

УДК 536.46

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФЛАГРАЦИОННОГО ВЗРЫВА В ВЕНТИЛИРУЕМОМ ОБЪЕМЕ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТИ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ПЛАМЕНИ

Ш. Р. Губба¹, С. С. Ибрагим², В. Малаласекера¹

¹Школа машиностроения и технологии производства им. Вольфсона, Университет Лафборо, Лафборо LE11 3TU, Великобритания, S.Gubba@MMU.ac.uk, w.malalasekera@lboro.ac.uk

²Факультет авиационного и автомобильного машиностроения, Университет Лафборо, Лафборо LE11 3TU, Великобритания, s.s.ibrahim@lboro.ac.uk

Методом крупных вихрей с применением динамической модели поверхностной плотности теплового потока пламени (FSD) исследовано распространение нестационарных турбулентных пламен в предварительно перемешанной газовой смеси в вентилируемой взрывной камере в присутствии ряда препятствий. Химическое превращение описано одностадийной глобальной реакцией, которая моделирует реакцию горения стехиометрической смеси пропан — воздух. FSD-модель для скорости реакции реализована численно с использованием двух моделей подсеточного масштаба. Первая основана на эмпирической корреляции флуктуаций скорости подсеточного масштаба, вторая — на идеях подобия при описании искривленного фронта пламени, рассматриваемого как фрактальная поверхность. Результаты расчетов проанализированы, и проведено их сравнение с результатами, полученными по простой алгебраической модели FSD, и с данными экспериментов. Показано, что динамические модели FSD приводят к лучшим результатам, чем алгебраическая модель FSD. Сравнение демонстрирует важную роль вкладов от неразрешенной части FSD, результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными по структуре пламени и результатами измерений избыточного давления и скоростей горения.

Ключевые слова: LES-метод, турбулентное пламя предварительно перемешанной смеси, динамическая FSD-модель, фрактальная размерность.

ВВЕДЕНИЕ

При случайных газовых взрывах разрушение, обусловленное избыточным давлением, генерируемым вследствие взаимодействия распространяющегося пламени с твердыми препятствиями, зависит от множества факторов, таких как начальные условия, окружающая среда, форма, размер и степень перфорации твердых перегородок. Понимание механизма распространения пламени и его взаимодействия с преградами может способствовать сохранению конструкций на химических предприятиях. Компьютерное моделирование динамики течения жидкости позволяет анализировать потенциально рентабельные конструк-

торские решения для предотвращения газовых взрывов, экспериментальное моделирование которых, как правило, опасно и требует значительных временных и финансовых затрат. Тем не менее выполнен ряд простых экспериментов по исследованию влияния соотношения размеров камеры сгорания с встроенными преградами или без них на динамику пламени [1–12]. В течение многих лет для моделирования этих сложных проблем с достаточной точностью использовались классические методы вычислительной гидродинамики, такие как метод осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса (RANS) [4, 13], поскольку передовые численные методики, подобные методу крупных вихрей (LES), требуют значительных вычислительных ресурсов. Однако непрерывное повышение производительности компьютеров и развитие моделей подсеточного масштаба, постепенно превратили LES-метод в мощный инструмент моделирования турбулентных пламен предварительно перемешанных смесей

© S. R. Gubba¹, S. S. Ibrahim², W. Malalasekera¹, 2012.

¹Wolfson School of Mechanical and Manufacturing Engineering Loughborough University, LE11 3TU Loughborough, UK.

²Aeronautical and Automotive Engineering Loughborough University, LE11 3TU Loughborough, UK.

[11, 14–19], особенно в области взрывных явлений. Эти исследования подтвердили высокое качество LES-методов в предсказании основных характеристик горения предварительно перемешанных горючих смесей. Улучшенные возможности моделирования помогают находить эффективные и безопасные конструктивные решения для предотвращения опасных инцидентов при работе промышленных горелок, газовых турбин, двигателей внутреннего сгорания и других установок.

В турбулентных пламенах предварительно перемешанных горючих смесей ширина зоны реакции, которая должна быть пространственно разрешена при численном моделировании, обычно мала и характерный масштаб длины много меньше ширины типичного LES-фильтра. Таким образом, подходящая модель подсеточного масштаба (подсеточная модель) имеет решающее значение для учета химических реакций, протекающих на масштабе меньше размера расчетной сетки. Множество подходов, таких как метод поверхностной плотности теплового потока пламени (FSD) [20, 21], методика отслеживания пламени [22], искусственное утолщение фронта пламени [23] и использование функции плотности вероятности [24], были успешно перенесены из метода RANS в LES. Оказалось, что FSD-модели хорошо приспособлены для учета химических реакций в этом методе [25, 26], в котором скорость горения является функцией степени развития реакции и ширины фильтра модели. В настоящем исследовании модели FSD рассматриваются в динамической формулировке [27], для того чтобы моделировать неразрешенную часть в подсеточной модели химической реакции.

В соответствии с недавней попыткой [27] развития динамической формулировки модели FSD [28] для турбулентного пламени предварительно перемешанной смеси, настоящее исследование направлено на реализацию и обоснование динамической модели FSD в существующем LES-коде [29]. В качестве тестовой задачи рассматривается лабораторная вентилируемая взрывная камера, разработанная в Университете Сиднея [30]. В камеру встроены жесткие препятствия, интенсивно взаимодействующие с пламенем. Установлено, что это взаимодействие увеличивает степень турбулизации пламени как за счет срыва образующихся вихрей, так и за счет последующей локальной рециркуляции. После прохождения жестких препят-

ствий в зоне горения образуются вихри, увеличиваются площадь поверхности пламени и локальная скорость реакции. В этом исследовании используется подсеточный подход в рамках динамической модели FSD, детально описанный ниже, который позволяет учитывать влияние подобных локальных событий на распространение пламени и создание избыточного давления.

Основная цель работы — проверить справедливость новой формулировки динамической модели FSD с двумя подмоделями для описания фрактальной размерности распространяющегося пламени при взрыве в вентилируемом объеме. Исследование выполнено для стехиометрической пропановоздушной смеси, горящей в лабораторной взрывной камере объемом 0.625 л. Проведено сравнение результатов численного моделирования с опубликованными экспериментальными данными.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Уравнения течения в LES-модели обычно включают осредненные по Фавру (взвешенные по плотности) уравнения сохранения массы, импульса, энергии и переменную степень развития реакции, дополненные уравнением состояния, как это описано в [31]. Турбулентный вклад подсеточного масштаба моделируется стандартной моделью Смагоринского [32], в которой коэффициент рассчитывается из мгновенных условий потока с использованием процедуры динамического определения [33] для сжимаемого течения, соответствующей динамической процедуре из работы [34].

Скорость реакции рассчитывалась в предположении одностадийной необратимой химической реакции. Термодиффузия не учитывалась, т. е. число Льюиса принималось равным единице. Химическое состояние смеси характеризуется степенью развития реакции s , которая равна нулю в случае несгоревшей смеси и единице в случае продуктов горения. Математически это выражается как $s = 1 - Y_{fu}/Y_{fu}^0$, где Y_{fu} — локальная массовая доля горючего, Y_{fu}^0 — массовая доля горючего в исходной смеси. Это выражение справедливо только для стехиометрической или бедной смеси и не годится для обогащенных топливом смесей, так как степень развития реакции определяется как функция локальной и начальной долей горючего с обедненной стороны. Осредненное

по Фавру транспортное уравнение для величины c может быть записано в виде

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j \bar{c})}{\partial x_j} + \frac{\partial (\bar{\rho} (\tilde{u}_j \bar{c} - \tilde{u}_j \bar{c}))}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\bar{\mu}}{Sc} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \right] + \bar{\omega}_c, \quad (1)$$

где ρ — плотность, u_j — компонента скорости в направлении x_j , μ — динамическая вязкость, Sc — число Шмидта, равное 0.75, $\dot{\omega}_c$ — скорость химической реакции. Черта сверху обозначает применение пространственного LES-фильтра, а тильда — осредненные по Фавру величины. Последний член в левой части уравнения (1) — скалярный поток, рассчитанный по подсеточной модели на основе простого подхода градиентного переноса [31]. Последний член в правой части уравнения (1) — средняя скорость реакции, необходимая для подсеточной модели.

