

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ,
ВНОСИМЫХ В ПЛАМЯ ПРОБООТБОРНЫМ ЗОНДОМ.
I. ВОЗМУЩЕНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ***

© 2006 г. П. А. Сквородко*, А. Г. Терещенко, О. П. Коробейничев,
Д. А. Князьков, А. Г. Шмаков.

*Институт химической кинетики и горения Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск
*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук,
Новосибирск*

Поступила в редакцию 07. 04.2006

Изучается внешнее течение метан-кислород-аргонового пламени, стабилизированного на плоской горелке при атмосферном давлении, около пробоотборного зонда, представляющего собой усеченный конус с отверстием в центре торца. Моделирование течения между поверхностью горелки и зондом проводится в рамках полной системы нестационарных уравнений Навье–Стокса, которая решается численно с помощью оригинального алгоритма. Для приближенного учета влияния тепловыделения вследствие химических реакций в уравнение энергии добавляется источник энергии, обеспечивающий заданное распределение температуры в плоском невозмущенном пламени, т.е. в отсутствие зонда. Распределение температуры поверхности зонда задается на основании соответствующих термопарных измерений. В плоскости отверстия зонда осевая скорость газа предполагается равной местной скорости звука. Сравнение поля течения пламени около зонда (картина линий тока, поле изотерм и т.д.) с соответствующими характеристиками невозмущенного пламени дает качественное представление о характере и величине возмущающих факторов, вносимых в пламя зондом. Расчетные значения температуры на оси потока в окрестности отверстия зонда находятся в хорошем согласии с результатами измерений. В литературе моделирование течения пламени около зонда в сколько-нибудь полной постановке не проводилось.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных методов, экспериментального исследования химической структуры волны горения, является масс-спектрометрический зондовый метод, в котором отбор пробы из пламени осуществляется с помощью зонда, внешняя форма которого обычно представляет собой усеченный конус с отверстием у основания. Внутренний канал зонда, через который осуществляется отбор пробы, обычно также имеет коническую форму. Используются два типа зондов – микрозонды и звуковые зонды [1, 2], которые различаются величинами угла раствора внутреннего канала, диаметра входного отверстия, а также характером течения газа внутри зонда.

Микрозонды имеют угол раствора внутреннего канала 5–20° и входное отверстие диаметром 5–20 мкм. Течение газа внутри микрозонда происходит, как правило, в молекулярно-вязкостном режиме с определяющим влиянием твердых поверхностей на характеристики потока. Такие зонды слабо возмущают пламя, что позволяет с их помощью исследовать пламена с узкими зонами горения (0.1 мм и менее). К недостаткам микрозонда относится его ограниченная применимость для регистрации радикалов и нестабильных ча-

стиц, вследствие высокой вероятности их гибели на стенках зонда. Аналогичные проблемы возникают при регистрации паров низколетучих энергетических материалов, которые могут разлагаться, реагировать внутри зонда на горячих или конденсироваться на холодных стенках.

Звуковые зонды имеют угол раствора внутреннего канала равный или более 40° и входное отверстие диаметром 20–300 мкм. Название подобных зондов связано с трансзвуковым характером течения газа в окрестности отверстия зонда. Течение газа внутри звукового зонда подобно течению вязкого газа в сверхзвуковой части конического сопла, которое характеризуется наличием пограничного слоя в окрестности образующей сопла, а также области течения с низким влиянием вязкости (ядро потока). В ядре потока газ расширяется и ускоряется до сверх- и гиперзвуковых скоростей, что приводит к понижению температуры газа и к замораживанию химических реакций. В дальнейшем из сверхзвукового потока с помощью скиммера формируется молекулярный пучок, доставляемый в ионный источник масс-спектрометра. Звуковые зонды позволяют сохранять атомы, радикалы, нестабильные частицы и пары низколетучих веществ, но, по сравнению с микрозондами, значительно сильнее возмущают

пламя. Метод, основанный на такой системе отбора пробы, носит название молекулярно-пучковой масс-спектрометрии (МПМС).

Для правильной интерпретации результатов измерений, полученных, главным образом, с использованием звуковых зондов, необходим анализ возмущающих факторов, обусловленных газодинамическим и тепловым воздействием зонда на пламя и на пробу газа, отбираемую из пламени.

Одной из основных характеристик газодинамического влияния зонда на пламя является степень отбора пробы α [1], определяемая соотношением $\alpha = 4G/\pi d^2 \rho_0 w_0$, где G – расход газа через отверстие зонда, d – диаметр отверстия зонда, ρ_0 и w_0 – плотность и скорость невозмущенного зондом газа соответственно.

Помимо всасывающего действия зонд, имея некоторую форму и внешние размеры, представляет собой препятствие для движения газового потока.

Вследствие влияния указанных факторов, а также теплообмена между газом и поверхностью зонда невозмущенное пламя в присутствии зонда перестраивается.

В литературе имеется большое число как теоретических [3–9], так и экспериментальных [10–18] работ, включая обзоры [19, 20], посвященных зондовым возмущениям пламени. Из экспериментальных работ здесь будут рассмотрены только исследования газодинамического или теплового влияния зонда на пламя, зондовые возмущения профилей концентраций компонентов пламени рассмотрено во второй части данной работы [21].

Одним из первых теоретических исследований гидродинамических возмущений является работа Розена [3], в которой зонд моделируется идеальным дисковым стоком и рассчитывается поле скоростей течения газа в набегающем на диск плоскопараллельном, изотермическом, несжимаемом потоке.

