P.** Large-eddy simulation and experimental study of heat transfer, nitric oxide emissions and combustion instability in a swirled turbulent high-pressure burner // *J. Fluid Mech.* — 2007. — V. 570. — P. 17–46. — <https://doi.org/10.1017/S0022112006003156>.
 15. **Gicquel O., Darabiha N., Thévenin D.** Laminar premixed hydrogen/air counterflow flame simulations using flame prolongation of ILDM with differential diffusion // *Proc. Combust. Inst.* — 2000. — V. 28, N 2. — P. 1901–1908. — [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(00\)80594-9](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(00)80594-9).
 16. **Nguyen P. D., Vervisch L., Subramanian V., Domingo P.** Multidimensional flamelet-generated manifolds for partially premixed combustion // *Combust. Flame.* — 2010. — V. 157, N 1. — P. 43–61. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2009.07.008>.
 17. **Maas U., Pope S. B.** Simplifying chemical kinetics: intrinsic low-dimensional manifolds in composition space // *Combust. Flame.* — 1992. — V. 88. — P. 239–264. — [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(92\)90034-M](https://doi.org/10.1016/0010-2180(92)90034-M).
 18. **Bykov V., Maas U.** Problem adapted reduced models based on reaction-diffusion manifolds (REDIMs) // *Proc. Combust. Inst.* — 2009. — V. 32. — P. 561–568. — <https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.06.186>.
 19. **Meier W., Weigand P., Duan X. R., Giezendanner-Thoben R.** Detailed characterization of the dynamics of thermoacoustic pulsations in a lean premixed swirl flame // *Combust. Flame.* — 2007. — V. 150. — P. 2–26. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2007.04.002>.
 20. **Butler T. D., O'Rourke P. J.** A numerical method for two-dimensional unsteady reacting flows // *Proc. Combust. Inst.* — 1977. — V. 16. — P. 1503–1515. — [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(77\)80432-3](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(77)80432-3).
 21. **Légier J. P., Poinso T., Veynante D.** Dynamically thickened flame LES model for premixed and non-premixed turbulent combustion // *Proc. of Summer Program, Center for Turbulent Research, Stanford University.* — 2000. — P. 157–168.
 22. **Selle L., Lartigue G., Poinso T., Koch R., Schildmacher K.-U., Krebs W., Prade B., Kaufmann P., Veynante D.** Compressible large eddy simulation of turbulent combustion in complex geometry on unstructured meshes // *Combust. Flame.* — 2004. — V. 137. — P. 489–505. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2004.03.008>.
 23. **Kuznetsov M., Redlinger R., Breitung W., Grune J., Friedrich A., Ichikawa N.** Laminar burning velocities of hydrogen-oxygen-steam mixtures at elevated temperatures and pressures // *Proc. Combust. Inst.* — 2011. — V. 33. — P. 895–903. — <https://doi.org/10.1016/j.proci.2010.06.050>.
 24. **Smith G. P., Golden D. M., Frenklach M., Moriarty N. W., Eiteneer B., Goldenberg M., Bowman C. T., Hanson R. K., Song S., Gardiner W. C., Lissianski V. V., Qin Z. W.** GRI version 3.0. — Available online at: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/ (1999).
 25. **Steinheilber G., Maas U.** Reaction-diffusion manifolds for unconfined, lean premixed, piloted, turbulent methane/air systems // *Proc. Combust. Inst.* — 2013. — V. 34, N 1. — P. 217–224. — <https://doi.org/10.1016/j.proci.2012.06.164>.
 26. **Fiorina B., Veynante D., Candel S.** Modeling combustion chemistry in large eddy simulation of turbulent flames // *Flow Turbul. Combust.* — 2015. — V. 94, N 1. — P. 3–42. — <https://doi.org/10.1007/s10494-014-9579-8>.
 27. **Wang P., Platova N. A., Fröhlich J., Maas U.** Large eddy simulation of the PRECCINSTA burner // *Int. J. Heat Mass Transf.* — 2014. —

- V. 70. — P. 486–495. — <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.11.025>.
28. **Zhu J.** A low-diffusive and oscillation-free convection scheme // Commun. Appl. Numer. Methods. — 1991. — V. 7 — P. 225–232. — <https://doi.org/10.1002/cnm.1630070307>.
29. **Moin P., Squires K., Cabot W., Lee S.** A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport // Phys. Fluids. — 1991. — V. 3. — P. 2746–2757. — <https://doi.org/10.1063/1.858164>.
30. **Moureau V., Minot P., Pitsch H., Bérat C.** A ghost-fluid method for large-eddy simulations of premixed combustion in complex geometries // J. Comput. Phys. — 2007. — V. 221. — P. 600–614. — <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2006.06.031>.
31. **Galpin J., Naudin A., Vervisch L., Angelberger C., Colin O., Domingo P.** Large-eddy simulation of a fuel-lean premixed turbulent swirl-burner // Combust. Flame. — 2008. — V. 155, N 1-2. — P. 247–266. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2008.04.004>.
32. **Fiorina B., Vicquelin R., Auzillon P., Darabiha N., Gicquel O., Veynante D.** A filtered tabulated chemistry model for LES of premixed combustion // Combust. Flame. — 2010. — V. 157. — P. 465–475. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2009.09.015>.
33. **Wang P., Fröhlich J., Maas U.** LES of turbulent premixed swirling flames in complex geometry using thickened-flame type of models // Proc. of the 5th Eur. Combustion Meeting, Cardiff, UK, 2011, Paper 356.
34. **Jeong J., Hussain F.** On the identification of a vortex // J. Fluid Mech. — 1995. — V. 332, N 1. — P. 339–363. — <https://doi.org/10.1017/S0022112095000462>.
35. **Steinhilber G., Bykov V., Maas U.** REDIM reduced modeling of flame-wall-interactions: Quenching of a premixed methane/air flame at a cold inert wall // Proc. Combust. Inst. — 2017. — V. 36, N 1. — P. 655–661. — <https://doi.org/10.1016/j.proci.2016.08.057>.
36. **Meares S., Masri A. R.** A modified pilot-ed burner for stabilizing turbulent flames of inhomogeneous mixtures // Combust. Flame. — 2014. — V. 161, N 2. — P. 484–495. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2013.09.016>.

Поступила в редакцию 21.10.2019.

Принята к публикации 19.02.2020.