Среднюю скорость реакции на единицу объема будем определять как $\bar{\omega}_c = R \bar{\Sigma}$. Здесь R — средняя скорость реакции на единицу площади поверхности, $\bar{\Sigma}$ — средняя поверхностная плотность теплового потока пламени. Величина R рассчитывается в предположении фронта пламени, распространяющегося в свежую смесь, с применением методики отслеживания пламени [22]. Таким образом, $R = \langle \rho u \rangle_s$, т. е. величина R является средней по поверхности скоростью перемещения фронта пламени в область свежего газа, осредненной по Фавру. Предполагая, что отдельное микропламя распространяется со скоростью ламинарного пламени u_L внутрь смеси плотностью ρ_u , получаем $R = \rho_u u_L$. Тогда средняя скорость химической реакции записывается в виде

$$\bar{\omega}_c = \langle \rho u \rangle_s \bar{\Sigma} = \rho_u u_L \bar{\Sigma}, \quad (2)$$

где $\bar{\Sigma}$ определяется по подсеточной модели средней скорости химической реакции. В этой статье использованы две различные модели для $\bar{\Sigma}$. Первая является простой алгебраической моделью FSD, полученной путем прямого численного моделирования на основе концепции микропламен [25]. Вторая модель представляет собой динамическую модель FSD [27] и основана на идеях подобия, описанных ниже.

Алгебраическая модель FSD

В наших работах [11, 15, 29, 31] выполнено LES-моделирование с использованием простой алгебраической модели FSD, развитой в работе [25]. В этом исследовании величина $\bar{\Sigma}$ определяется как функция степени развития реакции \bar{c} , коэффициента β и ширины фильтра $\bar{\Delta}$:

$$\bar{\Sigma} = 4\beta \frac{\bar{c}(1 - \bar{c})}{\bar{\Delta}}. \quad (3)$$

Ширина фильтра рассчитывается с использованием объемного фильтра и является функцией разрешающей способности расчетной сетки. Выражение (3) по форме аналогично выражению Брэя — Мосса — Либби (BML) для поверхностной плотности пламени в RANS-методе [35], и учитывает вклад только разрешенной, осредненной по Фавру степени развития реакции в LES-методе. Отношение $\bar{\Delta}/4\beta$ есть масштаб извилистости подсеточной поверхности пламени. Значение β зависит от отношения ширины фильтра к толщине ламинарного пламени и возрастает, если толщина пламени мала по сравнению с размером сетки [25]. Для анализа в работе выбрано значение $\beta = 1.2$ на основе параметрических исследований [11, 29] распространения пропановоздушного пламени в камере сгорания аналогичного типа. Однако, как известно, константа β зависит от множества физических параметров, таких как разрешение сетки, уровень турбулентности и химические процессы. Поэтому ниже описаны основания для разработки динамической модели FSD.

Динамическая модель FSD

Для того чтобы преодолеть ограничения алгебраической модели FSD, в работе [36] была предложена динамическая формулировка этой модели, а в [37] разработана концептуально подобная модель FSD на основе экспериментальных данных по распределению радикалов OH, полученных методом планарной лазерно-индуцированной флуоресценции (PLIF) в пропановоздушных пламенах предварительно перемешанных смесей. Этот подход оказался удачным для предсказания тех областей, где вклад подсеточной модели в определение поверхностной плотности пламени велик, но ограничен неточностью расчета фрактальной размерности.

Дальнейшее развитие динамической модели FSD заключалось в том, что фрактальную размерность D определяли динамически. Здесь фактор извилистости пламени Ξ введен как отношение поверхностной плотности теплового потока к ее проекции по нормали к направлению распространения пламени:

$$\Xi(\bar{\Delta}) = \left(\frac{\bar{\Delta}}{\delta_c} \right)^{D-2}. \quad (4)$$

Он связан с фрактальной теорией представлением поверхности пламени как фрактальной поверхности между внутренним и внешним ограничивающими масштабами при ширине фильтра $\bar{\Delta}$ и трактуется как внешний ограничивающий масштаб в LES-методе. Этот подход успешно используется в модели утолщенного фронта пламени [19].

Величину $\bar{\Sigma} = |\overline{\nabla c}|$ [27] в уравнении (2) можно разделить на две части, разрешенную (первое слагаемое) и неразрешенную (второе слагаемое):

$$\bar{\Sigma} = \Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}) + \lambda(\bar{c}, \bar{\Delta}, \Pi(\bar{c}, \bar{\Delta})). \quad (5)$$

В приведенном уравнении разрешенный член соответствует пространственно разрешаемым величинам в LES-расчетах, а неразрешенный член формируется из подсеточных, неразрешаемых и требующих моделирования величин, которые в LES-расчетах игнорируются сеткой, и оценивается другими способами. Известно несколько выражений для оценки разрешенной части FSD в (5), например [32, 33]. Однако мы полагаем, что параболическое уравнение, приведенное в работе [25], с фактором извилистости пламени, задаваемым уравнением

$$\Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}) = 4\sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{\bar{c}(1-\bar{c})}{\bar{\Delta}}, \quad (6)$$

является наиболее простым и эффективным при численной реализации и используется нами в этой работе.

Неразрешенная часть в (5) может быть выражена как

$$\begin{aligned} \lambda(\bar{c}, \bar{\Delta}, \Pi(\bar{c}, \bar{\Delta})) = \\ = \bar{\Sigma} - \Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}) = |\overline{\nabla c}| - \Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}). \end{aligned} \quad (7)$$

Обозначим через γ отношение ширин тестового фильтра и фильтра сетки, т. е. $\gamma = \hat{\Delta}/\bar{\Delta}$,

причем $\hat{\Delta} > \bar{\Delta}$. Записывая выражение (7) на уровне тестового фильтра, получаем

$$\hat{\Sigma} = |\overline{\nabla c}| = \Pi(\hat{c}, \hat{\Delta}) + \left[|\overline{\nabla c}| - \Pi(\hat{c}, \hat{\Delta}) \right], \quad (8)$$

где первое слагаемое — разрешенная часть, второе — неразрешенная часть. Из этого уравнения неразрешенная часть FSD, т. е. оцениваемая из неразрешенных вкладов степени развития реакции на уровне тестового фильтра, может быть записана в виде

$$\Lambda = \left[|\overline{\nabla c}| - \Pi(\hat{c}, \hat{\Delta}) \right]. \quad (9)$$

Следуя идеям подобия [38], полагая, что вклад подсеточной модели в определение неразрешенной части FSD на тестовом фильтре такой же, как для фильтра сетки, и связывая λ и Λ , получаем

$$\begin{aligned} \Lambda - \hat{\lambda} = \\ = \left[|\overline{\nabla c}| - \Pi(\hat{c}, \hat{\Delta}) \right] - \left[|\overline{\nabla c}| - \Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

$$\Lambda - \hat{\lambda} = \left[\Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}) - \Pi(\hat{c}, \hat{\Delta}) \right]. \quad (11)$$

Добавляя к неразрешенной части FSD из (11) разрешенную часть из (8) с модельным коэффициентом C_s , запишем выражение для полной FSD:

$$\bar{\Sigma} = \Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}) + C_s \left[\Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}) - \Pi(\hat{c}, \hat{\Delta}) \right]. \quad (12)$$

Здесь C_s получается динамически при представлении подсеточной поверхности пламени как фрактальной поверхности [27], а именно:

$$C_s = \frac{1}{1 - \gamma^{2-D}} \left[\left(\frac{\bar{\Delta}}{\delta_c} \right)^{D-2} - 1 \right], \quad (13)$$

где δ_c — нижний ограничивающий масштаб, выбранный равным трехкратной толщине ламинарного пламени, согласно работе [27]. Эта модель была проверена сравнением с экспериментальными данными, полученными из снимков PLIF-ОН [39]. Установлено также, что она хорошо предсказывает глобальную среднюю FSD при расчете подходящей фрактальной размерности.

Из представленных уравнений ясно, что новым в этом подходе является применение тестового фильтра к разрешенной части FSD.

