

УДК 536.46

РАДИАЦИОННОЕ ПОГАСАНИЕ ЛАМИНАРНОГО ДИФфуЗИОННОГО ПЛАМЕНИ НАД ПЛОСКОЙ ПОРИСТОЙ ГОРЕЛКОЙ В УСЛОВИЯХ НЕВЕСОМОСТИ. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Е. А. Кузнецов, А. Ю. Снегирёв, Е. С. Маркус

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург
a.snegirev@phmf.spbstu.ru

Численно исследована динамика формирования и погасания ламинарных диффузионных пламен метана и этилена, образующихся в окислительной среде в невесомости над поверхностью плоской пористой горелки. Расчеты воспроизводят условия экспериментов, выполняющихся в рамках проекта BRE — Фламенко программы АСМЕ, нацеленной на исследование горения при отсутствии гравитации. Трехмерная нестационарная модель, учитывающая многостадийные и многокомпонентные химические механизмы окисления горючих, образование и окисление сажи, а также тепловое излучение продуктов сгорания, апробирована для струйного ламинарного диффузионного пламени метана в условиях нормальной гравитации и для пламени этилена в условиях кратковременной невесомости при свободном падении в испытательной башне. Расчеты пламен, формирующихся при длительной невесомости, выполнены для диапазона расходов горючего, характерного для горения твердых и жидких горючих материалов. Во всех рассмотренных случаях горение протекает в нестационарном режиме, несмотря на постоянный расход горючего. Стадия роста пламени сопровождается непрерывным снижением температуры в зоне реакции из-за теплопотерь излучением с последующим локальным погасанием, пульсациями пламени и полным прекращением горения. Показано влияние вида и расхода горючего на длительность существования пламени и динамику его распада. Выявлена чувствительность результатов расчетов к используемому химическому механизму. Установлено, что доля энергии, излучаемой пламенем в невесомости, на порядок превышает соответствующее значение для пламени в условиях нормальной гравитации. Показано, что лучистые теплопотери являются причиной потери устойчивости и погасания пламени.

Ключевые слова: ламинарное диффузионное пламя, невесомость, тепловое излучение, радиационное погасание.

DOI 10.15372/FGV20200403

ВВЕДЕНИЕ

Структура, динамика и пределы устойчивого существования ламинарного диффузионного пламени, создаваемого одним и тем же источником в условиях невесомости и нормальной гравитации, очень сильно отличаются. В самом деле, на примере горения свечи уже в работе [1] были выявлены особенности пламени, формирующегося в невесомости. В течение короткого промежутка времени, когда происходит воспламенение, пламя имеет ярко-желтый

цвет. В последующие несколько секунд оно удаляется от фитиля и принимает форму сферического фрагмента. Зона наибольшей мощности тепловыделения смещается к вершине пламени, толщина зоны реакции увеличивается, а температура снижается, в результате чего цвет пламени становится голубым. При этом установлена возможность длительного практически стационарного горения свечи в неподвижной окружающей среде в достаточно большом объеме. Наконец, если горение протекает в ограниченном объеме и из-за постепенного расходования кислорода происходит погасание, то в течение нескольких секунд перед исчезновением пламя пульсирует.

Предметом исследования в данной работе является диффузионное пламя над плоской по-

Работа выполнена при поддержке АО «ЦНИИ-маш» госкорпорации «Роскосмос», Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-08-00478) и АНО «ПожароВзрывоБезопасность» (Санкт-Петербург).

© Кузнецов Е. А., Снегирёв А. Ю., Маркус Е. С., 2020.

ристой горелкой, разработанной в Университете Мериленда (США) для имитации свойств конденсированных горючих материалов [2–5] и в связи с этим получившей название имитатора горячей поверхности (Burning Rate Emulator, BRE). Отличие рассматриваемого сценария от горения свечи заключается в том, что размер источника горючего газа (поверхности горелки) достаточно велик и сопоставим с размером пламени. Несмотря на такое отличие, эксперименты в условиях кратковременной невесомости, выполненные в испытательной башне [2–5], показали, что в течение нескольких секунд пламя также принимает форму, близкую к сферической.

Малая длительность наблюдения в наземных экспериментах оставляет открытым вопрос о возможности и критических условиях существования стационарного пламени над рассматриваемой горелкой. Для ответа на этот вопрос запланирована серия экспериментов в постановке BRE — Фламенко в рамках действующей программы ACME, нацеленной на исследование горения в условиях космического полета [6, 7]. В данной работе выполнены численные расчеты формирования, роста и погасания пламени данного типа с помощью детальной модели, учитывающей многостадийные и многокомпонентные химические механизмы окисления горючего газа, образование и окисление сажи, а также тепловое излучение продуктов сгорания.

Цель данной работы — численное исследование структуры и динамики ламинарного диффузионного пламени, формирующегося при выделении горючего газа на плоской поверхности в условиях невесомости. Решаются следующие задачи.

Во-первых, отрабатывается методика численного моделирования данного типа пламени средствами расчетного кода ANSYS Fluent [8]. Валидация данной методики выполняется путем сравнения результатов расчетов с данными измерений температуры и концентрации сажи [9], выполненных в струйном ламинарном диффузионном пламени в условиях нормальной гравитации. Следует отметить, что ранее опубликованные многочисленные расчеты пламен данного типа выполнялись в двумерной осесимметричной постановке. Однако для исследования нестационарной динамики пламени трехмерная постановка задачи имеет принципиальное значение. Насколько известно авто-

рам, примеры трехмерного численного моделирования данного типа пламени в литературе к настоящему времени отсутствуют, и опыт расчетов, представленный в данной работе, является новым.

Во-вторых, воспроизводятся условия экспериментов [2, 4] (кратковременная невесомость при падении в испытательной башне) и демонстрируется хорошее согласие результатов расчетов с наблюдавшейся в эксперименте динамикой роста пламени, а также с имеющимися измерениями теплового потока от пламени. Это указывает на пригодность используемой модели для предсказания динамики диффузионного пламени в невесомости, по крайней мере на начальной стадии его устойчивого роста.

В-третьих, выполняются расчеты горения двух горючих газов (метан и этилен) в условиях длительной невесомости для ответа на вопрос о возможности стационарного режима. Оказалось, что в сценариях, рассмотренных в данной работе, стационарный режим не реализуется и пламя гаснет. Исследование динамики пламени показало, что причиной погасания является чрезвычайно высокий уровень радиационных тепловых потерь, существенно превышающий уровень тепловых потерь излучением, характерный для аналогичного пламени в условиях нормальной гравитации. Это позволяет заключить, что критические условия погасания должны соответствовать пределу радиационного погасания диффузионного пламени, имеющего место в условиях исчезающе малой деформации поля скорости.

Возможность радиационного погасания диффузионного пламени в условиях невесомости экспериментально и теоретически была продемонстрирована в ряде исследований, в числе первых можно назвать работу [10]. Радиационное погасание ламинарного диффузионного пламени в пограничном слое вблизи поверхности конденсированного горючего рассмотрено в работе [11], где средствами асимптотического анализа в пределе большой энергии активации получено критическое условие погасания. В работе [12] критические условия радиационного погасания диффузионного пламени (как и условия срыва пламени при большой деформации поля скорости) исследованы с помощью приближенной модели реактора идеального перемешивания. Отметим, что в перечисленных выше работах аналитическая тео-

рия строилась в рамках допущения об одностадийной глобальной реакции. Радиационное погасание диффузионного пламени вокруг капель жидкого топлива исследовано в работах [13–15] и ряде других. Эксперименты по радиационному погасанию метана и этилена в пламени вокруг сферической пористой горелки диаметром 1.9 см выполнены в работе [16]. В работе [17] экспериментально и численно (с помощью одномерной модели) изучалось радиационное погасание пламени этилена и пропана вокруг сферической пористой горелки диаметром 6.4 мм.

Динамика радиационного погасания диффузионного пламени над поверхностью плоской пористой горелки к настоящему времени не исследована, а соответствующие примеры трехмерных численных расчетов в литературе отсутствуют. В данной работе, являющейся продолжением [18], мы используем результаты ранее выполненных наземных экспериментов с горелкой BRE в условиях кратковременной невесомости при падении в испытательной башне. Результаты орбитальных экспериментов, выполненных на МКС в 2019 г., предполагается проанализировать в последующих публикациях.

1. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Численное моделирование ламинарного диффузионного пламени в условиях нормальной гравитации и в невесомости выполняется с использованием гидродинамического кода ANSYS Fluent 18.2 [8]. Течение газовой фазы рассчитывается методом прямого численного моделирования, предполагающего разрешение всех пространственных и временных масштабов. Нестационарные уравнения Навье — Стокса, уравнение неразрывности и уравнения переноса массы компонентов решаются по схеме совместной дискретизации уравнений движения и уравнения для поля давления, удовлетворяющего дискретному уравнению неразрывности (решатель типа Pressure-based, схема Coupled). Аппроксимация уравнения для поля давления выполняется с помощью схемы второго порядка точности, аппроксимация уравнений переноса импульса, энтальпии и массы компонентов — с помощью противопоточных схем второго порядка (Second Order Upwind), уравнения метода дискретных ординат — с помощью противопоточных схем первого порядка (First Order Upwind). Исполь-

зуется ограниченная неявная аппроксимация по времени второго порядка (Bounded Second Order Implicit).

Кинетика химических реакций моделируется с использованием двух многостадийных химических механизмов, учитывающих наиболее важные реакции, сопровождающие горение метана и этилена. Механизм DRM22 [19] предназначен для расчетов горения природного газа и представляет собой сокращенную версию механизма GRI-Mech 1.2, включающую в себя 24 компонента смеси и 104 реакции между ними. Второй механизм (USC-Mech II sk32) представляет собой сокращенную (скелетную) версию детального механизма окисления этилена USC-Mech II и состоит из 32 компонентов и 206 реакций [20, 21]. Отметим, что в оба механизма входят реакции с участием CH_4 и C_2H_4 . В связи с этим в данной работе каждый из указанных механизмов применяется в расчетах горения как метана, так и этилена. Сравнение результатов расчетов, выполненных с использованием разных химических механизмов, приведено ниже.

Для расчета концентраций компонентов применяется решатель Stiff Chemistry Solver, обеспечивающий устойчивость численного решения жестких систем уравнений, характерных для задач химической кинетики. В данном алгоритме на первом дробном шаге уравнение переноса компонентов решается без учета химических реакций. Вклад химических реакций учитывается на отдельном дробном шаге, на котором обыкновенные дифференциальные уравнения интегрируются по времени. При этом используется ускоряющий алгоритм ISAT (In-Situ Adaptive Tabulation), позволяющий табулировать, накапливать и повторно использовать информацию о концентрациях компонентов и благодаря этому сокращать объем вычислений, выполняемых при численном интегрировании дифференциальных уравнений.

Химические механизмы загружаются в ANSYS Fluent в формате CHEMKIN. Каждая реакция представлена набором реагентов, продуктов, а также предэкспоненциальным множителем и энергией активации, необходимыми для расчета скорости реакции. Вместе с файлами кинетических параметров загружаются файлы термодинамических свойств и молекулярных параметров для расчета коэффициентов молекулярного переноса.