Ксандопуло с сотрудниками [4], используя результаты работы Розена, на основе упрощенной модели рассчитали кинематический сдвиг (δ) характеристик газового потока зондом для разных значений степени отбора α . Под кинематическим сдвигом понимается величина, вычисляемая по формуле $\delta = w_0(t - t_1)$, где w_0 – скорость невозмущенного потока, $t = z_p/w_0$ – время, за которое невозмущенный поток проходит расстояние z_p до отверстия зонда, t_1 – время, за которое то же расстояние проходит поток, возмущенный зондом. Величина t_1 вычисляется по распределению скорости вдоль оси течения. Кроме того, в работе [4] исследованы форма и положение объема, из которого осуществляется отбор пробы.

Различные аспекты влияния зонда на отбор пробы из пламени были рассмотрены в работах Хэйхерста [5–7] и Смита [8].

Кнутом [9] решалась газодинамическая задача по нахождению распределения параметров течения около конического зонда с отверстием для стока газа, задача ставилась как невязкая и приближенно решалась с использованием известного решения задачи о точечном стоке в несжимаемой жидкости. Для учета влияния эффектов сжимаемости в полученное решение вводились соответствующие поправки.

Тепловое влияние зонда на пламя в зависимости от угла раствора внешнего конуса зонда исследовалось экспериментально в работе Биорди и др. [10], где Pt-Pt 10% Rh термодарами, изготовленными из проволоки диаметром 25 мкм, в метан-кислород-аргоновом пламени при давлении ~0.04 атм была измерена температура, при этом спай термодара находился на расстоянии $\sim 2d$ от торца зонда. Среднее понижение температуры газа для зондов с внешним углом раствора конуса до 64° составило около 200 К, а зонд с внешним углом 78° значительно деформировал одномерную структуру пламени. Было показано, что оптимальный внешний угол раствора конуса звукового зонда близок к 40° .

В работе [11] экспериментально определено возмущенное зондом поле скоростей в набегающем на зонд потоке газа и показано, что модель потенциального течения с дисковым стоком [3] и проведенные на ее основе расчеты [4] могут быть использованы для оценки гидродинамических возмущений, вносимых зондом при отборе пробы.

В работе Хартлибеа и др. [12] с помощью лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) измерено распределение температуры между горелкой и торцем кварцевого звукового зонда с толщиной стенки 1 мм и углом раствора конуса при вершине 45° при различных расстояниях между ними в богатом пропан-кислород-аргоновом пламени, стабилизированном на плоской горелке при давлении 0.05 атм. Полученные поля температур хорошо иллюстрируют нелинейный характер возмущенного течения – при уменьшении расстояния между горелкой и зондом пламя гаснет вследствие охлаждающего действия поверхности зонда.

Следует отметить также методы определения возмущенной температуры пламени в области перед зондом, основанные на измерениях расхода газа через отверстие зонда [13, 14], скорости молекулярного пучка [15, 16], а также на прямых измерениях температуры с помощью термодара, расположенной вблизи торца зонда [17, 18]. Полученный таким образом температурный профиль используется для верификации механизма химических реакций в пламени.

В целом, можно констатировать, что в литературе проблемы газодинамических возмущений, вносимых зондом, рассматриваются, как правило, в упрощенном виде с использованием аппрокси-

мации течения потоком несжимаемой жидкости, без учета конкретной формы зонда. Экспериментальные результаты носят обычно частный характер, что затрудняет их использование для других зондов и пламен.

В данной работе выполнено моделирование течения метан-кислород-аргонового пламени около зонда конкретной геометрии с учетом влияния тепловыделения вследствие химических реакций. Полученные результаты дают представление о характере и величине возмущающих факторов, вносимых в пламя зондом. Сравнение расчетных результатов с экспериментальными выявило их хорошее соответствие. Ранее моделирование течения пламени около зонда в сколько-нибудь полной постановке не проводилось.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Пламя предварительно перемешанной смеси $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{Ar}$ (6/15/79%) стабилизировалось на горелке типа Бота–Сполдинга диаметром 16 мм при атмосферном давлении и температуре 368 К. Объемная скорость горючей смеси составляла $25 \text{ см}^3/\text{с}$ при нормальных условиях. Потоки компонентов смеси устанавливались с помощью регуляторов расхода газа фирмы “MKS Instruments” с точностью $\pm 1\%$. Для обеспечения равномерности скорости потока смеси горелка была изготовлена из латунного диска с отверстиями диаметром 0.5 мм, при этом относительная пористость составляла 46.3%. Для определения влияния отверстий на однородность потока были проведены проверочные эксперименты на пористой горелке того же диаметра с размером пор 0.1 мм. Отличия концентрационных и температурных профилей, полученных на разных горелках, обнаружено не было. Горелка была закреплена на сканирующем механизме, который позволял перемещать ее относительно пробоотборника в вертикальном направлении с величиной шага 0.01 мм.

Измерения температуры в пламени выполнялись при помощи Pt-Pt + 10% Rh – термопары диаметром 0.02 мм, покрытой тонким слоем SiO_2 для предотвращения каталитических процессов на ее поверхности. Диаметр спая термопары с покрытием составлял 0.03 мм, длина плеч термопары – 4 мм, что обеспечивало малые теплотери в холодные концы термопары. Конструкция узла термопары детально описана в [22]. Узел термопары был закреплён на механизме, который позволял перемещать ее в трех направлениях. Положение спая термопары с помощью катетометра контролировалось с точностью до 0.01 мм. Точность термопарных измерений составляла $\pm 30 \text{ К}$.