Эта процедура подобна той, которую использовали при получении коэффициента в динамической модели Смагоринского. Коэффициент γ для тестового фильтра принят равным 2.0. Однако при расчете фрактальной размерности в методе LES до сих пор существует неопределенность в экспериментальном подтверждении фрактальной природы подсеточной поверхности пламени, так как не существует оснований считать, что природа образования складок на фронте пламени зависит от масштаба явления [40]. Рассмотрим еще две модели: первая — эмпирическая [41, 42], а вторая — продолжение вышеизложенного математического вывода в соответствии с равенством Германо [34].

Моделирование фрактальной размерности

Согласно теории фракталов обе модели идентичны при расчете фрактальной размерности турбулентных пламен предварительно перемешанных смесей. Первая модель основана на результатах работы [40], авторы которой выполнили параметризацию соотношений из своих обширных экспериментов в широком диапазоне чисел Рейнольдса и Дамкёлера. Это соотношение основано на флуктуациях локальной скорости (интенсивность турбулентности) и ламинарной скорости горения турбулентного пламени предварительно перемешанной смеси, как показано ниже в уравнении (14). Авторы [40] наблюдали увеличение фрактальной размерности с ростом интенсивности турбулентности и уменьшением скорости ламинарного пламени. Они объяснили это тем, что «флуктуации турбулентной скорости оказывают конвективное возмущающее действие на фронт пламени со скоростью, пропорциональной масштабу характеристической скорости u' , а процесс ламинарного горения способствует сглаживанию поверхности пламени со скоростью, пропорциональной скорости ламинарного горения u_L » [40]. Количественная формулировка этой равновесной ситуации примерно такова. Складки на фронте пламени внутри турбулентного фрактального предела D_T обусловлены конвективными процессами, протекающими со скоростью u' , и могут рассматриваться как мера возмущения поверхности пламени турбулентными движениями. Сглаживание фронта пламени внутри ламинарного фрактального предела D_L обусловлено процессом горения со скоростью u_L , исключая формирование складок пламени. Модель, основан-

ная на комбинации эффектов турбулентности и ламинарного горения и выражаемая уравнением

$$D = \frac{D_L}{u'/u_L + 1} + \frac{D_T}{u_L/u' + 1}, \quad (14)$$

допускает для конкретного пламени автоматическое ограничение фрактальной размерности между выбранными нижним и верхним пределами. Согласно анализу линейных масштабов извилистости пропановоздушных пламен [43] в настоящем исследовании принято $D_L = 2.19$, $D_T = 2.35$.

Недавно эта эмпирическая модель была успешно реализована в LES-расчетах в работе [41]. Авторы [41] заменили u' подсеточными флуктуациями скорости u'_Δ , чтобы определить фрактальную размерность для пропановоздушного турбулентного пламени в устройстве сжигания твердых отходов:

$$D = \frac{D_L}{u'_\Delta/u_L + 1} + \frac{D_T}{u_L/u'_\Delta + 1}. \quad (15)$$

Эта формулировка позволяет рассчитывать локальную фрактальную размерность с учетом подсеточных флуктуаций скорости за счет скорости деформации потока и скорости ламинарного горения в каждой узловой точке сетки во времени. Так как в уравнении (15) имеются заданные пределы по D_L и D_T , расчет фрактальной размерности не требует больше дополнительных ограничений или осреднений. Для удобства модель, описываемую уравнением (15), назовем эмпирической фрактальной моделью.

Вторая модель фрактальной размерности связана с динамической FSD-моделью, описанной выше, и может рассматриваться как дополнение при определении фрактальной размерности турбулентного пламени предварительно перемешанной смеси. Эту модель будем называть динамической фрактальной моделью. Если рассматривать ядро пламени как фрактальную поверхность, фрактальную размерность D можно получить, связав следующим образом фактор извилистости пламени и равенство Германо [34] при сохранении полной фильтрованной поверхности пламени на уровне тестового фильтра и фильтра сетки:

$$\Xi(\widehat{\bar{\Delta}})\Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}) = \Xi(\hat{\Delta})\Pi(\hat{c}, \hat{\Delta}). \quad (16)$$

Используя выражение (4), перепишем уравнение (16) в виде

$$(\bar{\Delta}/\delta_c)^{\widehat{D-2}}\Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}) = (\hat{\Delta}/\delta_c)^{D-2}\Pi(\hat{c}, \hat{\Delta}). \quad (17)$$

Уравнение (17) может быть решено для фрактальной размерности D на каждом шаге по времени в каждой точке сетки в расчетной области. Однако чтобы не возникал вопрос об устойчивости решения, обычно требуется некоторая форма осреднения, подобная той, что используется при динамическом расчете константы в модели Смагоринского. Применяя условное осреднение (обозначено символом $\langle \rangle$) к уравнению (17), в пламени, ограниченном пределами от $\bar{c} = 0$ до $\bar{c} = 1$, получаем

$$\left(\frac{\hat{\Delta}}{\bar{\Delta}}\right)^{D-2} = \frac{\langle \Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}) \rangle}{\langle \Pi(\hat{c}, \hat{\Delta}) \rangle}. \quad (18)$$

Логарифмируя обе части (18) и преобразуя его, приходим к выражению

$$D = 2.0 + \frac{\log(\langle \Pi(\bar{c}, \bar{\Delta}) \rangle / \langle \Pi(\hat{c}, \hat{\Delta}) \rangle)}{\log(\hat{\Delta} / \bar{\Delta})}. \quad (19)$$

Из (19) видно, что фрактальная размерность D может быть вычислена в расчетной области в пламени в любой точке и в любой момент времени. Для того чтобы исключить любые неуместные значения, обусловленные численными ошибками при расчете фрактальной размерности, ее максимум ограничили значением 2.5.

ПРОВЕРКА МОДЕЛИ

Описание тестовой задачи

В качестве тестовой задачи рассматриваются результаты измерений на экспериментальной установке, разработанной в Университете Сиднея (рис. 1). Использовалась камера квадратного сечения 50×50 мм, длиной 250 мм, объемом 0.625 л. Эта камера представляет особый интерес ввиду своего малого объема и способности удержать распространяющееся пламя в сильнотурбулентном окружении, которое создается серией твердых препятствий, расположенных на различных расстояниях вниз по потоку от нижнего торца, где иницируется горючая смесь [12, 30]. Конструкцией установки предусмотрено расположение до трех перегородок-препятствий на удалении 20, 50 и 80 мм от точки иницирования. Твердое

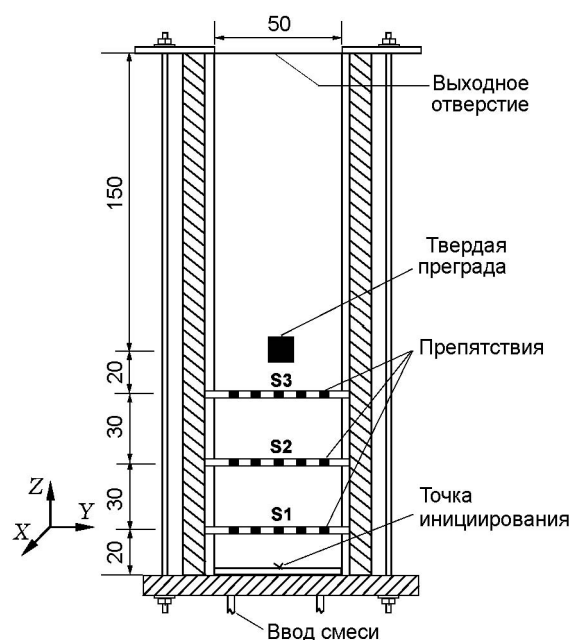


Рис. 1. Схема камеры сгорания

препятствие в виде квадратного стержня сечением 12×12 мм, размещенное в центре камеры на расстоянии 96 мм от точки иницирования и перекрывающее 24 % сечения камеры, вызывает значительное возмущение потока. Каждая перегородка состоит из пяти пластинок шириной 4 мм, расположенных поперек камеры с зазором между ними 5 мм, и перекрывает 40 % сечения. Пластинки изготовлены из листа алюминия толщиной 3 мм. Перегородки находятся под углом 90° относительно твердого препятствия. В расчетах в качестве горючего рассматривался пропан, а в экспериментах использовался сжиженный нефтяной газ состава 88 % C_3H_8 , 10 % C_3H_6 и 2 % C_4H_{10} (по объему). Коэффициент избытка горючего в смеси с воздухом составлял $\phi = 1$. Было проверено, что разница в результатах экспериментов между более дорогим чистым пропаном и сжиженным нефтяным газом мала. Процедура измерений и применяемые методы подробно изложены в работах [12, 30] и здесь не обсуждаются.