Параметры молекулярного переноса (коэффициенты диффузии, теплопроводности и

вязкости) всех компонентов смеси вычисляются с помощью классических формул кинетической теории разреженных газов. Диффузионные потоки компонентов смеси вычисляются с помощью закона Фика. Для каждого компонента с учетом парных коэффициентов диффузии и молярных долей компонентов вычисляется эффективный коэффициент, соответствующий диффузии данного компонента в смеси. Термодиффузия не учитывается. Коэффициенты вязкости и теплопроводности смеси также вычисляются с учетом соответствующих коэффициентов для индивидуальных компонентов и их молярных долей по модели идеального газа.

Расчет радиационного переноса выполняется методом дискретных ординат. Чтобы обеспечить более равномерное распределение интенсивности по телесному углу, были удвоены значения параметров угловой дискретизации, используемые в ANSYS Fluent по умолчанию. Уравнение переноса энергии излучения решается на каждом шаге по времени. Спектральные свойства продуктов сгорания (H_2O , CO_2 и сажа) приближенно учитываются при вычислении эффективного коэффициента поглощения смеси методом взвешенной суммы серых газов. При этом используется постоянное значение средней длины пути луча, которое задается исходя из характерного размера пламени. Расчеты, приведенные в данной работе, выполнены при длине пути луча, равной 11 мм для струйного пламени и 50 мм для пламени над горелкой BRE. Отметим, что в работе [22] предложен метод динамического определения длины пути луча, учитывающий изменение размера пламени с течением времени.

Образование сажи рассчитывается по модели Мосса — Брукса [23]. Определяющую роль для прогноза скорости образования сажи играет способ расчета концентрации прекурсора (см., в частности, работу [24]). Используемые в данной работе химические механизмы имеют в составе смеси ацетилен, расчетная концентрация которого используется в качестве концентрации прекурсора. Расчет окисления сажи выполняется с помощью модели Фенимора — Джонса [25], в качестве концентрации окислителя выступает актуальная концентрация OH .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

2.1. Струйное пламя в условиях земной гравитации

Для валидации расчетной методики и определения требований к сеточному разрешению были выполнены трехмерные расчеты горения метана в ламинарном диффузионном пламени в условиях нормальной гравитации. Напомним, что ранее опубликованные расчеты пламен данного типа выполнялись только в двумерной осесимметричной постановке.

Рассмотрено стационарное струйное пламя, возникающее при истечении метана вверх из вертикальной цилиндрической трубки (лапунь, внутренний диаметр 11.1 мм, толщина стенки 0.8 мм) в спутном потоке воздуха. Геометрия расчетной области (рис. 1), начальные и граничные условия соответствуют экспериментам, представленным в серии работ К. Смита и др. (см., в частности, [26]). Спутный поток воздуха создается в цилиндрическом канале (внешний диаметр 102 мм, высота 200 мм), расположенном соосно с газовой трубкой, и проходит через металлическую сетку,

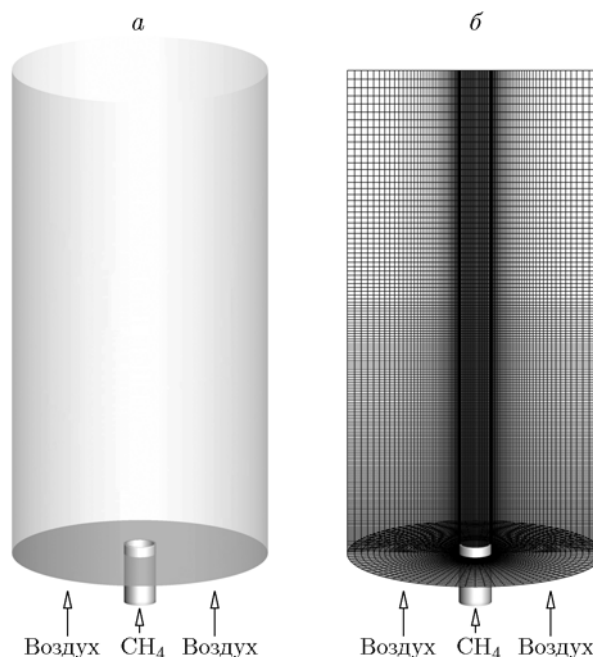


Рис. 1. Постановка задачи для расчета ламинарного струйного пламени метана в спутном потоке воздуха:

a — расчетная область, *б* — расчетная сетка

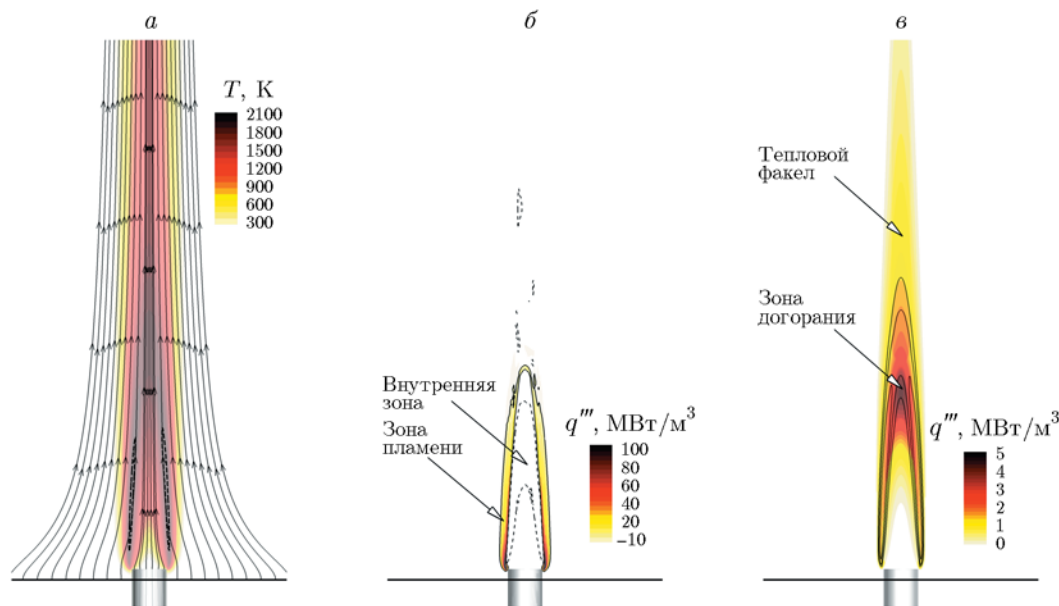


Рис. 2. Расчетная структура ламинарного струйного пламени:

a — поле температуры и линии тока в осевой плоскости, пунктирная линия соответствует температуре 2050 K; *б* — объемная мощность тепловыделения, сплошная линия — 10 МВт/м^3 , пунктирная — -0.1 МВт/м^3 ; *в* — эмиссия теплового излучения, линии соответствуют температурам 1800, 1900 и 2000 K

способствующую формированию равномерного профиля скорости. Горизонтальная плоскость, в которой расположена сетка, принималась в качестве входной границы для спутного потока. В расчетах рассматривается лишь короткий участок газовой трубки, длина которого ниже уровня сетки составляла 2 см. Выходное сечение трубки располагалось на высоте 4 мм над уровнем сетки. Входные профили скорости метана в нижнем сечении трубки и воздуха на уровне сетки полагали равномерными. Расходы метана (4.919 мг/с) и воздуха (0.7535 г/с) задавали такими, чтобы скорости их истечения были близки и составляли примерно 7.9 см/с при температуре 300 K.

Внешние границы расчетной области открыты для воздуха, температура которого задана равной температуре спутного потока на входе. Начальные условия соответствуют сухому воздуху при нормальном атмосферном давлении и входной температуре спутного потока. В расчетах использовали как стационарный, так и нестационарный решатели. Результаты расчетов практически совпадают при условии достаточной малости шага по времени, используемого нестационарным решателем.

Для реализации зажигания температура горючего на входе задавалась равной 1000 K.

Последующее снижение температуры горючего на входе не оказывало заметного влияния на пламя, что обусловлено малым вкладом горючего в массу продуктов сгорания.

Расчеты показали, что если температура воздуха на входе ниже 400 K, то пламя теряет устойчивость и в нем возникают осцилляции, сопровождающиеся периодическим отрывом верхушки пламени. Данное явление (известное под названием flickering) в рассматриваемом эксперименте не наблюдалось. По-видимому, устойчивость пламени связана с тем, что эксперименты были достаточно продолжительными, чтобы за это время происходил значительный разогрев конструкции горелки и металлической сетки, которая, в свою очередь, подогревала спутный поток (соответствующие значения температуры неизвестны). С учетом этого приведенные ниже расчеты стационарного пламени выполнялись при входной температуре спутного потока 400 K (значение расхода сохранялось равным указанному выше).

Полученная в расчетах структура стационарного пламени представлена на рис. 2. Форма пламени согласуется с результатами экспериментов и ранее опубликованными результатами расчетов, выполненных в двумерной осе-

симметричной области. В пламени и в тепловом факеле имеет место ускоряющееся восходящее движение реагентов и продуктов сгорания (рис. 2, *а*). Максимальная температура пламени равна 2100 К, что также согласуется с данными экспериментов.

В структуре пламени можно выделить три зоны (см. рис. 2).

1. Внутренняя зона — коническая область над срезом горелки, заполненная горючим и продуктами его разложения. Горение в этой зоне отсутствует из-за недостатка окислителя. Протекающие реакции являются эндотермическими, а мощность тепловыделения — отрицательной (рис. 2, *б*).

2. Зона пламени, имеющая форму полого конуса. Здесь происходят термическое разложение горючего и его частичное сгорание. Пик мощности тепловыделения имеет место на нижней границе данной зоны — в кольцевой области около среза горелки, в которой встречаются потоки горючего и окислителя. Максимальная температура достигается на боковой поверхности зоны пламени в области, очерченной штриховой линией на рис. 2, *а*.

3. Зона догорания, расположенная вблизи вершины пламени. Здесь происходит догорание продуктов разложения горючего и достигаются максимальные значения концентрации сажи и эмиссии теплового излучения (рис. 2, *в*).

Выше находится тепловой факел, в котором движущиеся вверх горячие продукты сгорания смешиваются с окружающим воздухом. Отметим, что даже если зона пламени стационарна, в тепловом факеле на определенной высоте возникают пульсации, которые, однако, не обнаруживаются визуально (за исключением случаев, когда в пламени образуется большое количество сажи).

Следует подчеркнуть, что области с максимальными температурой, мощностью тепловыделения и эмиссией теплового излучения разнесены в пространстве. В самом деле, пик мощности тепловыделения имеет место в окрестности выходного сечения газовой трубки, в то время как наибольшая мощность эмиссии теплового излучения находится значительно выше, вблизи вершины конуса пламени. Данный результат указывает на то, что часто используемое допущение о пропорциональности тепловыделения при горении и теплопотерь за счет излучения (такое допущение заложено, в частности, в расчетном коде FDS [27])

оказывается неверным применительно к структуре ламинарного пламени.

Отметим, что доля излученной энергии, которая вычислялась как отношение разности интегральных значений эмиссии и поглощения к текущей мощности тепловыделения, составляет 0.17.

Расчетные и измеренные профили температуры и объемной доли сажи в радиальных сечениях на высоте 7, 30, 50 и 70 мм над выходным сечением трубки показаны на рис. 3. Наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных температурных профилей, за исключением приосевой области на малом расстоянии от среза горелки, где расчетная температура оказалась заметно ниже измеренной. Возможной причиной такого рассогласования может быть неточное определение температуры горючего на входе, которая определяется прогревом конструкции горелки. Отметим, что из-за малого вклада массы горючего в массу продуктов сгорания указанное отличие практически не влияет на распределения температуры в остальных, расположенных выше сечениях.