Во всех измерениях использовался один и тот же кварцевый звуковой зонд с диаметром отверстия 80 мкм, диаметром торца 240 мкм и полу-

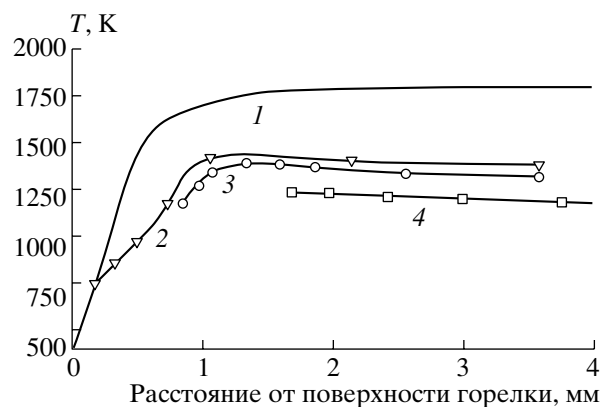


Рис. 1. Распределения температуры в невозмущенном пламени (1), а также в трех точках поверхности зонда (2 – торец зонда, 3, 4 – стенка зонда на расстояниях 0.76 мм и 1.56 мм от его торца, соответственно).

углом раствора внешнего конического участка 25.5° . Зонд был закреплён на съёмном охлаждаемом фланце из нержавеющей стали.

Для постановки граничных условий в процессе моделирования течения необходимы данные по распределению температуры поверхности зонда. Соответствующие распределения были также получены при помощи термопар. Положение спая термопары на зонде контролировалось с помощью катетометра. Контакт термопары с зондом осуществлялся путем прижимания спая термопары к поверхности зонда за счет натяжения концов термопары с помощью пружин.

На рис. 1 приведены результаты измерений температуры на торце зонда, а также в двух точках на поверхности зонда в зависимости от расстояния между положением термопары и поверхностью горелки. Для сравнения показан температурный профиль в невозмущенном пламени, полученный с помощью кода Chemkin [23] для рассматриваемой смеси. Как видно из этих результатов, ширина фронта исследуемого пламени составляет около 1 мм, а разность температур в невозмущенном пламени и на поверхности зонда может достигать значений 500 К.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ

Моделирование течения в области между горелкой и введенным в поток, осесимметричным зондом проводилось в рамках полной системы нестационарных уравнений Навье–Стокса. Для приближенного учета влияния тепловыделения вследствие химических реакций в уравнение энергии добавлялся источник член, обеспечивающий заданное распределение температуры в плоском невозмущенном пламени, т.е. в отсутствие зонда.

Ниже описаны основные особенности недавно разработанного оригинального алгоритма численного решения системы уравнений Навье–Стокса.

Уравнения Навье–Стокса

Система уравнений Навье–Стокса для двумерного течения с плоской ($v = 0$) или осевой ($v = 1$) симметрией имеет обычный вид и включает уравнение неразрывности

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

два уравнения сохранения импульса

$$\rho \frac{Du}{Dt} + \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial r} + v \frac{\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta}}{r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} + \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial \tau_{zr}}{\partial r} + v \frac{\tau_{zr}}{r} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z}, \quad (3)$$

и уравнение сохранения энергии

$$\rho \frac{De}{Dt} + p \operatorname{div} \mathbf{v} = -\frac{\partial q_r}{\partial r} - v \frac{q_r}{r} - \frac{\partial q_z}{\partial z} + \Phi, \quad (4)$$

где

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} + w \frac{\partial}{\partial z},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{u}{r} + \frac{\partial w}{\partial z},$$

$$\Phi = \tau_{rr} \frac{\partial u}{\partial r} + v \tau_{\theta\theta} \frac{u}{r} + \tau_{zz} \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\tau_{zr}^2}{\mu},$$

$$\tau_{rr} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial r} + \left(\mu' - \frac{2}{3}\mu\right) \operatorname{div} \mathbf{v},$$

$$\tau_{zz} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \left(\mu' - \frac{2}{3}\mu\right) \operatorname{div} \mathbf{v},$$

$$\tau_{\theta\theta} = 2\mu v \frac{u}{r} + \left(\mu' - \frac{2}{3}\mu\right) \operatorname{div} \mathbf{v},$$

$$\tau_{rz} = \tau_{zr} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} \right),$$

$$q_r = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r}, \quad q_z = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}.$$

Здесь r, z – радиальная и осевая координаты, соответственно, u и w – радиальная и осевая компоненты вектора скорости, ρ – плотность, p – давление, T – температура, e – удельная внутренняя энергия, μ – динамическая вязкость, μ' – объемная вязкость, λ – теплопроводность. Система уравнений (1)–(4) замыкается уравнением состояния и

выражением для внутренней энергии, которые для совершенного газа имеют вид

$$p = \rho RT,$$

$$e = \frac{1}{\kappa - 1} RT,$$

где R – газовая постоянная, κ – показатель адиабаты.

Конечно-разностная схема

Основные особенности используемой конечно-разностной схемы состоят в следующем:

а) Применяется гибридная (разнесенная) разностная сетка, суть которой заключается в том, что в прямоугольной сетке, покрывающей расчетную область, давление, плотность и температура газа, а также коэффициенты переноса определяются в центре ячейки, а компоненты скорости – в середине соответствующих границ ячейки.

б) Разностные уравнения разрешаются неявно с помощью известного метода расщепления по физическим процессам и пространственным переменным [24]. На каждом дробном шаге обращение трехдиагональных матриц осуществляется стандартным методом прогонки.

в) Уравнение неразрывности аппроксимируется по схеме, обеспечивающей консервативность при установлении (либо при явном разрешении уравнений).

г) Симметричная аппроксимация дифференциальных операторов обеспечивает второй порядок точности по пространственным переменным на равномерной сетке.

д) Алгоритм характеризуется низкой схемной вязкостью, что существенно расширяет доступную для моделирования область чисел Рейнольдса.

Гибридная сетка была предложена в работе [25] для моделирования течений несжимаемой жидкости. Для течений сжимаемого газа данная сетка не получила широкого распространения, за исключением некоторых случаев существенно дозвуковых конвективных течений [26]. Имеющийся опыт свидетельствует, однако, о высокой эффективности алгоритма, основанного на использовании гибридной сетки, для моделирования течений газа без каких-либо ограничений на скорость потока [27–29].