Численная процедура

Модель, описанная выше, реализована для сжимаемых сред в коде PUFFIN собственной разработки с применением метода LES [26]. Расчеты выполнялись для первоначально покоящейся пропановоздушной смеси с $\phi = 1$.

Код предназначен для решения сильносвязанных, осредненных по Фавру уравнений сжимаемых течений на сетке, адекватно описывающей границы моделируемой области, и дискретизированных методом конечных объемов. Дискретизация основана на методе контрольного объема на шахматной неоднородной декартовой сетке. Для расчета диффузионных и адвективных членов, членов с градиентом давления в уравнениях импульса, а также градиента в уравнении для поправки давления использована центрально-разностная аппроксимация второго порядка. Эту же схему применяли для расчета диффузионных членов в скалярных уравнениях сохранения. Для расчета адвективных членов в скалярных уравнениях использовали противопотоковые схемы третьего порядка QUICK и SHARP, позволяющие исключить появление осцилляций в решениях. Схему QUICK применяли также для уравнений импульса на отдельных участках расчетной области, где сетка расширяется и точный расчет течения менее важен.

Уравнения интегрировались по времени методом дробных шагов. Схема Кранка — Николсона использовалась при интегрировании по времени уравнений импульса и скалярных уравнений. На каждом временном шаге требовалось несколько итераций вследствие сильной связи уравнений друг с другом. На нижней и вертикальных стенках, для перегородок и твердого препятствия были заданы жесткие граничные условия. Для расчета вблизи стенок использовали пристеночную степенную функцию [44]. На открытом конце камеры сгорания были поставлены граничные условия свободного истечения на выходе. Применение безотражательного граничного условия, аналогичного обычному для метода LES конвективному граничному условию в несжимаемых течениях, позволило предотвратить отражение волн давления от открытого торца камеры. Начальные условия — равные нулю скорость и степень развития реакции. Иницирование моделировалось заданием степени развития реакции 0.5 внутри области радиусом 4 мм в центре дна камеры [45], с тем чтобы достичь начальную квазиламинарную фазу, соответствующую экспериментам.

Уравнения импульса, коррекции давления и скалярные уравнения, дискретизированные методом конечных объемов, решались с применением бисопряженного градиентного решателя

с MSI-формирователем. Временной шаг ограничен условием, чтобы число Куранта оставалось меньше 0.5, при этом верхний предел для шага δt должен быть 0.3 мс. Решение на каждом временном шаге требовало примерно 8 итераций для сходимости с погрешностью решения уравнений импульса менее $2.5 \cdot 10^{-5}$, для скалярных уравнений — менее $2 \cdot 10^{-3}$. Ошибка решения уравнения сохранения массы не превышала $5 \cdot 10^{-8}$.

Расчетная область

В расчетах приняты размеры камеры сгорания $50 \times 50 \times 250$ мм, внутри пламя распространяется, обходя жесткие перегородки и препятствия, на которых действуют граничные условия, как на твердой стенке. Чтобы быть уверенным, что граничное условие свободного истечения на открытом конце расчетной области выполняется и позволяет волнам сжатия, генерируемым в камере сгорания, покидать расчетную область без отражения, расчетная область была соответствующим образом расширена до 325 мм в направлениях x , y и до 250 мм в направлении z со степенью расширения сетки приблизительно 1.25. Расчеты выполнялись на трехмерной неравномерной сетке в декартовой системе координат для сжимаемого течения с малым числом Маха. Скорость химической реакции подсеточного масштаба рассчитывалась по описанным ранее моделям, результаты проверялись сопоставлением с экспериментальными данными. Для проверки влияния сетки на решение расчеты проводили при трех разрешениях сетки, а именно: грубая (0.25 млн ячеек), средняя (0.55 млн) и мелкая (2.7 млн). Установлено, что мелкая сетка наилучшим образом описывает временную зависимость давления [31]. При использовании этих трех сеток в новой динамической модели FSD мелкая сетка также наилучшим образом воспроизводила характеристики турбулентного пламени. Все расчеты выполнены на компьютере Viglen Genie с процессором Xeon® с частотой 3.1 ГГц и оперативной памятью 3 Гб. Типичное время расчета одного варианта составляло 4, 7 и 34 дня для грубой, средней и мелкой сеток соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты численного моделирования пламени дефлаграционного взрыва в камере

Таблица 1

Подсеточные модели,
используемые в данном исследовании

Номер модели	Тип модели FSD	Модельный коэффициент β	Фрактальная размерность D
1	Алгебраическая	1.2	—
2	Динамическая	—	Эмпирическая
3	—//—	—	Динамическая

сторания, показанной на рис. 1, получены с использованием алгебраической и динамической моделей FSD. При расчете фрактальной размерности для распространяющегося извилистого пламени применялась подсеточная модель для скорости химической реакции с эмпирической и динамической фрактальными подмоделями пламени. Для облегчения обсуждения полученных результатов в табл. 1 приведено подробное описание моделей. Все результаты получены на сетке высокого разрешения с числом ячеек 2.7 млн.

На рис. 2 представлены результаты LES-моделирования с использованием всех рассмотренных выше моделей и результаты измерения временной зависимости избыточного давления и положений пламени, в табл. 2 — те же результаты в конкретные моменты времени. Сравнение предсказанных избыточных давлений в рамках алгебраической и динамической моделей FSD ясно показывает различие между ними и возможности улучшения описания максимального избыточного давления. Модель 1 предсказывает максимальное избыточное давление 109.5 мбар в момент времени 10.6 мс, в эксперименте получено 138 мбар в момент времени 10.3 мс. Несмотря на то, что максимальное значение избыточного давления в мо-

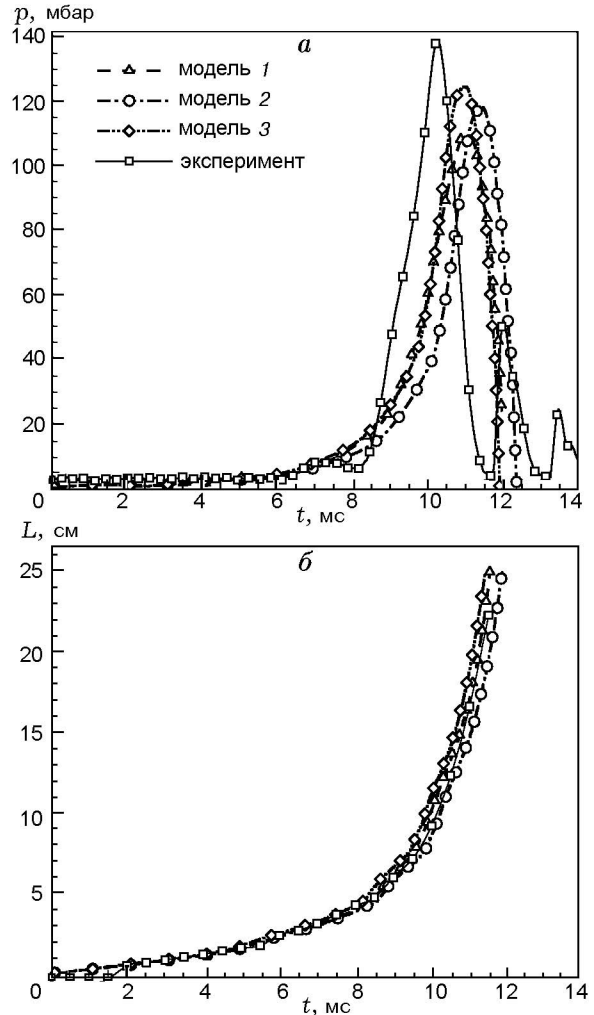


Рис. 2. Зависимости избыточного давления (а) и положения пламени (б) от времени, полученные в результате LES-моделирования с применением алгебраической и динамической моделей FSD, и результаты измерений

Таблица 2

Результаты моделирования методом LES на мелкой сетке и данные эксперимента

Номер модели	Время, мс	Избыточное давление, мбар	Положение пламени, м	Скорость распространения пламени, м/с
1	11.0	109.5	0.178	81.5
2	11.4	118.0	0.187	78.0
3	10.98	124.6	0.185	80.0
Эксперимент	10.3	138.0	0.150	56.0

дели занижено примерно на 20 %, в общем, как видно из рис. 2, *a*, изменение избыточного давления, предсказываемое моделью 1, находится в приемлемом согласии с экспериментом. Расчетные положения пламени в зависимости от времени, как видно из рис. 2, *б*, близки к измеренным значениям. Результаты расчетов по динамическим FSD-моделям, т. е. моделям 2 и 3, лучше соответствуют экспериментальным данным (см. рис. 2, табл. 2). Динамические модели 2, 3 предсказывают различное избыточное давление, что в основном связано с различием используемых эмпирической и динамической фрактальных подмоделей.