Вместе с тем расчетные профили объемной доли сажи по форме заметно отличаются от измеренных (при этом можно отметить, что максимальные значения близки). В самом деле, экспериментальные данные указывают на сосредоточение сажи на периферии пламени, в то время как расчет предсказывает наибольшее содержание сажи вблизи оси и чуть ниже кончика пламени. Изменение параметров модели, ответственных за скорость нуклеации зародышей, поверхностного осаждения на частицах и окисления сажи, не устранило указанного рассогласования. Причина различия и возможность его устранения в рамках глобальной кинетической модели (к которым относится используемая модель Мосса — Брукса) требуют дополнительного исследования.

Однако, как показали представленные ниже расчеты, диффузионное горение в невесомости сопровождается малым выходом сажи в течение короткого промежутка времени непосредственно после воспламенения. В результате оказывается, что доминируют эмиссия и поглощение излучения газообразными продуктами сгорания, а вклад сажи мал. В связи с этим можно ожидать, что недостаточная точность расчета пространственных распределений концентрации сажи не оказывает существенного влияния на расчетную динамику диффузионно-

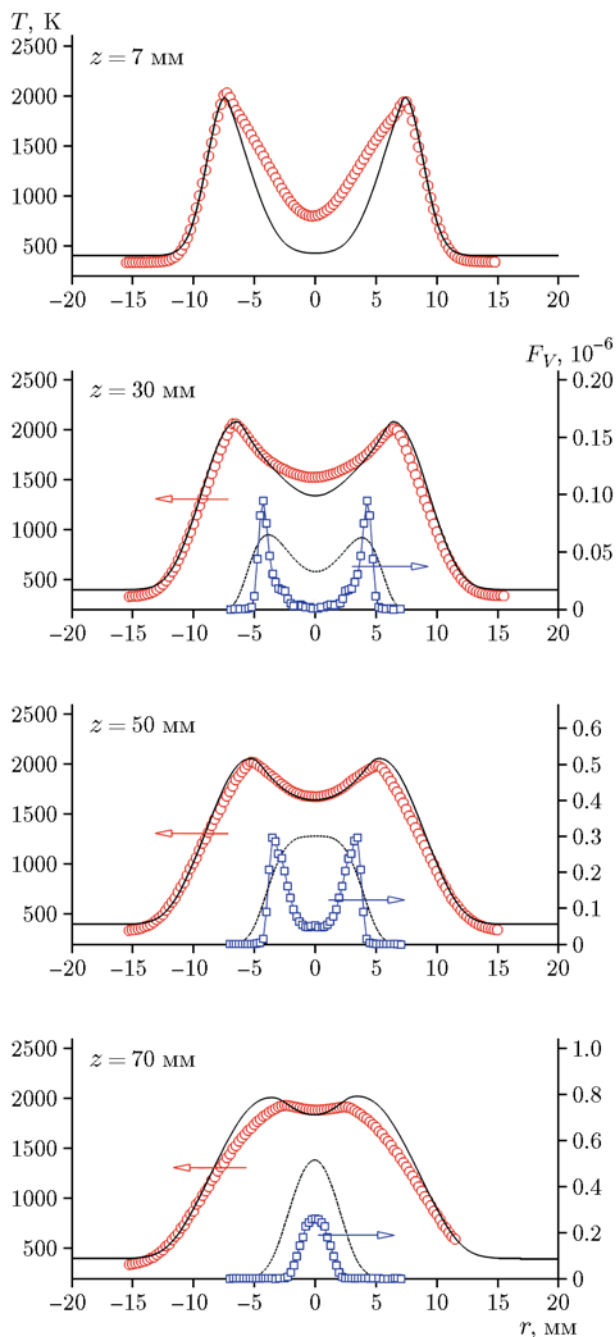


Рис. 3. Радиальные профили температуры и объемной доли сажи на высоте 7, 30, 50 и 70 мм над выходным сечением газовой трубки:

линии — результаты расчетов, символы — измерения [9]

го пламени, рассматриваемого ниже в условиях невесомости.

В расчетах использовались три блочно-структурированные гексагональные расчетные сетки со сгущением (как в радиальном, так

и в осевом направлении) вблизи места истечения горючего (см. рис. 1, б). Характерный размер ячеек в этой области составлял 0.25, 0.39 и 0.50 мм, общее число элементов — 352 000, 754 000 и 1 598 000. Поскольку ранее опубликованные численные исследования данного типа пламени выполнялись лишь в двумерной осесимметричной постановке, это позволяло использовать сеточные ячейки существенно меньшего размера. Значительный уровень вычислительных затрат при проведении трехмерных расчетов (отягощенных наличием большого количества компонентов смеси и химических реакций, а также учетом лучистого теплопереноса) делает необходимой проверку достаточности указанного сеточного разрешения.

Результаты вычислений показали, что расчетные распределения температуры и конечных продуктов сгорания практически одинаковы для трех рассмотренных сеток. Это связано с тем, что данные распределения лимитируются переносом тепла и массы компонентов, а не скоростью их расходования в зоне реакции (напомним, что именно такое допущение лежит в основе приближенной модели Бурке — Шумана). Будучи гораздо более гладкими, чем локализованные в тонких зонах поля скоростей реакций, эти распределения с хорошей точностью разрешаются на каждой из трех сеток. Внутренняя структура зоны реакции, особенно в окрестности кольцевой зоны максимального тепловыделения, проявляет большую чувствительность к сеточному разрешению. Поскольку это не влияет на поля температуры и концентраций основных продуктов сгорания, можно заключить, что характерного размера ячеек сетки $0.3 \div 0.4$ мм достаточно для целей данной работы. Отметим также, что толщина зоны реакции диффузионного пламени в невесомости существенно больше, чем в аналогичном пламени при наличии деформации поля скорости (вызванной естественно-конвективным движением в условиях нормальной гравитации).

2.2. Диффузионное пламя в невесомости

2.2.1. Пламя над горелкой BRE

Моделирование нестационарного ламинарного диффузионного пламени в условиях невесомости выполнялось в соответствии с экспериментами [2, 4], проведенными в испытатель-

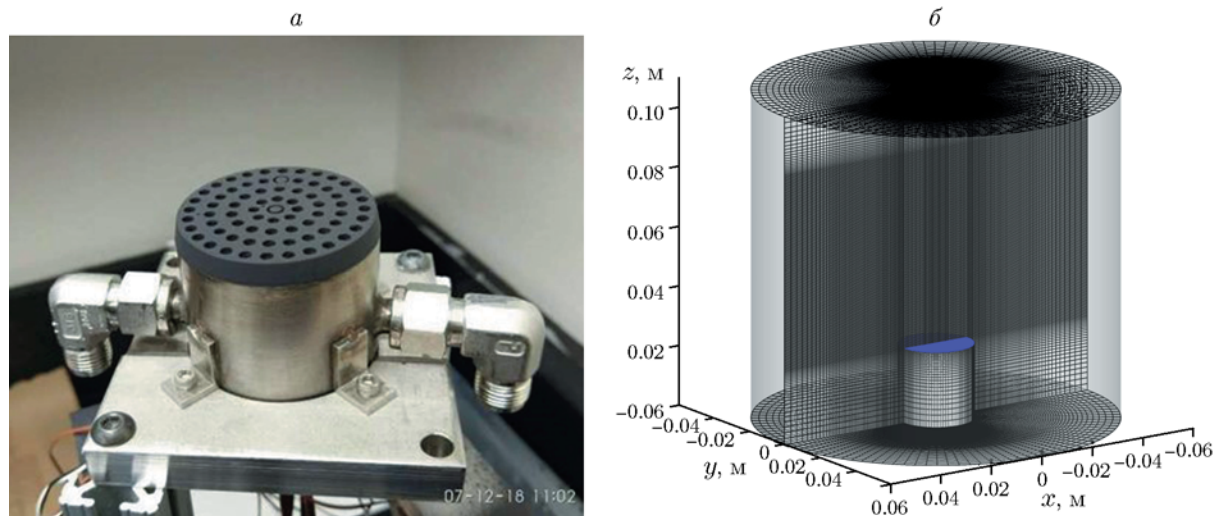


Рис. 4. Горелка-имитатор горячей поверхности (Burning Rate Emulator), разработанная в Университете Мериленда (а), и расчетная область с расчетной сеткой (б)

ной башне с имитатором горячей поверхности в атмосфере с повышенным содержанием кислорода (массовая доля 0.33) при давлении 0.7 бар.

В качестве имитатора горячей поверхности с контролируемым расходом газообразного горючего в эксперименте используется горелка BRE (диаметр и высота 25 мм), показанная на рис. 4, а. Горючий газ (этилен) подается через отверстия в поверхности горелки. При этом горелка сконструирована так, чтобы распределение потока по поверхности было практически равномерным. В расчетах использовались два значения массового расхода газа через единицу площади поверхности горелки: 3.20 и 3.48 г/(м² · с). Температура поверхности горелки, поступающего газа и нижней непроницаемой части расчетной области (расположена на расстоянии 25 мм ниже) принималась постоянной и равной 300 К.

Диаметр и высота расчетной области равны 12 и 11 см соответственно. Верхняя и боковая поверхности расчетной области открыты для поступающего окислителя и уходящих продуктов сгорания.

Блочнo-структурированная гексагональная расчетная сетка, представленная на рис. 4, б, состоит из 1 771 380 ячеек и построена таким образом, чтобы обеспечить сгущение в радиальном и осевом направлениях к боковой и торцевой поверхностям горелки. Характерный размер ячеек сетки в окрестности

горелки составляет 0.38 мм. Достаточность пространственного разрешения данной сетки подтверждается результатами приведенного выше анализа, а также тем, что толщина зоны реакции диффузионного пламени в невесомости больше, чем в условиях нормальной гравитации.

Результат расчета стационарного пламени, формирующегося над горелкой BRE при нормальной гравитации, представлен на рис. 5. Структура пламени содержит три зоны, ранее идентифицированные в струйном пламени на рис. 2. Как и на рис. 2, максимальная температура пламени достаточно высока (2050 К). Наиболее важно то, что скорость деформации поля скорости в зоне реакции достаточно велика — от 100 до 400 с⁻¹. Такая деформация поля скорости приводит к тому, что время пребывания реагентов в зоне реакции, с одной стороны, достаточно велико для полного сгорания, а с другой — достаточно мало, чтобы лучистые теплотери не приводили к существенному снижению температуры. В результате оказывается, что доля излученной энергии в данном пламени весьма мала и составляет 0.057.

Пламя, которое формируется той же горелкой при том же расходе горючего в условиях невесомости, сильно отличается от представленного на рис. 5. Формирование и начальная стадия роста пламени в невесомости определяются способом зажигания, для которого в эксперименте используется электрическая искра.