Область моделирования и граничные условия

Применяется равномерная прямоугольная разностная сетка с шагами dr и dz в радиальном и осевом направлениях. В реализованной версии алгоритма граница расчетной области может включать в себя несколько отрезков прямых, параллельных, либо перпендикулярных оси, и один отрезок с

произвольным наклоном к оси. В окрестности этого отрезка ячейки представляют собой трапецию, либо треугольник, что учитывается при разностной аппроксимации уравнений. Данный подход к описанию течения в граничных ячейках непрямоугольной формы аналогичен применявшемуся в работе [30].

На рис. 2 показана схема области моделирования для расстояния между торцем зонда и поверхностью горелки $z_0 = 8$ мм. Сплошные линии соответствуют твердой поверхности, штриховые – проницаемые границы, штрихпунктиром показана ось течения. Данная область соответствует форме используемого зонда. Расстояние z_0 изменялось в диапазоне 0.2–0.8 мм, протяженность конического участка (линии 4–5) вдоль оси составляла 2 мм для всех вариантов.

На поверхности горелки (линии 1–7) условия для всех величин задавались на основе решения для рассматриваемого изобарического пламени, полученного с помощью кода Chemkin [23] ($T = 368$ К, $w = 15.68$ см/с, $u = 0$).

Условия на твердых поверхностях (линии 3–6) задавались по общему алгоритму, в котором, помимо условий непротекания (нулевая нормальная компонента скорости v_n), производится учет эффектов скольжения для тангенциальной компоненты скорости v_t , а также температурного скачка [31]

$$v_t = -\frac{2 - \alpha_v \mu}{\alpha_v p} \left(\frac{\pi RT}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{\partial v_t}{\partial n} \right)_w,$$

$$\Delta T_w = -\frac{2 - \alpha_T}{\alpha_T} \frac{2\kappa}{Pr(\kappa + 1)p} \left(\frac{\pi RT}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_w.$$

при единичных значениях коэффициентов accommodation α_v и α_T . Данные условия автоматически переходят в условия прилипания и отсутствия скачка температуры в областях течения, где эффекты разреженности малы. Распределение температуры вдоль поверхности зонда задавалось путем линейной аппроксимации имеющихся результатов измерений (см. рис. 1). Необходимости задавать плотность или давление на твердых поверхностях не возникает.

На поверхности отверстия зонда (линии 2–3) все величины, за исключением осевой скорости, задавались путем аппроксимации внутри расчетной области, а осевая скорость полагалась равной местной скорости звука. Это предположение позволяет исключить из рассмотрения течение газа внутри зонда, хотя и может вести к некоторым погрешностям описания течения.

На верхней проницаемой границе (линии 7–6) была сделана попытка задания всех величин путем их аппроксимации внутри расчетной области. Расчеты показали, однако, что для получения устойчивого решения для рассматриваемого су-

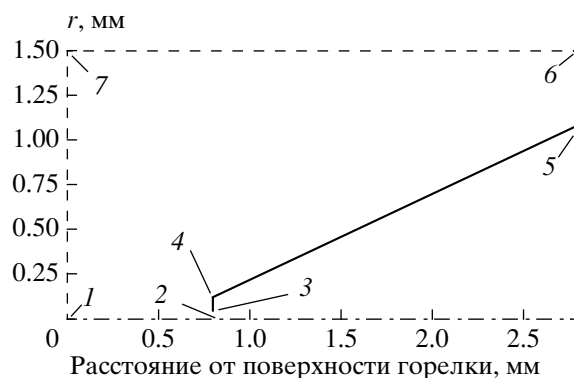


Рис. 2. Схема области моделирования.

щественно дозвукового течения, на этой границе необходимо задавать давление, что предполагает корректировку значений плотности после нахождения температуры. Данное условие эквивалентно наличию дополнительных источников, либо стоков массы на этой границе.

На оси потока (линии 1–2) радиальная скорость, а также производные по радиусу осевой скорости и температуры задавались равными нулю.

Размер шага сетки dr в радиальном направлении был выбран равным 2.5 мкм, таким образом, число ячеек составляло 16 для радиуса отверстия и 48 для радиуса торца зонда. Размер шага dz в осевом направлении несколько отличался от dr и составлял около 2.62 мкм. Это значение связано с соотношением между dr и dz в рассматриваемом случае, когда область моделирования содержит конический участок (см. рис. 2).

Источниковый член для уравнения энергии

Расчеты выполнялись для стабилизированного на плоской горелке пламени предварительно перемешанной смеси $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{Ar}$ с приведенным выше начальным составом компонентов.

Предполагалось, что рассматриваемая смесь продуктов горения описывается моделью однокомпонентного совершенного газа с молекулярной массой 37.32 кг/кмоль и показателем адиабаты $\kappa = 1.5747$, рассчитанными по параметрам реальной смеси газов на поверхности горелки.

Температурная зависимость динамической вязкости μ газа рассчитывалась для межмолекулярного потенциала взаимодействия Леннарда-Джонса (6–12) с параметрами $\sigma = 3.418$ Å, $\epsilon/k = 124$ К, характерными для аргона [32]. Поскольку основным компонентом смеси является аргон, значение числа Прандтля ($Pr = \mu C_p / \lambda$) было задано тем же, что и для аргона, т.е. $Pr = 2/3$. Влиянием объемной вязкости пренебрегалось ($\mu' = 0$).

Для численного решения исходная система уравнений приводилась к безразмерному виду. В каче-



Рис. 3. Источниковый член для уравнения энергии.

стве масштабов для давления, температуры и плотности использовались соответствующие величины на поверхности горелки (p_0 , T_0 и ρ_0), для радиальной и осевой компонент скорости c_0 скорость звука при температуре T_0 . Координаты r и z оказалось удобным выражать непосредственно в миллиметрах.