Интересно отметить, что на рис. 2 результаты, рассчитанные по модели 1, лежат между теми, что дают модели 2 и 3. Рассчитанное по модели 3 изменение избыточного давления, а также его максимальное значение лучше согласуются с экспериментальными данными, чем аналогичные результаты расчета по моделям 1 и 2. Мы полагаем, что это обусловлено вкладом неразрешенной части FSD, который учитывается в динамической модели FSD путем расчета скорости химической реакции подсеточного масштаба и динамической фрактальной размерности. Несмотря на один и тот же подход в моделях 2 и 3, результаты расчета отличаются не только от данных измерений, но и между собой, поскольку при расчете фрактальной размерности используются разные модели. Как видно из табл. 2 и рис. 2, *a*, максимальное избыточное давление согласно модели 2 составляет 118 мбар в момент времени 11.4 мс, по модели 3 — 124.6 мбар при 10.98 мс. Максимальное избыточное давление в экспериментах и во всех LES-расчетах в целом соответствует распространению пламени после зоны рециркуляции, возникающей за твердой квадратной преградой¹. Положение максимума избыточного давления соответствует положению пламени в камере сгорания.

Модели 2 и 3 занижают значение максимального избыточного давления на 15 и 10 % соответственно, несмотря на сложную природу динамических FSD-моделей. Возможно, это объясняется чувствительностью моделей к турбулентным движениям при распространении пламени между второй и третьей перего-

родками внутри камеры сгорания². Результаты измерения избыточного давления, представленные на рис. 2, *a*, демонстрируют его кратковременное уменьшение в интервале $7 \div 8$ мс, что может быть обусловлено струйным характером проникания пламени через вторую перегородку в камере сгорания. LES-расчеты с использованием моделей 1–3 не описывают этот кратковременный спад давления.

Другой причиной занижения максимального избыточного давления может быть уменьшение скорости распространения пламени с последующим ускорением [28] (здесь этот эффект не рассматривается) после столкновения пламени с квадратной преградой (между 10 и 11 мс). В течение этого интервала и достигается максимум давления. Однако в эксперименте подобное падение скорости пламени не наблюдается [28], что может быть обусловлено конечным временным разрешением видеокамеры. На результаты расчета может также влиять и используемый метод моделирования инициирования горючей смеси [48]. Однако здесь этот вопрос не обсуждается.

Дальнейший анализ связан с оценкой достоверности используемых фрактальных моделей в динамическом FSD-подходе с упором на максимальное избыточное давление, которое рассматривается как наиболее важный и уместный критерий. Поведение во времени фрактальной размерности на передней кромке фронта пламени (определяется как самое нижнее по потоку положение пламени, где осредненная по Фавру степень развития реакции равна $\tilde{c} = 0.5$), полученное с использованием эмпирической и динамической фрактальных моделей, приведено на рис. 3. Очевидно, что на ранних стадиях распространения пламени, где течение является квазиламинарным, фрактальная размерность, рассчитываемая по эмпирической модели, неадекватно велика и больше соответствует турбулентному пламени. Это может быть связано с предположением о равновесии между поверхностью пламени и турбулентными движениями, которое использовано при выводе уравнения (15), но это условие может и не выполняться на ранних стадиях формирования пламени. Однако на рис. 3 в промежутке $7 \div 7.5$ мс наблюдается явный скачок (изменение фрактальной размерности от ниж-

¹См. рис. 6 и 7, на которых показано распространение пламени непосредственно перед и в момент максимального избыточного давления.

²Увеличение рассчитанной фрактальной размерности на рис. 3 между 7 и 8 мс свидетельствует в пользу этого наблюдения.

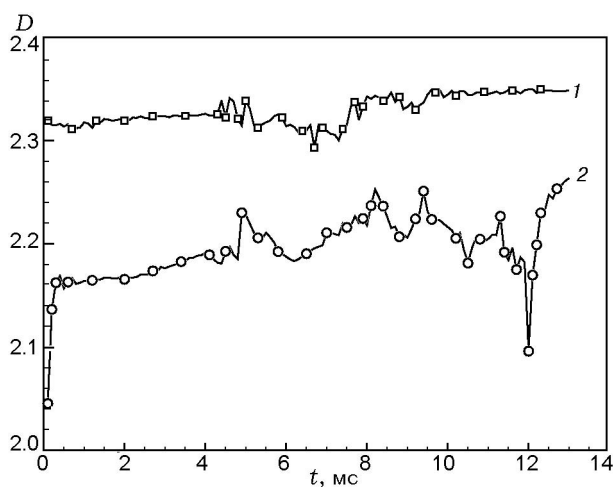


Рис. 3. Зависимость фрактальной размерности от времени на передней кромке фронта турбулентного пламени пропановоздушной смеси, распространяющегося в камере сгорания, показанной на рис. 1:

1 — эмпирическая фрактальная модель, 2 — динамическая фрактальная модель

него к верхнему уровню), который можно объяснить локальными флуктуациями интенсивности турбулентности и взаимодействием пламени с твердыми препятствиями внутри камеры.

Фрактальная размерность, рассчитываемая по динамической модели (см. рис. 3), представляется более реалистичной, так как эта модель описывает значение фрактальной размерности ламинарного пламени, реализуемое на ранних стадиях распространения пламени в камере сгорания. Нижнее значение фрактальной размерности можно связать с динамической природой расчета. Наблюдаются флуктуации предсказываемой фрактальной размерности (см. рис. 3). Это обусловлено присутствием перегородок и твердой преграды, расположенных вниз по потоку на различных расстояниях от точки инициирования. Необходимо отметить, что фрактальная размерность всегда меньше максимально возможного значения, т. е. меньше 2.5.

Модель 3 предсказывает максимум избыточного давления приблизительно в момент времени 11 мс, модель 2 — 11.4 мс, а эксперимент — в момент времени 10.3 мс. Рассматривая расчетные зависимости скорости реакции, разрешенной и неразрешенной частей FSD от осредненной по Фавру степени развития реакции для выбранных реализаций всех моде-

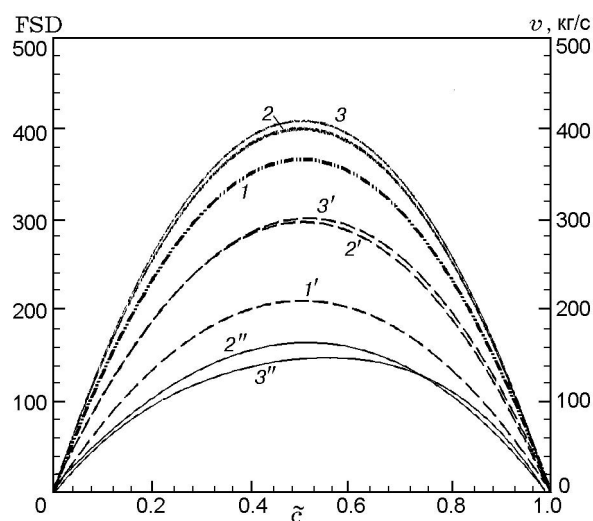


Рис. 4. Зависимости разрешенной и неразрешенной частей FSD, скорости реакции при максимальном избыточном давлении от осредненной по Фавру степени развития реакции (ζ). Расчет методом LES с использованием всех моделей:

1–3 — разрешенная часть FSD, расчет по моделям 1–3 соответственно; 1'–3' — скорость реакции, расчет по моделям 1–3 соответственно; 2'', 3'' — модель 2, неразрешенная часть FSD, расчет по моделям 2, 3 соответственно

лей, можно оценить, какими будут дальнейшие улучшения модели. Указанные зависимости, рассчитанные по моделям 1–3, приведены на рис. 4. Видно, что для модели 1 подсеточная скорость реакции меньше, чем аналогичные значения для динамических FSD-моделей 2, 3. Было установлено, что толщина ламинарного пламени, полученная в LES-расчетах, изменяется в пределах $0.27 \div 0.33$ мм, что меньше размера ячейки LES-сетки (в случае мелкой сетки типичный размер ячейки 0.75 мм). Следовательно, уменьшение предсказанной скорости подсеточного масштаба реакции в случае модели 1 не связано с толщиной факела и, возможно, обусловлено его нечувствительностью к турбулентным движениям. Ключевым фактором, определяющим чувствительность к турбулентным движениям потока, может быть простота алгебраической модели FSD и выбранное значение β по сравнению с динамическими моделями FSD. Для пояснения этого факта на рис. 4 представлен вклад разрешенной части FSD как функция осредненной по Фавру степени развития реакции. Очевидно, что разрешенные части FSD моделей 2

и 3 должны лечь на одну кривую. Однако поскольку ширина Вох-фильтра, используемого в настоящей работе, является функцией разрешения локальной сетки, которая варьируется вдоль оси камеры, ширина фильтра в моделях 2 и 3 слегка больше (≈ 1.7), чем в модели 1 (≈ 1.6), в момент максимального избыточного давления. Из рис. 4 видно, что алгебраическая модель 1 дает заниженный вклад разрешенной FSD по сравнению с динамическими моделями 2, 3. Однако не существует экспериментальных данных, которые могли бы подтвердить правильность расчета разрешенной FSD в этой ситуации. Это и есть основная причина несовершенства модели 1. Также видно, что максимальная скорость реакции достигается при степени развития реакции $\bar{c} = 0.5$, которая используется для определения положения фронта пламени.

Необходимо отметить (см. рис. 4), что, хотя методология расчета разрешенного вклада FSD по динамическим моделям аналогична, вклады все же неодинаковы, поскольку используются разные модели фрактальной размерности (эмпирическая и динамическая). Расчет мгновенного рассеянного распределения неразрешенной части FSD по динамическим моделям FSD с использованием динамической и эмпирической фрактальных моделей (не показаны здесь) является основной причиной изменения точности решений [28]. Пространственно осредненные неразрешенные вклады FSD показаны на рис. 4. Видно, что те из них, что получены по динамической фрактальной модели, имеют более высокие значения, чем и объясняется более высоким максимальным избыточным давлением. Кроме того, их профиль перекошен в сторону увеличения \bar{c} и достигает максимального значения при $\bar{c} = 0.6$. Аналогичное смещение заметно и на профиле скорости реакции, как видно из рис. 4.

Асимметрия пространственно осредненного профиля неразрешенной FSD в сторону увеличения степени развития реакции (см. рис. 4), полученная с использованием динамической фрактальной модели, связана исключительно с динамической природой модели, учитывающей информацию о локальном течении при расчете фрактальной размерности. Как было сказано в параграфе «Математическая модель», в случае эмпирической фрактальной модели фрактальная размерность рассчитывалась в предположении равновесной ситуации образования скла-

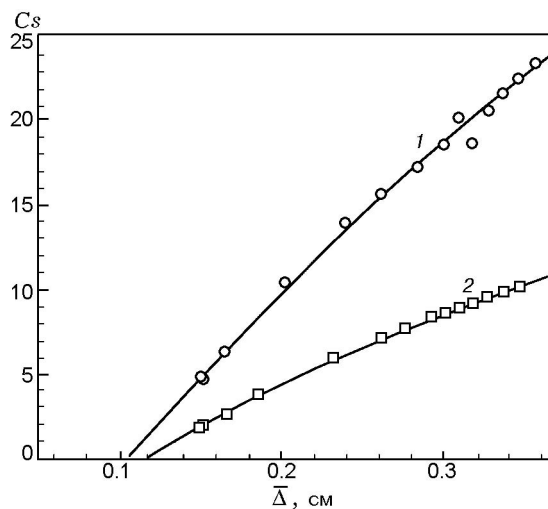


Рис. 5. Зависимость модельного коэффициента C_s от ширины фильтра (Δ), применявшегося при LES-моделировании:

1 — расчет фрактальной размерности по динамической фрактальной модели, 2 — по эмпирической фрактальной модели

док на поверхности фронта пламени, обусловленного турбулентными движениями, и сглаживания фронта пламени, вызванного ламинарным горением. Очевидно, это можно определить из модельной константы C_s (13), которая прежде всего связана с фрактальной размерностью, внешним и внутренним ограничивающими пределами. Известно несколько значений внутреннего ограничивающего предела, в настоящем анализе он выбран равным трем толщинам ламинарного пламени, согласно работе [27]. Ширина LES-фильтра рассматривается как внешний ограничивающий масштаб. Модельная константа C_s как функция ширины фильтра, рассчитанная по двум фрактальным моделям, представлена на рис. 5. Необходимо отметить, что эти значения также получены для передней кромки распространяющегося пламени. Точки на рис. 5 — это реальные значения модельных констант, линия — аппроксимирующий полином. Из рисунка ясно, что фрактальная размерность имеет большее влияние на модельную константу, которая, в свою очередь, влияет на неразрешенную часть FSD, определяемую с использованием динамической фрактальной модели. Однако подтверждающих это экспериментальных данных или результатов прямого численного моделирования нет.

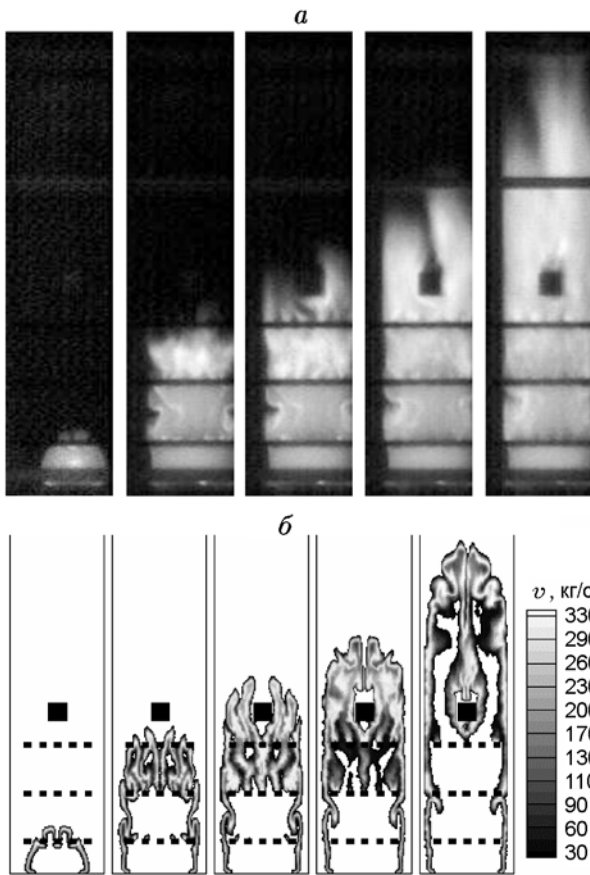


Рис. 6. Экспериментальные изображения структуры пламени, полученные высокоскоростной видеокамерой, в моменты времени после инициирования 6, 9.5, 10, 10.5, 11.0 мс (*a*) и изолинии скорости реакции (*б*), полученные при LES-моделировании (модель 3)

На рис. 6, *a* приведены изображения пламени, полученные высокоскоростной видеокамерой, на рис. 6, *б* — структура пламени в виде скорости химической реакции, рассчитанной по модели 3 в те же моменты времени, что и изображения. В целом структура пламени и скорость, а также механизм, по которому пламя обходит твердые препятствия, проходит через зазор между препятствием и стен-