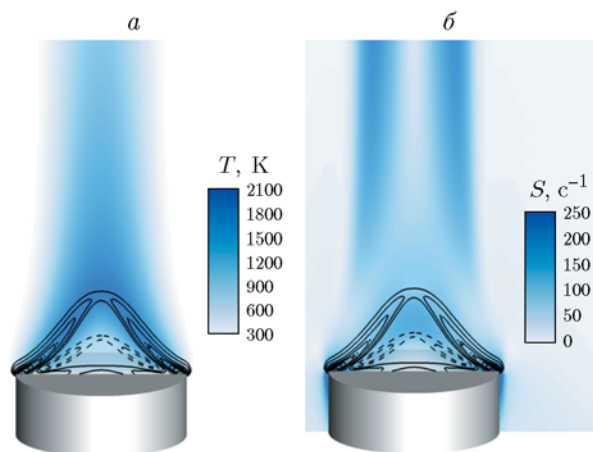


Рис. 5. Структура ламинарного диффузионного пламени над горелкой BRE в условиях нормальной гравитации. Результаты расчетов температуры (а) и скорости деформации поля скорости (б) в осевой плоскости:

шаг изолиний мощности тепловыделения 10 МВт/м^3 , сплошные линии — положительные значения, штриховые линии — отрицательные значения; этилен, $3.48 \text{ г/(м}^2 \cdot \text{с)}$, массовая доля кислорода 0.33, давление 0.7 бар

При численном моделировании воспламенения в данной работе применяются следующие способы [18].

1. Первый способ (естественно-конвективное пламя) обусловлен особенностями проведения эксперимента в испытательной башне [2]. В этих экспериментах условия невесомости возникали во время свободного падения горелки, а зажигание осуществлялось до начала падения, т. е. при нормальной гравитации. Чтобы воспроизвести условия такого эксперимента, результат расчета стационарного пламени при нормальной гравитации использовался в качестве начального условия для последующего расчета горения в невесомости.

2. Второй способ (локальная вспышка) заключается в том, что температура газа, поступающего через поверхность горелки с удельным расходом $5 \text{ г/(м}^2 \cdot \text{с)}$, задается равной 2000 К в течение 40 мс. В результате формируется небольшой очаг горячих продуктов сгорания около поверхности горелки, показанный на рис. 5, а, и используемый в качестве начального условия для последующего расчета с требуемым расходом горючего газа, в ходе которого температура газа полагается равной 300 К. При этом весь расчет выполняется для условий отсутствия гравитации. Расчет показал,

что данный очаг достаточен для инициирования горения в невесомости, но не приводит к формированию стационарного пламени при наличии гравитации. В последнем случае подъемная сила вызывает движение очага вверх и он быстро рассеивается потоком холодного воздуха, вовлекаемого извне. Можно заключить, что горячий очаг в невесомости более опасен.

Независимо от способа моделирования воспламенения, по истечении примерно 1 с пламя принимает полусферическую форму, которая достаточно точно воспроизводит форму пламени, наблюдавшуюся в эксперименте. Через 3 с результаты расчетов, выполненных с разными способами моделирования воспламенения, практически не отличаются (рис. 6). Это подтверждают и радиальные профили температуры, представленные на рис. 7 для трех сечений на разных расстояниях от поверхности горелки.

Как видно из рис. 6, расчетные форма и скорость роста пламени хорошо воспроизводят результаты экспериментов [2] в испытательной башне. Более того, рис. 8 показывает хорошее согласие между расчетной и измеренной зависимостями результирующего (радиационного и кондуктивного) теплового потока, полученного поверхностью горелки, от времени. Данное наблюдение, как и представленная выше апробация модели для случая струйного пламени в условиях нормальной гравитации, подтверждает адекватность модели и ее применимость, по крайней мере на начальной стадии роста устойчивого пламени.

Отметим, что по мере роста пламени тепловой поток, получаемый поверхностью горелки, быстро снижается. Это обусловлено удалением зоны тепловыделения от поверхности горелки, а также снижением температуры пламени.

В течение стадии роста устойчивого пламени интегральная мощность тепловыделения близка к теоретическому значению (80.6 Вт) при полном сгорании газа, поступающего с поверхности горелки (рис. 9, а). Однако указанное значение не достигается, так как горючее частично расходуется на заполнение увеличивающегося объема внутри растущего пламени.

Согласно теории приведенной пленки [28] выражение для радиуса стационарного сферического пламени, образующегося вокруг локального источника горючего, имеет следующий вид:

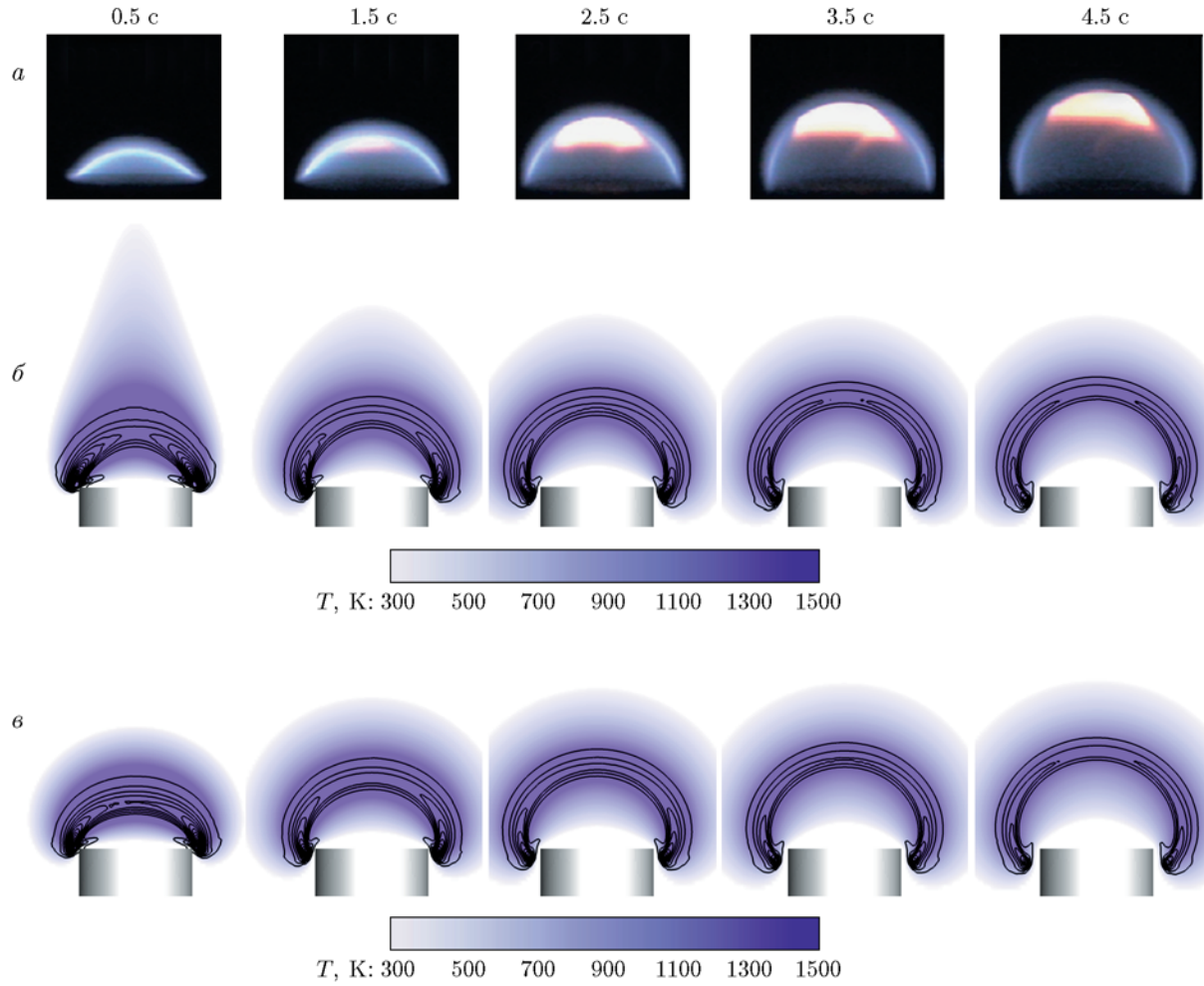


Рис. 6. Экспериментальная и расчетная динамика пламени над поверхностью горелки BRE (этилен, $3.48 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, массовая доля кислорода 0.33, давление 0.7 бар):

a — фотографии экспериментов [2] в различные моменты времени (приводятся с разрешения издательства Elsevier); *б, в* — результаты расчета распределений температуры и мощности тепловыделения (линии, шаг $2 \text{ МВт}/\text{м}^3$) в осевом вертикальном сечении; моделирование воспламенения: *б* — естественно-конвективное пламя, *в* — локальная вспышка

$$R_f = \left(\frac{\dot{m}_{fuel} c_{p,2}}{4\pi \lambda_2} \right) / \ln \left[1 + \frac{c_{p,2}(T_f - T_\infty)}{(1 - f_r)\Delta h_c - c_{p,vap}(T_f - T_s)} \right] \approx \frac{\dot{m}_{fuel}}{4\pi \lambda_2} \frac{1}{T_f - T_\infty} \frac{(1 - f_r)\Delta h_c}{T_f - T_\infty}, \quad (1)$$

где $\dot{m}_{fuel}$ — расход горючего, λ_2 и $c_{p,2}$ — теплопроводность и теплоемкость окружающего воздуха, T_f и T_∞ — температура пламени и воздуха, Δh_c — теплота сгорания, f_r — доля излученной энергии. Как показывает равенство (1), радиус стационарного пламени

пропорционален расходу горючего газа. Полагая $\lambda_2 \approx 0.1 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, $f_r \approx 0.5$, $\Delta h_c = 47.1 \text{ МВт}/\text{м}^3$, $T_f \approx 1300 \text{ К}$ и $\dot{m}_{fuel} = 1.71 \text{ мг}/\text{с}$ (соответствует $\dot{m}''_{fuel} = 3.48 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$), с помощью равенства (1) для радиуса стационарного пламени получаем $R_f \approx 3 \text{ см}$. Данная оценка согласуется с результатами численного расчета. Однако расчет показывает, что растущее пламя не становится стационарным, и это происходит из-за погасания, вызванного радиационными теплопотерями. В самом деле, согласно расчету, результаты которого представлены на рис. 9, стадия роста устойчивого пламени сменяется его неустойчивостью и последующим полным погасанием через 16 с после

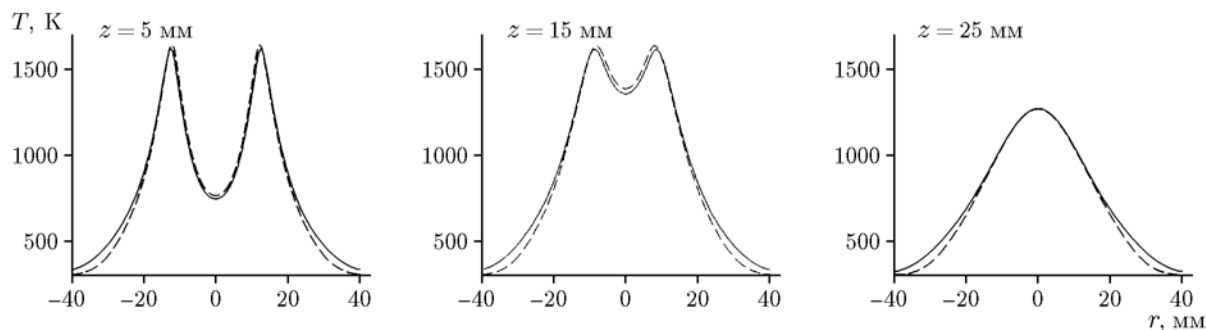


Рис. 7. Радиальные профили температуры на высоте 5, 15 и 25 мм над поверхностью горелки в момент времени 3 с:

способы моделирования воспламенения: сплошная линия — естественно-конвективное пламя, штриховая — локальная вспышка

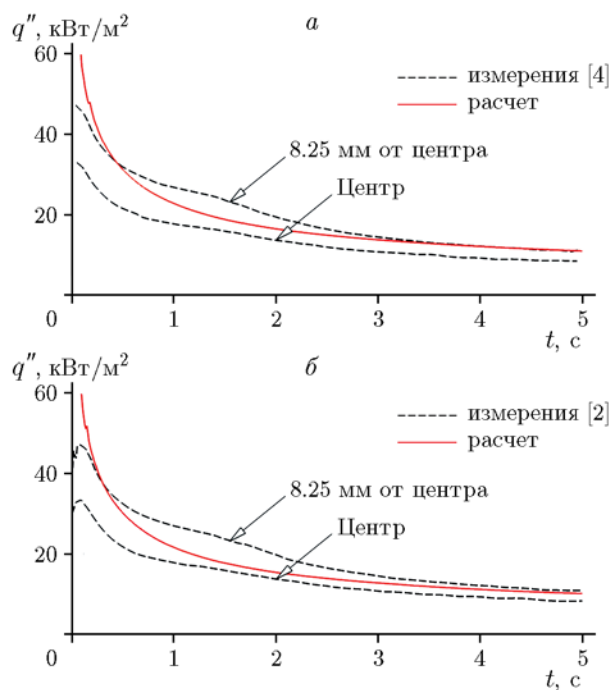


Рис. 8. Измеренный и рассчитанный тепловой поток на поверхности горелки:

расход горючего газа (этилен): *a* — 3.20 г/(м²·с) [4], *б* — 3.48 г/(м²·с) [2]; сплошная линия — расчетный результирующий (лучистый и кондуктивный) тепловой поток, осредненный по поверхности горелки, штриховая линия — измерения в двух точках на поверхности горелки

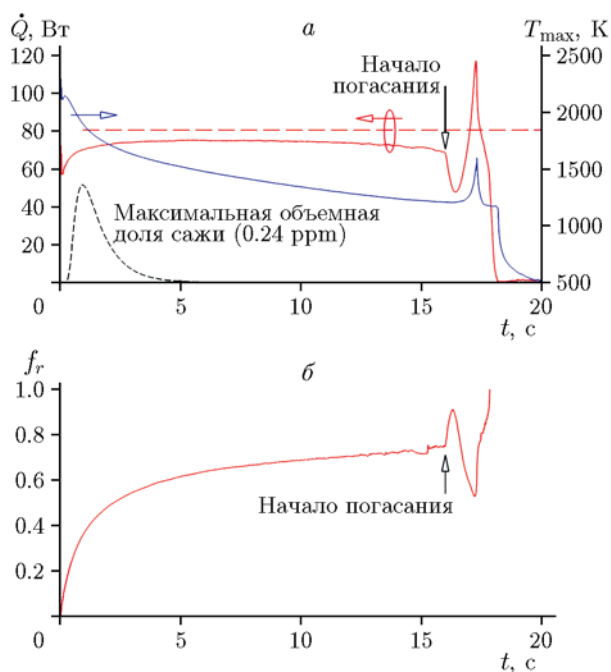


Рис. 9. Изменение параметров диффузионного пламени во времени:

a — интегральная мощность тепловыделения (горизонтальная штриховая линия — тепловыделение при полном сгорании горючего газа, поступающего с поверхности горелки), максимальная температура и максимальная объемная доля сажи; *б* — доля излученной энергии

воспламенения.

Причина этого заключается в том, что максимальная температура пламени, формирующегося в невесомости, непрерывно снижается с течением времени и оказывается существенно ниже, чем в аналогичных пламенах в условиях нормальной гравитации. В свою

очередь, снижение температуры пламени обусловлено радиационными теплопотерями. Как показано на рис. 9, *б*, интегральная доля излученной энергии (вычисляемая как отношение разности эмиссии и поглощения к текущей мощности тепловыделения) непрерывно растет с течением времени. Когда доля излучен-

ной энергии достигает 0.75 (при этом максимальная температура снижается примерно до 1 200 K), происходит локальное погасание с последующим разрушением пламени. Видно, что доля излученной энергии достигает значений, существенно превышающих те, которые имеют место при горении в условиях нормальной гравитации (напомним, что в аналогичном естественно-конвективном пламени эта величина составила $f_r = 0.057$).

Еще одним следствием снижающейся температуры пламени является то, что сажа образуется только в коротком промежутке времени, по истечении которого ее концентрация достигает максимума и затем быстро снижается до очень малых значений (см. штриховую линию на рис. 9,а). В экспериментах отсутствие сажи проявляется в голубом свечении пламени, характерном для излучения газообразных продуктов сгорания.

Радиационные теплотери оказываются столь значительными из-за очень малой скорости деформации поля скорости в отсутствие естественной конвекции. Скорость деформации на два порядка ниже значений, характерных для соответствующего естественно-конвективного пламени (см. рис. 5,б), и приводит к пропорциональному увеличению времени пребывания реагентов в пламени.

Роль теплового излучения подтверждается дополнительными вычислениями, выполненными с помощью модели, в которой тепловое излучение отсутствует. В этом случае расчет предсказывает формирование стационарного устойчивого сферического пламени, в котором происходит полное сгорание горючего газа, а температура в зоне реакции приближается к значению, характерному для горения в условиях нормальной гравитации. Можно заключить, что именно радиационные теплотери из пламени являются причиной его погасания. Как показано ниже, нестационарная динамика разрушения пламени зависит от вида горючего газа и его расхода.

2.2.2. Влияние химического механизма на результаты расчета

Численный прогноз динамики пламени требует учета конечной скорости окисления горючего и определения химического состава многокомпонентной смеси продуктов сгорания. Отметим также, что для моделей образования и окисления сажи требуется информация о

концентрации ацетилена (прекурсор) и гидроксильного радикала (окислитель). К настоящему времени разработано несколько химических механизмов окисления рассматриваемых горючих (метана и этилена), потенциально пригодных для решения поставленной задачи. Однако опыт применения указанных механизмов в численных расчетах нестационарного диффузионного горения в невесомости отсутствует. В данной работе влияние двух химических механизмов (DRM22 [19] и USC-Mech II sk32 [20, 21]) на расчетную динамику развития и характеристики пламени проанализировано на примере горения этилена в условиях эксперимента [2], описание которого приводится выше.

Рис. 10 иллюстрирует изменение максимальной температуры пламени и интегральной мощности тепловыделения во времени, полученное при использовании двух указанных химических механизмов. Расчеты показали, что на стадии устойчивого роста пламени оба механизма предсказывают практически идентичные значения максимальной температуры и мощности тепловыделения. Однако отличие проявляется в длительности стадии устойчи-

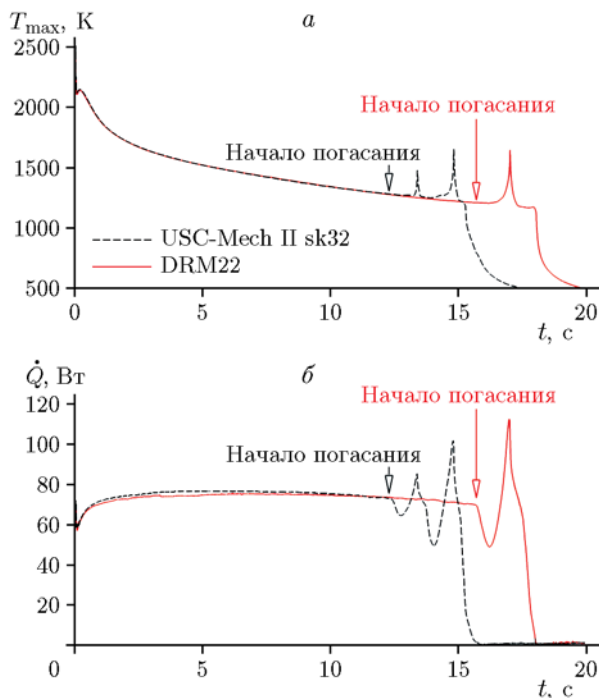


Рис. 10. Изменение максимальной температуры пламени (а) и интегральной мощности тепловыделения (б), полученное в расчетах с химическими механизмами DRM22 [19] и USC-Mech II sk32 [20, 21]

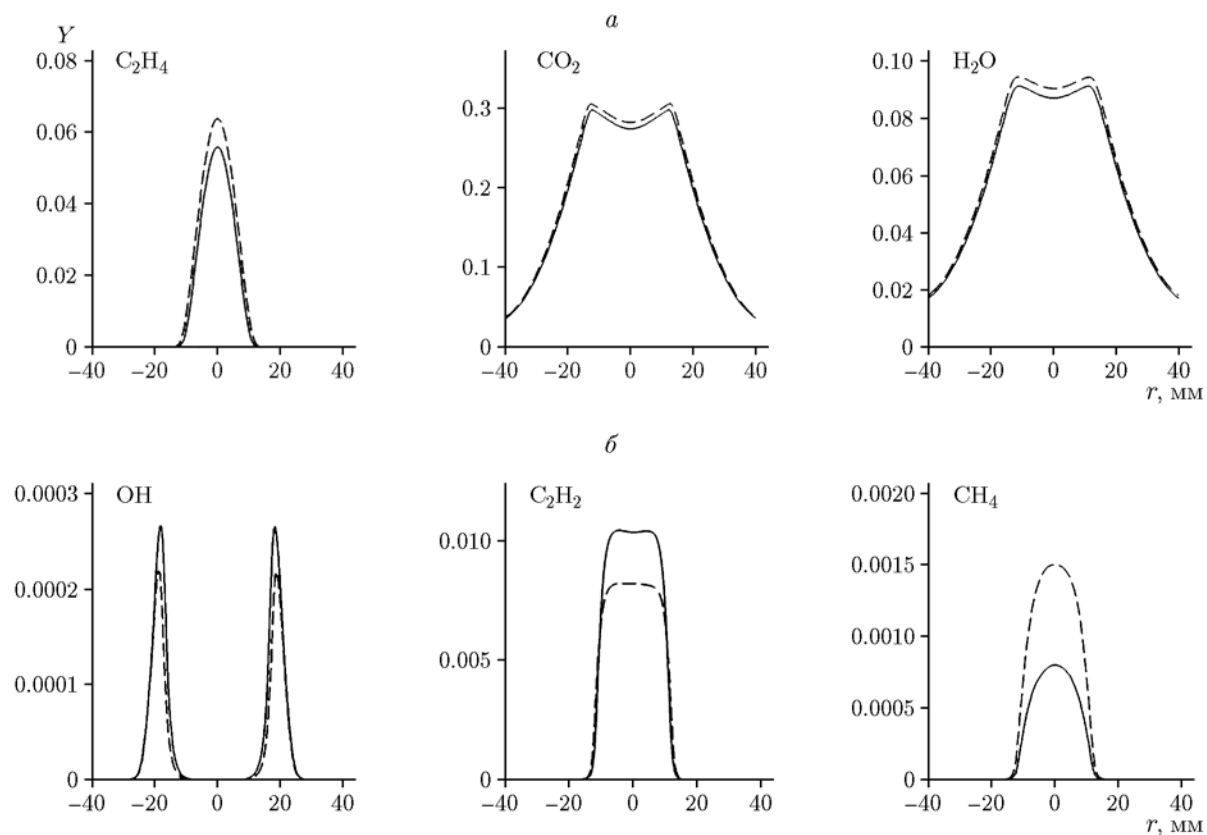


Рис. 11. Радиальные профили массовой доли компонентов на высоте 25 мм над поверхностью горелки в момент времени 7 с:

сплошная линия — механизм DRM22 [19], штриховая — USC-Mech II sk32 [20, 21]

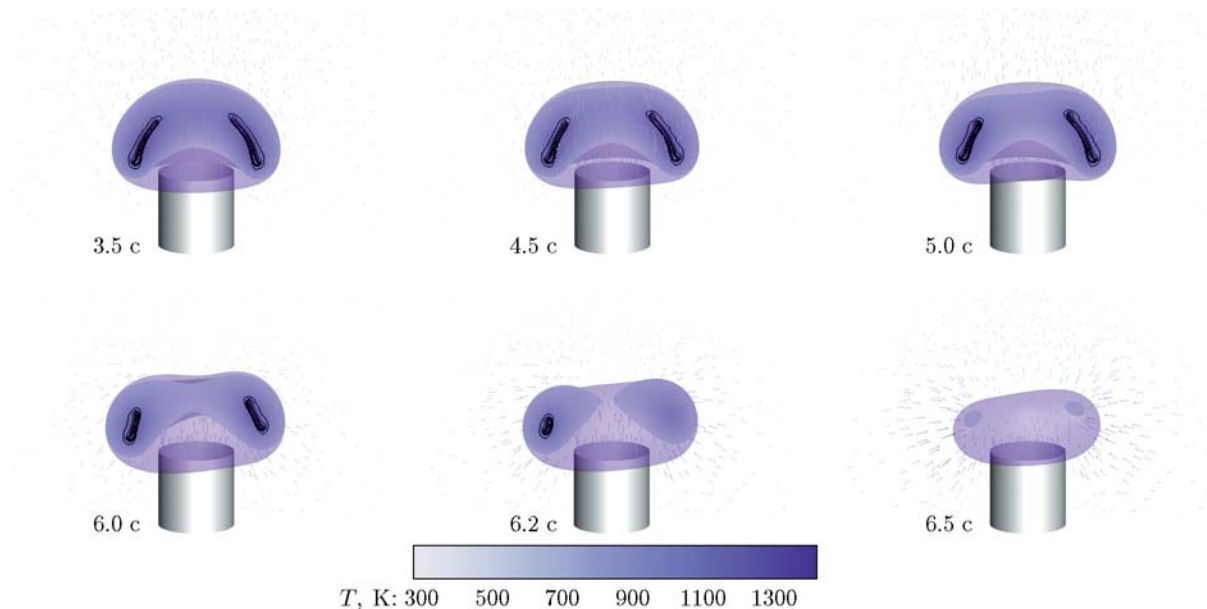


Рис. 12. Распределение температуры и изолинии мощности тепловыделения в осевом вертикальном сечении в различные моменты времени (метан, 2 г/(м²·с))

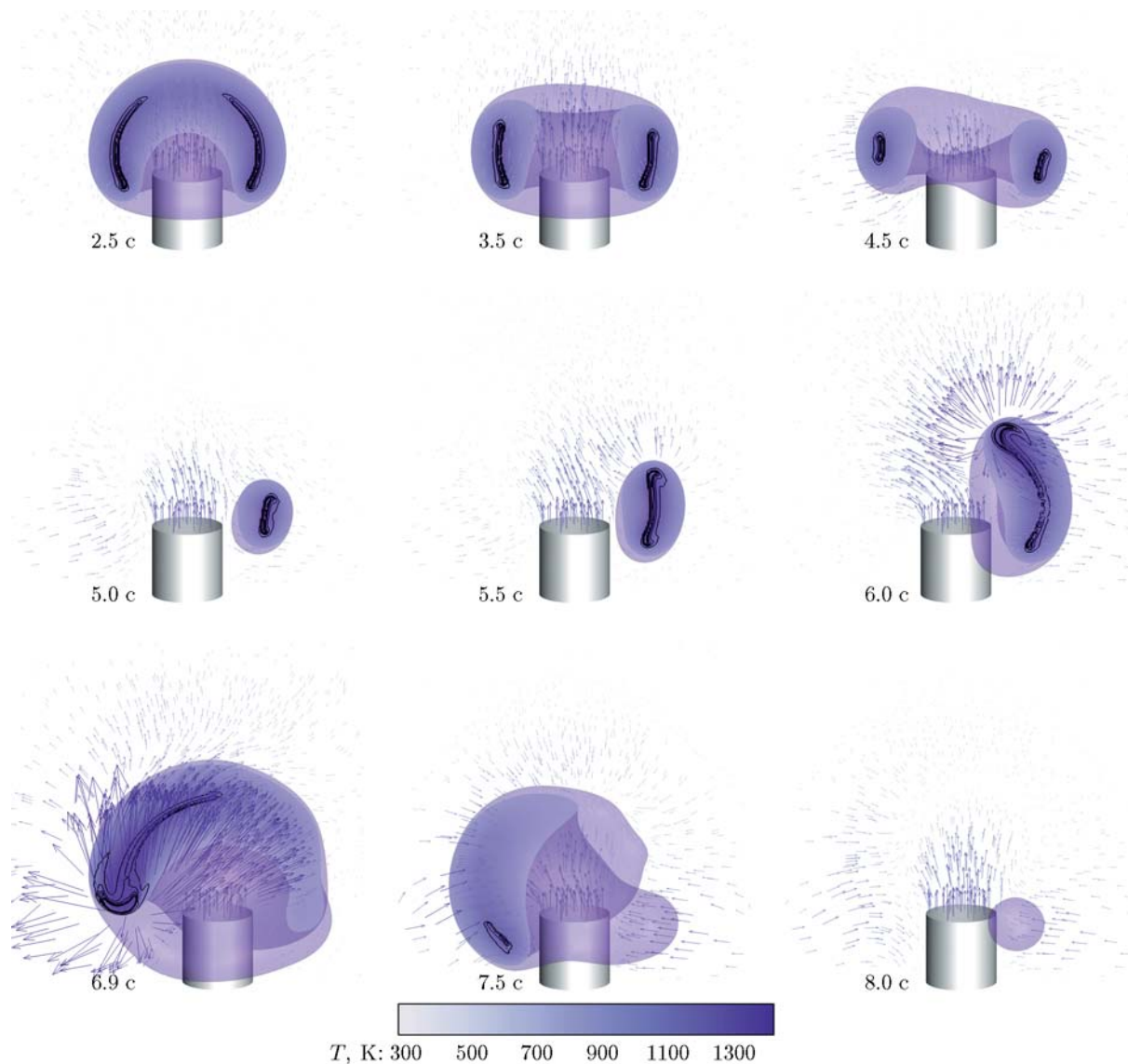


Рис. 13. Распределение температуры и изолинии мощности тепловыделения в осевом вертикальном сечении в различные моменты времени (метан, $5 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$)

вого роста и в динамике пламени на стадии погасания: при использовании механизма USC-Mech II sk32 локальное погасание на вершине пламени предсказывается на 3 с раньше. При этом наблюдается два цикла осцилляций, в то время как при использовании механизма DRM22 цикл только один (см. рис. 10).

Как показано на рис. 11,а, на стадии устойчивого роста пламени оба механизма предсказывают почти идентичные распределения исходных реагентов (C_2H_4 и O_2) и конечных продуктов сгорания (CO_2 и H_2O). В то же время заметно отличаются концентрации промежуточных компонентов, в частности OH ,

C_2H_2 и CH_4 (см. рис. 11,б). Напомним, что концентрация ацетилена C_2H_2 определяет скорость образования сажи, концентрация OH — скорость ее окисления, а массовые доли воды H_2O и углекислого газа CO_2 — коэффициент поглощения теплового излучения.

2.3. Режимы погасания ламинарного диффузионного пламени в невесомости

Приведенный выше анализ указывает на существование двух стадий динамики пламени: рост сферического пламени, который прекращается в момент локального погасания на

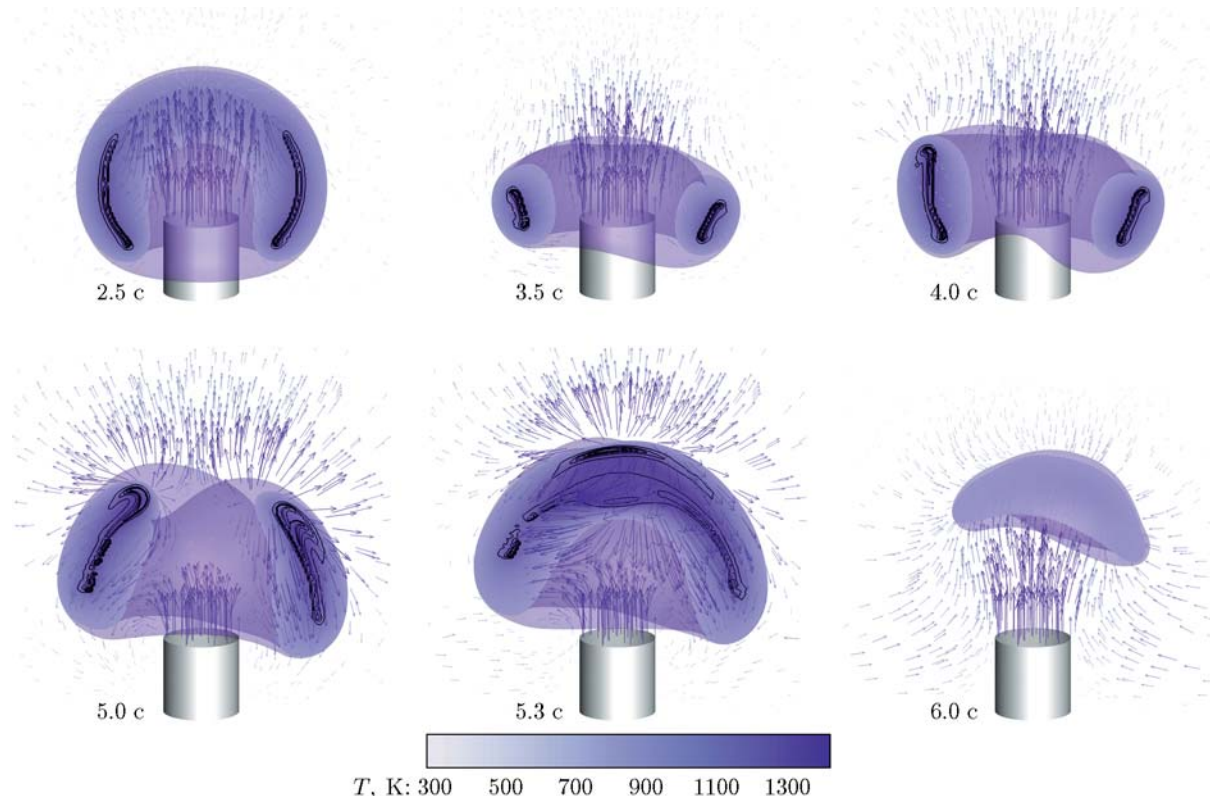


Рис. 14. Распределение температуры и изолинии мощности тепловыделения в осевом вертикальном сечении в различные моменты времени (метан, $10 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$)

вершине пламени, и нестационарное разрушение пламени, которое приводит к полному погасанию. В данном пункте динамика второй стадии (погасания) исследуется на примере диффузионных пламен этилена и метана, формирующихся над горелкой BRE в условиях невесомости в атмосфере со стандартным содержанием кислорода (массовая доля 0.233), при температуре 300 К и давлении 1 бар. Рассмотрены три значения массового расхода горючего газа: 2, 5 и $10 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Расчеты проводились с механизмом DRM22.