Как уже упоминалось, для приближенного учета влияния тепловыделения вследствие химических реакций в уравнение энергии добавлялся источниковый член $Q_T(z)$, обеспечивающий заданное распределение температуры в плоском невозмущенном пламени, т.е. в отсутствие зонда. Этот член, зависящий только от z определялся из следующего соотношения, записанного в безразмерном виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = Q_{conv} + Q_{vis} + Q_T = 0, \quad (5)$$

где конвективные члены, входящие в уравнение энергии (4) схематично обозначены как Q_{conv} , а вязкие члены обозначены как Q_{vis} . Конечно-разностная аппроксимация соотношения (5) для одномерного потока осуществлялась на той же гибридной сетке для осевой координаты, что использовалась в двумерных расчетах, при этом значения источникового члена определялись в центре ячейки. Распределение температуры в потоке задавалось в соответствии с результатами моделирования течения в невозмущенном пламени с помощью кода Chemkin [23] (см. рис. 1), распределения плотности и осевой скорости, входящие в соотношение (5), находились из уравнений неразрывности и состояния. Для получения источникового члена в рамках рассматриваемого подхода мы, следовательно, пренебрегаем небольшим изменением средней молекулярной массы смеси, которое имеет место в реальном невозмущенном пламени вследствие химических реакций.

Осевое распределение источникового члена $Q_T(z)$, полученное описанным способом, показано на рис. 3. Положительные значения отражают тепловой эффект вследствие экзотермической химической реакции. Максимальная интенсивность тепловыделения в рассматриваемом пламени имеет место, как видно, при $z \sim 0.5$ мм. Небольшие осцилляции Q_T , которые не оказывают сколько-нибудь значительного влияния на результаты, связаны с погрешностями аппроксимации температурного профиля. В тестовом двумерном расчете потока с показанным источниковым членом в случае отсутствия зонда был хорошо воспроизведен температурный профиль в невозмущенном пламени. Можно, таким образом, надеяться, что условия в потоке около зонда будут близки к таковым в реальном пламени.

Численная процедура

Моделирование проводилось для 4 расстояний между торцом зонда и поверхностью горелки (z_0): 0.2, 0.4, 0.6 и 0.8 мм.

Начальное распределение параметров в области моделирования задавалось таким же, как в невозмущенном пламени. Наличие зонда возмущает это распределение из-за присутствия твердых поверхностей в поле течения, отсоса газа через отверстие зонда, а также теплообмена между газом и поверхностью зонда. Вследствие влияния указанных факторов поток начинает перестраиваться и, спустя некоторое время, достигает стационарного состояния.

Мы не будем иллюстрировать результаты многочисленных тестовых расчетов, подтверждающих, что получаемое решение конечно-разностных соотношений вполне адекватно решению исходных дифференциальных уравнений. Некоторые результаты тестовых расчетов имеются в работах [27–29].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 проиллюстрирована картина линий тока для $z_0 = 0.2$ мм. Указанные на рисунке значения расхода выражены в виде степени отбора α . Сильное возмущение течения для столь малого расстояния между зондом и горелкой очевидно (в невозмущенном пламени линии тока представляют собой горизонтальные прямые). На некотором расстоянии от торца зонда у его конической поверхности формируется точка торможения (растекания), что является типичным для рассматриваемого потока [5, 8, 9]. Линия тока, пересекающая коническую поверхность в точке торможения, разделяет поток на две части, одна из которых достигает отверстия зонда, тогда как другая не достигает. Расход газа через отверстие зонда, который может быть определен из рис. 4,

соответствует степени отбора между 920 и 960 (точное значение составляет $\alpha = 925.2$).

Картина линий тока для $z_0 = 0.8$ мм показана на рис. 5. Для этого, максимального из рассмотренных расстояний от зонда до горелки, возмущения поля течения заметно меньше, чем для $z_0 = 0.2$ мм (см. рис. 4). По-прежнему наблюдается наличие точки торможения на конической поверхности. Расход через отверстие зонда ($\alpha = 662.5$) ниже, чем для $z_0 = 0.2$ мм вследствие более высоких значений температуры в окрестности торца зонда.

Часть показанного выше поля течения с более детальной структурой картины линий тока в окрестности торца зонда показана на рис. 6.

Рис. 7 иллюстрирует поле изотерм для $z_0 = 0.2$ мм (значения температур выражены в К). Этот рисунок также выявляет сильное возмущение поля течения (в невозмущенном пламени изотермы представляют собой вертикальные прямые). Весьма отчетливо выражен эффект охлаждения периферии потока конической поверхностью зонда.

Поле изотерм для $z_0 = 0.8$ мм проиллюстрировано на рис. 8. Как и в случае с картиной линий тока, возмущения поля изотерм для $z_0 = 0.8$ мм меньше, чем для $z_0 = 0.2$ мм. Также наблюдается эффект охлаждения зондом периферии потока.

Более детальная структура поля изотерм для $z_0 = 0.8$ мм в окрестности торца зонда показана на рис. 9.

На рис. 10 дано осевое распределение параметров для $z_0 = 0.8$ мм. Температурный профиль в невозмущенном пламени также показан для сравнения.

Осевая скорость монотонно возрастает от значения на поверхности горелки до скорости звука у отверстия зонда.

Давление остается почти постоянным во всей области расстояний от горелки за исключением небольшой окрестности отверстия зонда (около 0.05 мм, что менее диаметра отверстия зонда), где оно уменьшается приблизительно в два раза вследствие значительного ускорения газа. Как следствие такого поведения давления профили температуры и плотности почти обратны друг другу.

Температура возрастает с увеличением расстояния от горелки значительно медленнее, чем в невозмущенном потоке, несмотря на эффект источникового члена. Это связано с ускорением потока, что снижает время нахождения газа в области действия источникового члена данной интенсивности. В окрестности отверстия зонда имеет место даже понижение температуры, вызванное резким ускорением потока.