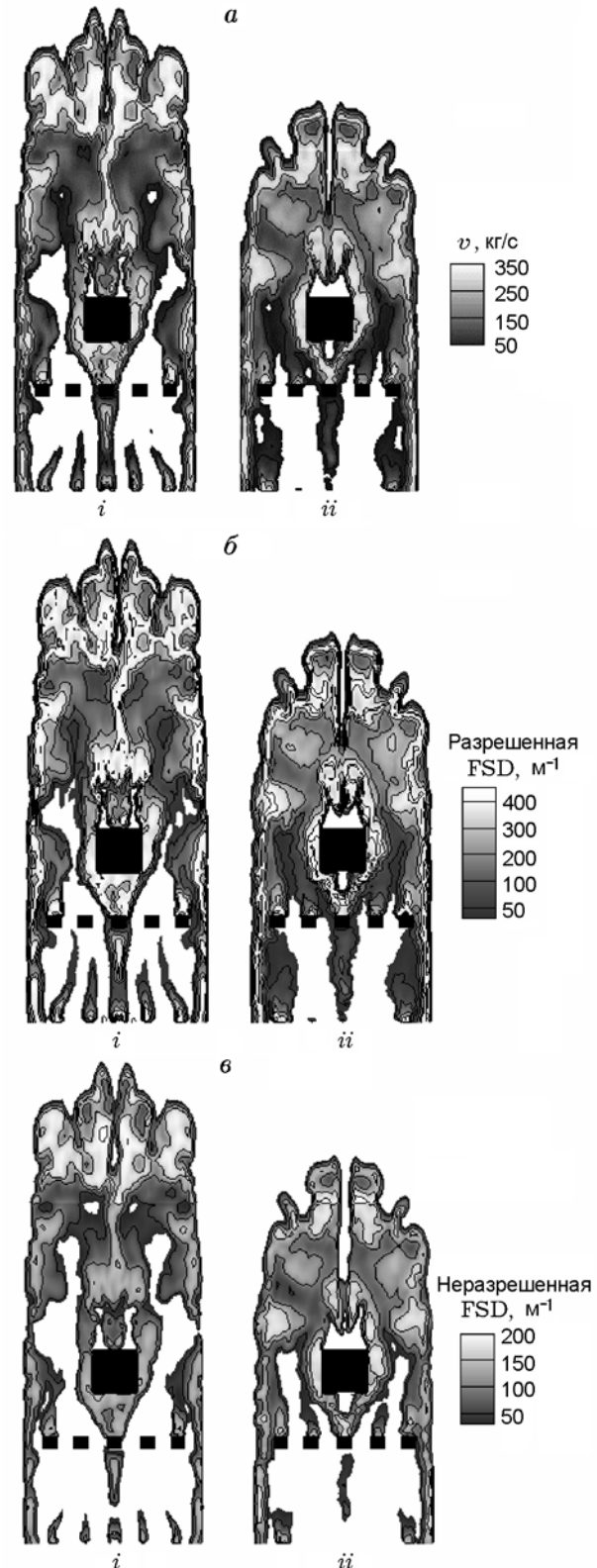


Рис. 7. Изолинии скорости реакции (*a*), разрешенная (*б*) и неразрешенная (*в*) части FSD при максимальном избыточном давлении в моменты времени 11.4 и 11.0 мс соответственно, полученные по динамической модели FSD с использованием эмпирической (*i*) и динамической (*ii*) фрактальных размерностей

ками камеры и распространяется дальше, хорошо описываются расчетом. Такое хорошее согласие между расчетом и экспериментом в основном обусловлено вкладом неразрешенной FSD в среднюю скорость химической реакции в этой модели. Из рис. 6, б видно, что динамическая FSD-модель способна предсказать области с высоким подсеточным вкладом FSD.

На рис. 7 приведены изолинии скорости реакции, разрешенной и неразрешенной FSD, полученные по моделям 2 и 3 в максимуме избыточного давления. Вклады разрешенной FSD в скорость реакции близки при расчете по обоим динамическим моделям FSD, поскольку обе основаны на концепции ламинарных микропламен с похожей формулировкой. Вклады неразрешенной FSD по-разному предсказываются в различных областях пламени динамическими моделями 2, 3, поскольку в них используются разные фрактальные подмодели. Это еще раз подтверждает важность вкладов неразрешенной FSD в увеличение общей средней скорости реакции.

В целом численный расчет с применением обеих динамических моделей FSD хорошо описывает распространение турбулентного пламени предварительно перемешанной смеси, а также взаимодействие между пламенем, течением и твердыми препятствиями. Результаты расчета по динамической модели FSD с динамической фрактальной подмоделью находятся в очень хорошем согласии с данными экспериментов. Значение максимума избыточного давления и время его достижения немного не согласуются с экспериментом, однако это несоответствие, вероятно, можно устранить, если избавиться от ошибок, связанных с расчетом фрактальной размерности, в частности с выбором подходящего нижнего ограничивающего масштаба. Планируются дальнейшие исследования с целью определения предсказательной способности этой модели для различных конфигураций течения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен численный расчет распространения нестационарного турбулентного пламени предварительно перемешанной пропановоздушной смеси методом крупных вихрей с использованием двух моделей подсеточного масштаба для скорости реакции, основанных на концепции ламинарных микропламен, а именно динамической и алгебраической моделей FSD.

Разработанная динамическая модель FSD реализована в собственном LES-коде и проверена сравнением с опубликованными результатами экспериментов. Для рассмотрения турбулентного пламени как фрактальной поверхности в динамическую модель FSD введены две подмодели для определения фрактальной размерности, а именно эмпирическая и динамическая. Полученные результаты проверены сравнением с экспериментальными данными по распространению пламени внутри лабораторной взрывной камеры со встроенными твердыми препятствиями.

Установлено, что модельный коэффициент β в алгебраической FSD-модели является параметром, чувствительным к турбулентным движениям. Поэтому рассчитанные характеристики пламени плохо согласуются с экспериментальными данными. Кроме того, показано, что ранние стадии развития пламени чувствительны к глобальному коэффициенту извилистости пламени, который пропорционален модельной константе β в алгебраической модели FSD.

Хотя начальные условия во всех модельных расчетах одинаковы, на начальной стадии пламени обнаружено неповторяющееся его поведение, которое влияет на последующие характеристики пламени. Также установлено, что вклад неразрешенной части FSD сразу после иницирования оказывает значительное влияние на распространение пламени на поздних стадиях. Динамическая модель FSD, включающая в себя динамическую фрактальную подмодель, позволяет увеличить фрактальную размерность по мере того, как пламя прогрессирует от момента иницирования до полного развития. Обнаружено, что модельная константа C_s постепенно возрастает с шириной фильтра, используемого в расчетах. Однако, чтобы подтвердить эту тенденцию, необходимы экспериментальные данные или результаты прямых численных расчетов. В целом динамическая модель FSD, представленная в работе, корректно предсказывает скорость реакции подсеточного масштаба, глобальные характеристики дефлаграции и создаваемое избыточное давление.

ЛИТЕРАТУРА

1. Moen I. O., Lee H. S., Hjertager B. H., Fuhre K., Eckhoff R. K. Pressure development due to turbulent flame propagation in large-scale