Чтобы обеспечить достаточную удаленность границ от поверхности пламени при больших расходах горючего газа, диаметр расчетной области был увеличен до 16 см, а высота — до 13 см. Структурированная гексагональная расчетная сетка состоит из 2 542 748 ячеек. Пространственное разрешение в области над поверхностью горелки (характерный размер ячейки) составляет 0.38 мм.

Для моделирования воспламенения использовали метод локальной вспышки, описанный в предыдущем пункте. Динамика пога-

сания пламени метана и этилена при указанных расходах горючего газа представлена на рис. 12–15, где изображены поля температуры и изолинии мощности тепловыделения. Поверхность пламени визуализирована изоповерхностью температуры 500°C .

Независимо от расходов газа, локальное погасание начинается с появления «отверстия» на вершине пламени, границы которого очерчивают область с низкой температурой газовой смеси, делающей невозможным существование пламени. При наличии такого отверстия пламя принимает форму деформированного тора. Отметим, что данное явление также наблюдалось в экспериментах при погасании ламинарного диффузионного пламени, формирующегося вокруг сферической горелки в работе [17].

Дальнейшая эволюция пламени зависит от расхода горючего газа. При малом расходе газа (метан, $2 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, рис. 12) область погасания постепенно увеличивается, что сопровождается осцилляциями пламени с несимметричным сокращением и расширением его боковых фрагментов. После нескольких осцилляций (ампли-

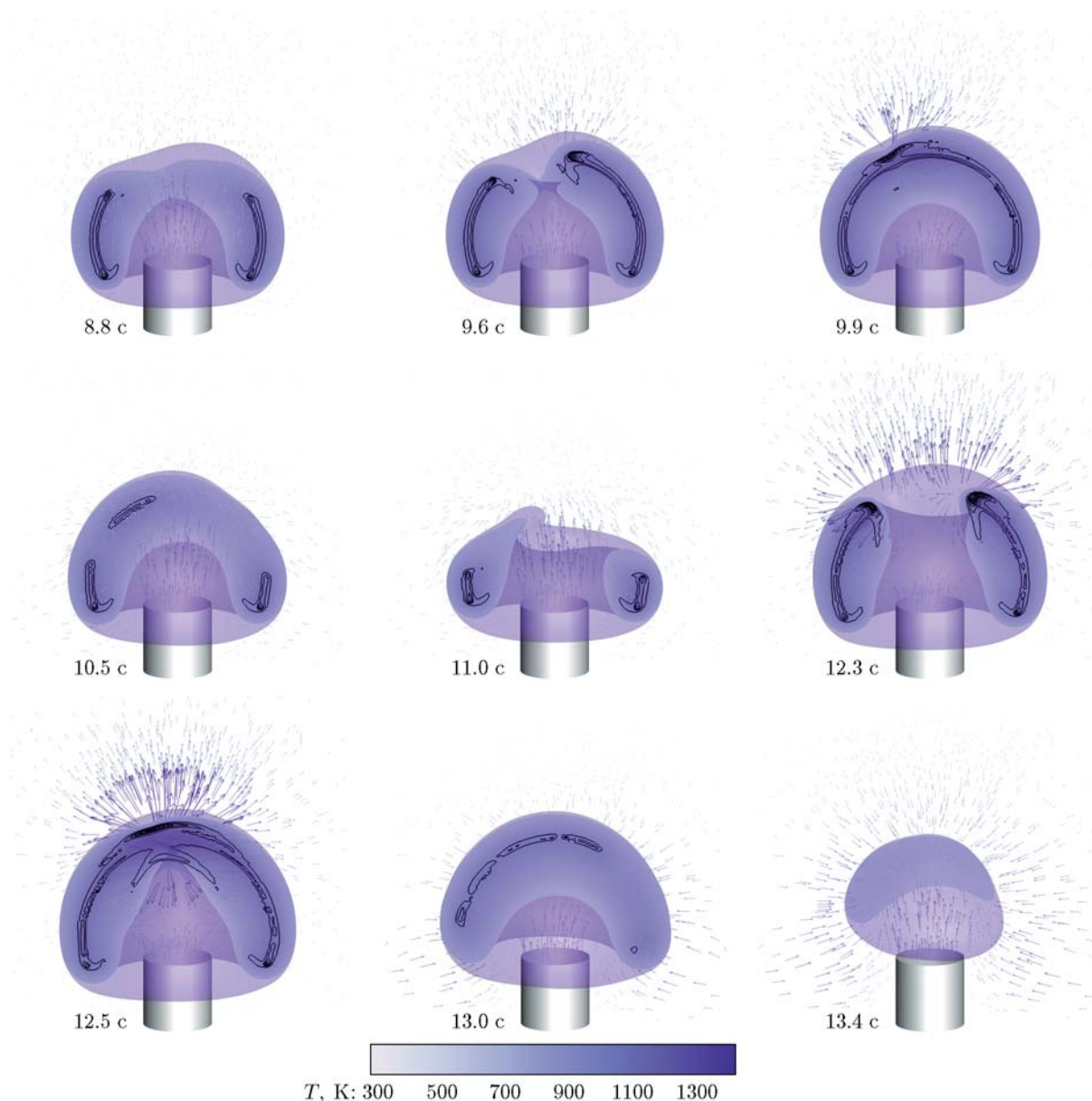


Рис. 15. Распределение температуры и изолинии мощности тепловыделения в осевом вертикальном сечении в различные моменты времени (этилен, $5 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$)

туда которых невелика) пламя полностью исчезает (см. рис. 12).

При увеличении расхода газа до $5 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ (см. рис. 13) расширение «отверстия» протекает несимметрично. При этом наблюдается полное погасание пламени, с одной стороны, но по-прежнему существует постепенно уменьшающийся фрагмент диффузионного пламени ($2.5 \div 5 \text{ с}$). Важно отметить, что в это время в области погасания продолжается смешение горючего и окислителя. Оставшийся фраг-

мент пламени воспламеняет подготовленную смесь, и формируется структура так называемого тройного пламени (triple flame), которая содержит элементы как диффузионного, так и «перемешанного» пламени. Головная часть этой структуры распространяется с ускорением в обратном направлении по сферической поверхности, что приводит к быстрому росту мощности тепловыделения ($5.5 \div 6.9 \text{ с}$). Одновременно происходит остывание и погасание хвоста движущейся структуры. Когда го-

ловная часть тройного пламени достигает поверхности горелки, пламя полностью исчезает ($7.5 \div 8$ с).

При еще большем расходе горючего газа (метан, $10 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, рис. 14) «отверстие» также образуется на вершине пламени и расширяется ($2.5 \div 3$ с), но в дальнейшем повторное воспламенение происходит по всему периметру тороидального диффузионного пламени. В результате оказывается, что головные части пламени движутся навстречу друг другу ($4 \div 5$ с). Столкновение головных частей (5.3 с) сопровождается всплеском тепловыделения с последующим необратимым снижением и полным погасанием пламени (6 с).

При горении этилена продолжительность устойчивого роста полусферического пламени больше, чем при горении метана. Процесс погасания протекает аналогично, но сопровождается не одним, а несколькими циклами. Расчеты показали, что указанные закономерности проявляются во всем рассмотренном диапазоне расходов газа. Динамику погасания пламени этилена при расходе газа $5 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ позволяет проследить рис. 15. Локальное погасание вершины пламени приводит к тому, что диффузионное пламя приобретает форму тора (момент времени 8.8 с). Затем по всему периметру тороидального диффузионного пламени образуется тройное пламя, головные части которого движутся навстречу друг другу (9.6 с). Столкновение головных частей (9.9 с) сопровождается ростом мощности тепловыделения с последующим снижением ($10.5 \div 11$ с), которое, однако, не приводит к полному погасанию. Тройное пламя образуется вновь, описанная выше последовательность событий повторяется еще раз ($12.3 \div 12.5$ с), и только после этого пламя полностью гаснет ($13 \div 13.4$ с).

Сравнение режимов погасания пламени при горении метана и этилена иллюстрирует рис. 16. Можно отметить, что газ, поступающий с поверхности горелки, сгорает не полностью, так как значительная часть расходуется на заполнение растущего объема, ограниченного зоной реакции. Погасание пламени метана (за исключением очень малого расхода газа, $\dot{m}_{fuel} = 2 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$) сопровождается однократной мощной вспышкой как тепловыделения, так и эмиссии излучения, в то время как для погасания пламени этилена характерно наличие нескольких пульсаций (кроме случая большого расхода газа, $\dot{m}_{fuel} = 10 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$).

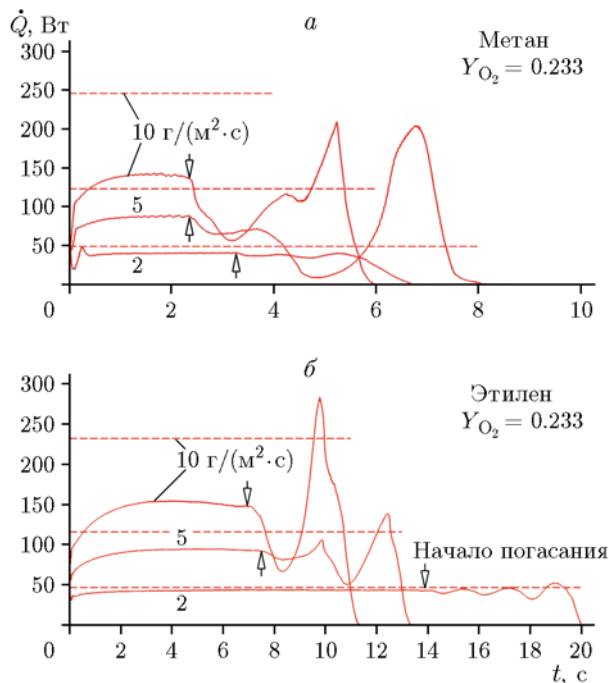


Рис. 16. Динамика мощности тепловыделения в пламени при расходах горючего газа 2, 5, $10 \text{ г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$:

расчет с помощью химического механизма DRM22; окислитель — воздух, температура 300 К , давление 1 бар ; штриховые линии — интегральная мощность тепловыделения при полном сгорании газа, поступающего с поверхности горелки

Расчеты показали, что при одинаковых массовых расходах горючего газа длительность роста устойчивого пламени этилена значительно больше, чем при горении метана: $11 \div 20$ с и $6 \div 8$ с соответственно. Отметим, что такое же соотношение времен жизни видимого пламени этилена и метана наблюдалось в экспериментах [16] при горении этих газов вокруг пористой сферической горелки диаметром 1.9 см . Можно заключить, что пламя этилена оказывается более устойчивым и долгоживущим, чем пламя метана.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты данной работы заключаются в следующем.

1. Отработана методика численного моделирования ламинарного диффузионного пламени средствами ANSYS Fluent. Сформулирована и использована трехмерная нестационарная модель, учитывающая многостадийные и мно-

гокомпонентные химические механизмы окисления горючих, образование и окисление сажи, тепловое излучение продуктов сгорания. Опыт трехмерных численных расчетов пламен рассматриваемого типа является новым.