Радиальное распределение параметров в плоскости отверстия зонда для $z_0 = 0.8$ мм проиллюстрировано на рис. 11. Результаты приведены для ячейки, ближайшей к торцу зонда, т.е. для осевой скорости точки соответствуют положению тор-

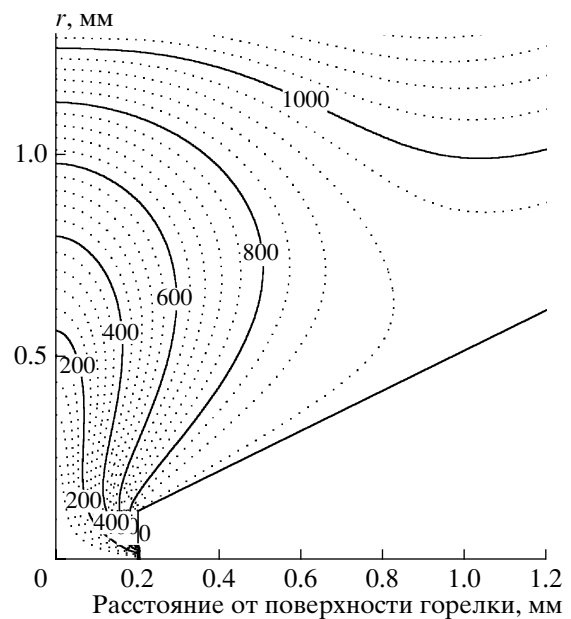


Рис. 4. Картина линий тока для $z_0 = 0.2$ мм.

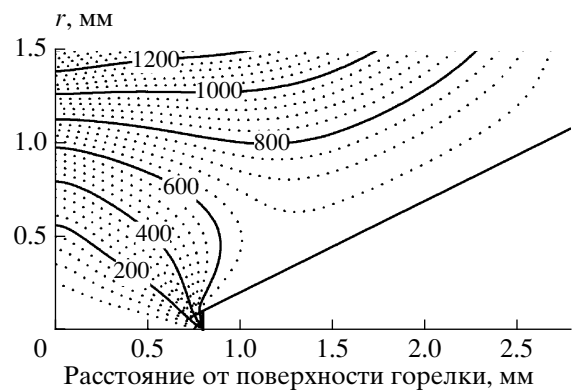


Рис. 5. Картина линий тока для $z_0 = 0.8$ мм.

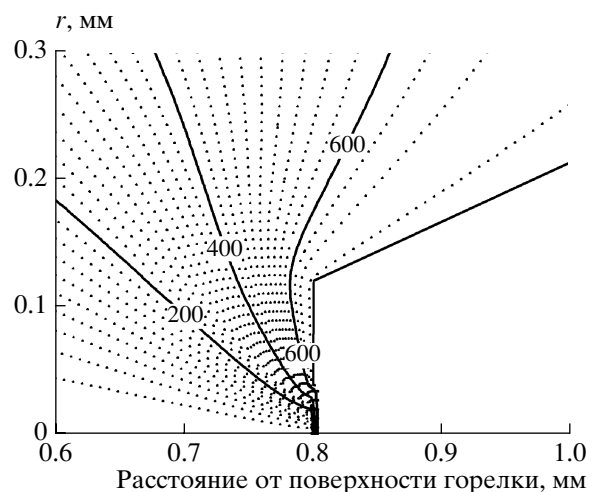


Рис. 6. Картина линий тока в окрестности торца зонда для $z_0 = 0.8$ мм.

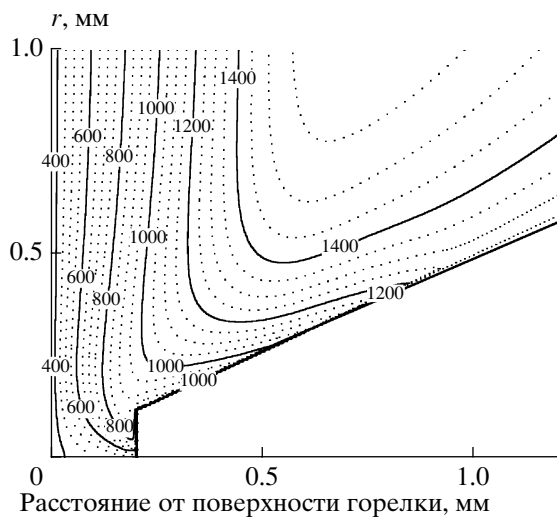


Рис. 7. Поле изотерм для $z_0 = 0.2$ мм.

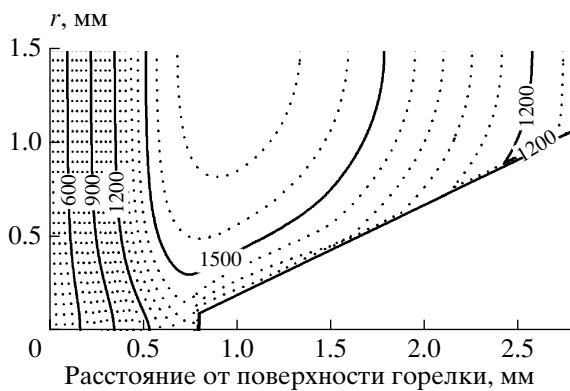


Рис. 8. Поле изотерм для $z_0 = 0.8$ мм.