- methane-air explosions // *Combust. Flame.* — 1982. — V. 47. — P. 31–52.
2. **Hjertager B. H., Fuhre K., Bjørkhaug M.** Concentration effects on flame acceleration by obstacles in large-scale methane-air and propane-air vented explosions // *Combust. Sci. Technol.* — 1988. — V. 62. — P. 239–256
 3. **Phylaktou H., Andrews G. E.** The acceleration of flame propagation in a tube by an obstacle // *Combust. Flame.* — 1991. — V. 85. — P. 363–379.
 4. **Lindstedt R. P., Sakthitharan V.** Time resolved velocity and turbulence measurements in turbulent gaseous explosions // *Combust. Flame.* — 1998. — V. 114. — P. 469–483.
 5. **Мольков В. В., Агафонов В. В., Александров С. В.** Дефлаграция в негерметичном объеме с внутренними препятствиями // *Физика горения и взрыва.* — 1997. — Т. 33, № 4. — С. 31–38.
 6. **Fairweather M., Hargrave G. K., Ibrahim S. S., Walker D. G.** Studies of premixed flame propagation in explosion tubes // *Combust. Flame.* — 1999. — V. 116. — P. 504–518.
 7. **Masri A. R., Ibrahim S. S., Nehzat N., Green A. R.** Experimental study of premixed flame propagation over various solid obstructions // *Exp. Therm. Fluid Sci.* — 2000. — V. 21. — P. 109–116.
 8. **Ibrahim S. S., Hargrave G. K., Williams T. C.** Experimental investigation of flame/solid interactions in turbulent premixed combustion // *Exp. Therm. Fluid Sci.* — 2001. — V. 24. — P. 99–106.
 9. **Bradley D., Cresswell T. M., Puttock J. S.** Flame acceleration due to flame induced instabilities in large-scale explosions // *Combust. Flame.* — 2001. — V. 124. — P. 551–559.
 10. **Ibrahim S. S., Masri A. R.** The effects of obstructions on overpressure resulting from premixed flame deflagration // *J. Loss Prevention in the Process Industries.* — 2001. — V. 14. — P. 213–221.
 11. **Masri A. R., Ibrahim S. S., Cadwallader B. J.** Measurements and large eddy simulation of propagating premixed flames // *Exp. Therm. Fluid Sci.* — 2006. — V. 30. — P. 687–702.
 12. **Hall R., Masri A. R., Yaroshchik P., Ibrahim S. S.** Effects of position and frequency of obstacles on turbulent premixed propagating flames // *Combust. Flame.* — 2009. — V. 156. — P. 439–446.
 13. **Patel S., Jarvis S., Ibrahim S. S., Hargrave G. K.** An experimental and numerical investigation of premixed flame deflagration in a semi-confined explosion chamber // *Proc. Combust. Inst.* — 2002. — V. 29. — P. 1849–1854.
 14. **Макаров Д. В., Мольков В. В.** Моделирование динамики газового взрыва в невентилируемом сосуде методом крупных вихрей // *Физика горения и взрыва.* — 2004. — Т. 40, № 2. — С. 13–23.
 15. **Gubba S. R., Ibrahim S. S., Malalasekera W., Masri A. R.** LES modelling of premixed deflagrating flames in a small scale vented explosion chamber with a series of solid obstructions // *Combust. Sci. Technol.* — 2008. — V. 180. — P. 1936–1955.
 16. **Di Sarli V., Di Benedetto A., Russo G., Jarvis S., Long E. J., Hargrave G. K.** Large eddy simulations and PIV measurements of unsteady premixed flames accelerated by obstacles // *Flow Turbul. Combust.* — 2009. — V. 83. — P. 227–250.
 17. **Di Sarli V., Di Benedetto A., Russo G.** Using large eddy simulation for understanding vented gas explosions in the presence of obstacles // *J. Hazard. Mater.* — 2009. — V. 169. — P. 435–442.
 18. **Pitsch H., De Lageneste D.** Large-eddy simulation of premixed turbulent combustion using a level-set approach // *Proc. Combust. Inst.* — 2002. — V. 29. — P. 2001–2008.
 19. **Charlette F., Meneveau C., Veynante D.** A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion. Part II: Dynamic formulation // *Combust. Flame.* — 2002. — V. 131. — P. 181–197.
 20. **Bray K. N. C.** Studies of turbulent burning velocity // *Proc. Roy. Soc. London. Ser. A.* — 1990. — V. 431. — P. 315.
 21. **Pope S. B.** The evolution of surfaces in turbulence // *Intern. J. Eng. Sci.* — 1988. — V. 26. — P. 445–469.
 22. **Kerstein A., Ashurst W., Williams F.** Field equation for interface propagation in an unsteady homogeneous flow field // *Phys. Rev., A.* — 1998. — V. 37. — P. 2728–2731.
 23. **Veynante D., Poinot T.** Large eddy simulations of the combustion instabilities in turbulent premixed burners // *Annu. Res. Briefs, Center for Turbulence Research.* — 1997. — P. 253–275.
 24. **Möller S. I., Lundgren E., Fureby C.** Large eddy simulations of unsteady combustion // *Proc. Combust. Inst.* — 1996. — V. 26. — P. 241–248.
 25. **Boger M., Veynante D., Boughanem H., Trounev A.** Direct numerical simulation analysis of flame surface density concept for large eddy simulation of turbulent premixed combustion // *Proc. Combust. Inst.* — 1998. — V. 27. — P. 917–925.
 26. **Kirkpatrick M. P., Armfield S. W., Masri A. R., Ibrahim S. S.** Large eddy simulation of a propagating turbulent premixed flame // *Flow Turbul. Combust.* — 2003. — V. 70. — P. 1–19.
 27. **Knikker R., Veynante D., Meneveau C.** A dynamic flame surface density model for large eddy simulation of turbulent premixed combustion // *Phys. Fluids.* — 2004. — V. 16. — P. L91–L94.

28. **Gubba S. R.** Development of a dynamic LES model for premixed turbulent flames: PhD thesis. — Loughborough University, UK, 2009.
29. **Kirkpatrick M. P.** A large eddy simulation code for industrial and environmental flows: PhD thesis. — School of Aerospace Mechanical and Mechatronics eng., University of Sydney, Australia, 2002.
30. **Kent J. E., Masri A. R., Starner S. H., Ibrahim S. S.** A new chamber to study premixed flame propagation past repeated obstacles // 5th Asia-Pacific Conf. on Combustion, The University of Adelaide, Australia, 2005.
31. **Gubba S. R., Ibrahim S. S., Malalasekera W., Masri A. R.** An assessment of large eddy simulations of premixed flames propagating past repeated obstacles // *Combust. Theory Modelling*. — 2009. — V. 13. — P. 513–540.
32. **Smagorinsky J.** General circulation experiments with the primitive equations, I, The basic experiment // *Monthly Weather Rev.* — 1963. — V. 91. — P. 99–164.
33. **Moin P., Squires K., Cabot W., Lee S.** A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport // *Phys. Fluids. A.* — 1991. — V. 3. — P. 2746–2757.
34. **Germano M., Piomeli U., Moin P., Cabot W. H.** A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model // *Ibid.* — P. 1760–1765.
35. **Flames in Stagnating Turbulence in Turbulent Reacting Flows** / K. N. C. Bray, M. Champion, P. A. Libby (Eds). — New York: Springer Publ., 1989. — P. 541–563.
36. **Hawkes E. R.** Large eddy simulations of premixed turbulent combustion: Ph.D. thesis. — University of Cambridge, UK, 2000.
37. **Knikker R., Veynante D., Meneveau C.** A priori testing of a similarity model for large eddy simulations of turbulent premixed combustions // *Proc. Combust. Inst.* — 2002. — V. 29. — P. 2105–2111.
38. **Bardina J., Ferziger J., Reynolds W.** Improved subgrid scales models for large eddy simulations // 13th Fluid and Plasma Dynamics Conf., Snowmass, Colorado. — AIAA Paper N 80-1357. — 1980.
39. **Nottin C., Knikker R., Boger M., Veynante D.** Large eddy simulations of an acoustically excited turbulent premixed flame // *Proc. Combust. Inst.* — 2000. — V. 28. — P. 67–73.
40. **North G. L., Santavicca D. A.** The fractal nature of premixed turbulent flames // *Combust. Sci. Technol.* — 1990. — V. 72. — P. 215.
41. **Fureby C.** A fractal flame-wrinkling large eddy simulation model for premixed turbulent combustion // *Proc. Combust. Inst.* — 2005. — V. 30. — P. 593–601.
42. **Bilger R. W., Pope S. B., Bray K. N. C., Driscoll J. F.** Paradigms in turbulent combustion research // *Proc. Combust. Inst.* — 2005. — V. 20. — P. 21–42.
43. **Patel S. N. D. H., Ibrahim S. S.** Burning velocities of propagating turbulent premixed flames // *Proc. 1st Intern. Symp. on Turbulence and Shear Phenomena*, 1999. — P. 837.
44. **Werner H., Wengle H.** Large-eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plate channel // 8th Symp. on Turbulent Shear Flows, Munich, Germany, 1991.
45. **Bradley D., Lung F. K. K.** Spark ignition and the early stages of turbulent flame propagation // *Combust. Flame.* — 1987. — V. 69. — P. 71–93.

Поступила в редакцию 4/V 2011 г.