2. Модель апробирована путем сравнения с результатами измерения температуры и объемной доли сажи в стационарном ламинарном диффузионном пламени в спутном потоке воздуха в условиях нормальной гравитации. Получено удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных. Исследована внутренняя структура пламени и показано, что области тепловыделения и эмиссии теплового излучения разнесены в пространстве, а часто используемое допущение о пропорциональности тепловыделения при горении и теплопотерь за счет излучения является неверным. Характерный размер ячеек сетки $0.3 \div 0.4$ мм достаточен для получения сеточно-независимых распределений температуры и конечных продуктов сгорания.

3. Модель применена для численного моделирования условий экспериментов по горению в условиях кратковременной невесомости при падении в испытательной башне. Расчетная динамика расширения пламени над горелкой BRE близка к наблюдавшейся в экспериментах. Получено хорошее количественное согласие расчетных и измеренных тепловых потоков на поверхности горелки. Выполнено сравнение двух химических механизмов и показано, что на стадии роста устойчивого пламени расчеты с их использованием дают близкие результаты для мощности тепловыделения, максимальной температуры пламени, а также для полей температуры и концентраций исходных реагентов и основных продуктов сгорания. Отличия проявляются в результатах расчетов концентраций промежуточных продуктов (в том числе C_2H_2 и OH), динамике процесса погасания и длительности существования пламени.

4. Рассмотрено горение метана и этилена над горелкой BRE (диаметр 25 мм) в диапазоне расходов горючего газа, характерном для горения конденсированных горючих. Ни в одном из рассмотренных случаев стационарный режим горения в условиях невесомости не устанавливался. Формирование и расширение сферического пламени сопровождалось локальным погасанием на вершине пламени, с последующими пульсациями тороидального пламени и полным погасанием его фрагментов.

При этом в расчетах наблюдались два сценария полного погасания пламени, реализующихся после локального погасания на его вершине. В первом случае (метан, малый расход горючего газа) происходило необратимое погасание тороидального пламени по мере расширения негорящей области сверху вниз. Во втором случае, который реализуется при достаточно большом расходе газа, имеет место повторное воспламенение, сопровождающееся формированием тройного пламени, движущегося снизу вверх. При этом воспламенение погасших участков приводит к временному восстановлению исходной формы пламени (данный цикл может повторяться) с последующим полным погасанием. При повторении циклов имеют место пульсации максимальной температуры, мощности тепловыделения и эмиссии теплового излучения. Резкое возрастание указанных величин происходит при столкновении головных частей тройного пламени.

5. Уровень радиационных теплопотерь диффузионного пламени в условиях невесомости существенно выше, чем при горении в условиях нормальной гравитации. К моменту локального погасания на вершине пламени теплопотери излучением достигают $70 \div 75$ % от текущей мощности тепловыделения при горении. Именно высокий уровень радиационных теплопотерь вызывает локальное погасание пламени, потерю устойчивости и его полное погасание. Причиной высокого уровня радиационных теплопотерь является длительное время пребывания реагентов в пламени (из-за очень малой деформации поля скорости в отсутствие естественной конвекции).

6. Устойчивое существование диффузионного пламени в невесомости возможно при значительно более низкой температуре в зоне реакции ($1200 \div 1300$ K), чем диффузионное горение в условиях естественной конвекции при нормальной гравитации. Это согласуется с результатами теоретического исследования пределов погасания диффузионного пламени в условиях сильной и слабой деформации поля скорости (см., например, [17, 12]). Радиационное погасание, наблюдавшееся в представленных выше расчетах, соответствует пределу погасания в условиях исчезающе малой деформации поля скорости.

Авторы выражают благодарность коллегам из Университета Мерилленда (J. Quintiere, P. Sunderland, J. de Ris, H. Baum, A. Markan,

Р. Dehghani) за предоставленные экспериментальные данные и активное обсуждение. Вычислительные ресурсы предоставлены Суперкомпьютерным центром «Политехнический» (СПбПУ).

ЛИТЕРАТУРА

1. Dietrich D. L., Ross H. D., Frate D. T., T'ien J. S., Shu Y. Candle flames in microgravity // The 3rd Int. Microgravity Combustion Workshop, NASA Lewis Research Center, US, Cleveland, Ohio, April 11–13, 1995. — P. 31–36. — <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19960008386>.
2. Zhang Y., Kim M., Guo H., Sunderland P. B., Quintiere J. G., de Ris J., Stocker D. P. Emulation of condensed fuel flames with gases in microgravity // Combust. Flame. — 2015. — V. 162, N 10. — P. 3449–3455. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.05.005>.
3. Zhang Y., Kim M., Sunderland P. B., Quintiere J. G., de Ris J. A burner to emulate condensed phase fuels // Exp. Therm. Fluid Sci. — 2016. — V. 73. — P. 87–93. — <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2015.09.025>.
4. Markan A., Sunderland P. B., Quintiere J. G., de Ris J. L., Baum H. R. Measuring heat flux to a porous burner in microgravity // Proc. Combust. Inst. — 2019. — V. 37, N 3. — P. 1–8. — <https://doi.org/10.1016/j.proci.2018.05.006>.
5. Markan A., Sunderland P. B., Quintiere J. G., de Ris J. L., Stocker D. P., Baum H. R. A Burning Rate Emulator (BRE) for study of condensed fuel burning in microgravity // Combust. Flame. — 2018. — V. 192. — P. 272–282.
6. Advanced Combustion via Microgravity Experiments (ACME). — <http://spaceflightsystems.grc.nasa.gov/acme/>.
7. Космический эксперимент «Фламенко». АО «ЦНИИМаш», Госкорпорация Роскосмос. — 2019. — http://tsniimash.ru/science/scientific-experiments-onboard-the-is-rs/cnts/experiments/flamenko/?sphrase_id=3100.
8. ANSYS Fluent Theory Guide, ANSYS, Inc., 2017.
9. Smyth K. C. Diffusion Flame Measurements / Building and Fire Research Laboratory, NIST. — <https://www.nist.gov/el/fire-research-division-73300/diffusion-flame-measurements>.
10. Bonne U. Radiative extinguishment of diffusion flames at zero gravity // Combust. Flame. — 1971. — V. 16, N 2. — P. 147–159. — [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(71\)80080-9](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(71)80080-9).
11. Sohrab S. H., Liñan Martínez A., Williams F. A. Asymptotic theory of diffusion-flame extinction with radiant loss from the flame zone // Combust. Sci. Technol. — 1982. — V. 27, N 3. — P. 143–154. — <https://doi.org/10.1080/00102208208946983>.
12. Snegirev A. Yu. Perfectly stirred reactor model to evaluate extinction of diffusion flame // Combust. Flame. — 2015. — V. 162, N 10. — P. 3622–3631. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.06.019>.
13. Kazakov A., Conley J., Dryer F. L. Detailed modeling of an isolated, ethanol droplet combustion under microgravity conditions // Combust. Flame. — 2003. — V. 134, N 4. — P. 301–314. — [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(03\)00091-9](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(03)00091-9).
14. Paczko G., Peters N., Seshadri K., Williams F. A. The role of cool-flame chemistry in quasi-steady combustion and extinction of *n*-heptane droplets // Combust. Theory Modell. — 2014. — V. 18, N 4-5. — P. 515–531. — <https://doi.org/10.1080/13647830.2014.934296>.
15. Chao B. H., Law C. K., T'ien J. S. Structure and extinction of diffusion flames with flame radiation // Symp. (Int.) Combust. — 1991. — V. 23, N 1. — P. 523–531. — [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(06\)80299-7](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(06)80299-7).
16. Berhan S., Atreya A., Everest D., Sacksteder K. R. Radiant extinction of gaseous diffusion flames // NASA/CP-1999-208917: 5th Int. Microgravity Combustion Workshop, NASA Glenn Research Center, US, Cleveland, Ohio, May 18–20, 1999. — P. 43–46. — <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19990053965.pdf>.
17. Santa K. J., Chao B. H., Sunderland P. B., Urban D. L., Stocker D. P., Axelbaum R. L. Radiative extinction of gaseous spherical diffusion flames in microgravity // Combust. Flame. — 2007. — V. 151, N 4. — P. 665–675. — <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2007.08.009>.
18. Kuznetsov E., Snegirev A., Markus E. Radiative extinction of a diffusion flame in microgravity // Proc. of the 9th Int. Seminar on Fire and Explosion Hazards, 21–26 April 2019, St Petersburg, Russia. — Peter the Great St Petersburg Polytech. Univ., 2019. — V. 1. — P. 214–224. — <http://doi.org/10.18720/spbp2/k19-73>.
19. Kazakov A., Frenklach M. Reduced Reaction Sets based on GRI-Mech 1.2: [Электронный ресурс]. — URL: <http://combustion.berkeley.edu/drm/> (дата обращения: 23.06.2018).
20. Lu T. Reduced mechanisms download. A 22-species reduced mechanism and a 32-species skeletal mechanism and for ethylene-air, based on USC-Mech II. — <http://spark.engr.uconn.edu/mechs/mechs.htm>.
21. Luo Z., Yoo C. S., Richardson E. S., Chen J. H., Law C. K., Lu T. F. Chemical explosive mode analysis for a turbulent lifted ethylene jet flame in highly-heated coflow // Combust. Flame. — 2012. — V. 159, N 1. — P. 265–274.
22. Kuznetsov E., Markus E., Snegirev A. Dynamic determination of the mean radiation path

- length in the simulations of transient flame development // Interflam 2019 Posters, 15th Int. Conf. and Exhibition on Fire Science and Engineering, Royal Holloway College, UK, 1-3 July 2019. — <https://www.intersciencecomms.co.uk/html/conferences/Interflam/if19/Programmeif19.htm>.
23. **Brookes S. J., Moss J. B.** Prediction of soot and thermal radiation in confined turbulent jet diffusion flames // *Combust. Flame.* — 1999. — V. 116, N 4. — P. 486–503. — [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(98\)00056-X](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(98)00056-X).
24. **Snegirev A., Markus E., Kuznetsov E., Harris J., Wu T.** On soot and radiation modeling in buoyant turbulent diffusion flames // *Heat Mass Transfer.* — 2018. — V. 54, N 8. — P. 2275–2293. — <https://doi.org/10.1007/s00231-017-2198-x>.
25. **Fenimore C. P., Jones G. W.** Oxidation of soot by hydroxyl radicals // *J. Phys. Chem.* — 1967. — V. 71, N 3. — P. 593–597. — <https://doi.org/10.1021/j100862a021>.
26. **Puri R., Santoro R. J., Smyth K. C.** The oxidation of soot and carbon monoxide in hydrocarbon diffusion flames // *Combust. Flame.* — 1994. — V. 97, N 2. — P. 125–144. — [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(94\)90001-9](https://doi.org/10.1016/0010-2180(94)90001-9).
27. **McGrattan K., Hostikka S., McDermott R., Floyd J., Vanella M.** *Fire Dynamics Simulator. Technical User's Guide.* — NIST Spec. Publ. 1019. — 6th ed. — 2018. — <https://github.com/firemodels/fds>.
28. **Снегирев А. Ю., Талалов В. А., Степанов В. В.** Испарение жидкости и диффузионное горение конденсированных топлив: учеб. пособие. — Санкт-Петербург: Изд-во Политех. ун-та, 2017.

*Поступила в редакцию 23.12.2019.
Принята к публикации 19.02.2020.*