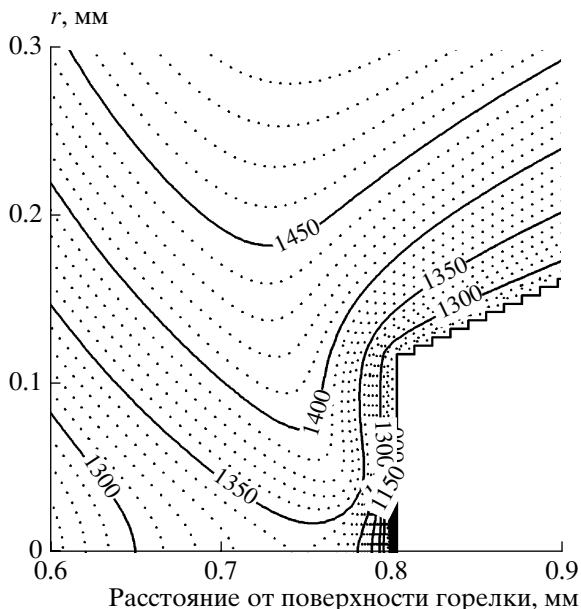


Рис. 9. Поле изотерм в окрестности торца зонда для $z_0 = 0.8$ мм.

ца, тогда как остальные величины даны на расстоянии $dz/2$ от торца.

Радиальная скорость в области радиусов, соответствующих положению отверстия зонда ($r \leq 0.04$ мм), отрицательна, что отражает всасывающее свойство зонда. В окрестности кромки отверстия радиальная скорость слегка превышает осевую, обе они близки здесь к локальной скорости звука.

Температура возрастает с увеличением радиуса вследствие ослабления всасывающего эффекта зонда, а также ввиду влияния теплообмена с более нагретыми областями потока на периферии. В области $0.04 \text{ мм} < r < 0.12 \text{ мм}$, соответствующей положению поверхности торца, температура почти постоянна и равна температуре поверхности, тогда как при $r > 0.12 \text{ мм}$ имеет место слабое возрастание температуры до ее значения на периферии потока.

Осевая скорость при $r \leq 0.04 \text{ мм}$ равна локальной скорости звука вследствие используемого граничного условия и, следовательно, отражает поведение температуры. В области $0.04 \text{ мм} < r < 0.12 \text{ мм}$ осевая скорость равна нулю, тогда как при $r > 0.12 \text{ мм}$ она мала и отрицательна вследствие того, что здесь имеет место возвратное течение (см. рис. 5, 6).

Давление почти постоянно для всех радиусов, кроме области $r \leq 0.04 \text{ мм}$, где оно падает приблизительно в два раза.

Радиальное распределение плотности является следствием рассмотренных зависимостей температуры и давления.

Осевые и радиальные распределения параметров для других расстояний z_0 качественно близки к рассмотренным выше.

На рис. 12 показаны осевые профили температуры, полученные экспериментально и теоретически. Приведено два вида профилей.

Первый относится к невозмущенному пламени: профиль (1) получен с помощью кода Chemkin [23] для рассматриваемой смеси (он же приведен на рис. 1), профиль (2) – результаты термопарных измерений в отсутствие зонда в пламени. Как видно, расчетный и экспериментальный профили удовлетворительно согласуются между собой, хотя между ними и имеются некоторые различия.

Второй вид профилей относится к возмущенному пламени: профиль (3) получен с помощью термопары, расположенной перед зондом на расстоянии 0.2 мм ($2.5d$) от его торца, профиль (4) соответствует результатам расчета температуры на оси возмущенного потока в точке расположения термопары. Как видно, и экспериментальный и расчетный профили сдвинуты относительно невозмущенного вниз по потоку приблизительно на $0.2\text{--}0.3 \text{ мм}$. Расчетные результаты удовлетвори-

тельно согласуются с данными измерений, что свидетельствует об адекватности описания основных особенностей изучаемого течения в рамках модели.

Профиль (5) на рис. 12 представляет собой значения температуры, определенные из расчетных величин расхода газа через зонд по изэнтропическим соотношениям для параметров в критическом сечении сопла Лавалья. Эти данные могут рассматриваться в качестве температуры, “измеренной” так называемым пневматическим методом (choked probe technique), который применялся в работах [13, 14] при исследовании зондовых возмущений температуры. Как видно, профиль (5) удовлетворительно согласуется с данными термопарных измерений (профиль (4)), что свидетельствует о некотором подобии подходов, применявшихся в работах [13, 14] и работах [17, 18] для верификации механизма химических реакций в пламени (см. также [21]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На основе системы уравнений Навье–Стокса с уравнением энергии, дополненным источником членом, разработана методика расчета течения около пробоотборного зонда, помещенного в стационарную волну горения, с учетом теплового эффекта химических реакций.

2. Проведено численное исследование внешнего течения около зонда с диаметром отверстия 80 мкм, диаметром торца 240 мкм и полууглом раствора внешнего конического участка 25.5° для метан-кислород-аргонового пламени, стабилизированного на плоской горелке при атмосферном давлении. Граничные условия для температуры на поверхности зонда ставились на основании соответствующих термопарных измерений.

3. Для различных расстояний торца зонда относительно поверхности горелки, сравнение поля течения около зонда (поля линий тока, изотерм, осевые и радиальные профили параметров потока) с соответствующими характеристиками невозмущенного пламени дает качественное представление о характере и величине возмущающих факторов, вносимых в пламя зондом.

4. Проведены термопарные измерения распределения температуры в невозмущенном (в отсутствие зонда) и в возмущенном пламени, с помощью термопары, спай которой находился на расстоянии ~ 0.2 мм от торца зонда. Результаты измерений температуры в возмущенном потоке удовлетворительно согласуются с расчетными значениями температуры на оси течения в точке расположения термопары, что свидетельствует об адекватности описания основных особенностей изучаемого течения в рамках модели.



Рис. 10. Осевое распределение параметров потока для $z_0 = 0.8$ мм (1 – T/T_0 , 2 – w/c_0 , 3 – p/p_0 , 4 – ρ/ρ_0 , 5 – T/T_0 без зонда).

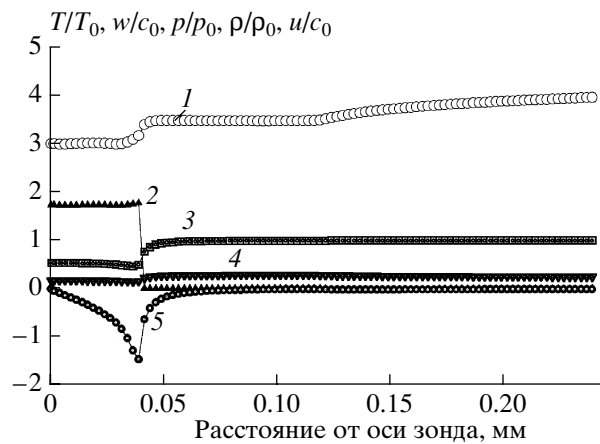


Рис. 11. Радиальное распределение параметров потока в плоскости отверстия зонда для $z_0 = 0.8$ мм (1 – T/T_0 , 2 – w/c_0 , 3 – p/p_0 , 4 – ρ/ρ_0 , 5 – u/c_0).

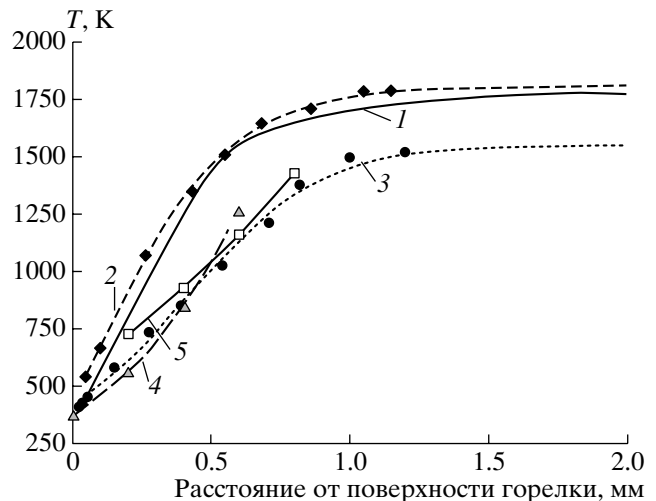


Рис. 12. Влияние зонда на осевое распределение температуры в пламени.

Возмущенное течение сохраняет изобарический характер во всей области, за исключением небольшой (менее d) окрестности центра отверстия зонда, где давление уменьшается приблизительно в два раза.

б. Разработанная модель возмущенного пламени предсказывает сдвиг вниз по потоку основных характеристик течения (температуры газа на оси потока, расхода газа через отверстие зонда и др.) по сравнению с соответствующими величинами в невозмущенном пламени. Указанная особенность типична для рассматриваемого течения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fristrom R.M., Westenberg A.A.* Flame Structure. N.Y.: McGraw-Hill, 1965.
2. *Fristrom R.M.* Flame Structure and Processes. N.Y.: Oxford University Press, 1995. P. 124.
3. *Rosen P.* Potential Flow of a Fluid into a Sampling Probe // Rept. CF-2248, Appl. Phys. Lab., Johns Hopkins Univ., Silver Spring, Md. 1954.
4. *Дубинин В.В., Колесников Б.Я., Ксандопуло Г.И.* // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13. № 6. С. 920.
5. *Hayhurst A.N., Telford N.R.* // Combust. and Flame. 1977. V. 28. P. 67.
6. *Hayhurst A.N., Kittelson D.B., Telford N.R.* // Combust. and Flame. 1977. V. 28. P. 123.
7. *Hayhurst A.N., Kittelson D.B.* // Combust. and Flame. 1977. V. 28. P. 137.
8. *Smith O.I.* // Combust. and Flame. 1981. V. 40. P. 187.
9. *Yi A.C., Knuth E.L.* // Combust. and Flame. 1986. V. 63. P. 369.
10. *Biordi J.C., Lazarra C.P., Papp J.F.* // Combust. and Flame. 1974. V. 23. № 1. С. 73.
11. *Куценогий П.К., Коробейничев О.П., Мавлюев Р.А. и др.* // Докл. АН СССР. 1985. Т. 282. № 6. С. 1425.
12. *Hartlieb A.T., Atakan B., Kohse-Hoinghaus K.* // Combust. and Flame. 2000. V. 121. № 4. P. 610.
13. *Kaiser E.W., Wallington T.J., Hurley M.D. et al.* // J. Phys. Chem. A. 2000. V. 104. P. 8194.
14. *Nogueira M.F.M., Fisher E.M.* // Combust. and Flame. 2003. V. 132. P. 352.
15. *Smith O.I., Chandler D.W.* // Combust. and Flame. 1986. V. 63. № 1. P. 19.
16. *Yoon S., Knuth E.L.* // Rarefied Gas Dynamics. Part II. Proc. 12th Intern. Symp., Progress in Astronautics and Aeronautics / Ed. Fisher S.S. N.Y.: AIAA, 1980. V. 74. P. 867.
17. *Musick M., Van Tiggelen P.J., Vandooren J.* // Combust. and Flame. 1996. V. 105. P. 433.
18. *Korobeinichev O.P., Ilyin S.B., Bolshova T.A. et al.* // Combust. and Flame. 2000. V. 121. P. 593.
19. *Коробейничев О.П.* // Успехи химии АН СССР. 1980. Т. 49. Вып. 6. С. 945.
20. *Knuth E.L.* // Proc. of Workshop on Applications of Free-Jet, Molecular Beam, Mass Spectrometric Sampling. Estes Park, Colorado. 1994. P. 18.
21. *Сковородко П.А., Терещенко А.Г., Коробейничев О.П. и др.* // Хим. физика. 2006. Т. 25. № 10. С. .
22. *Korobeinichev O.P., Ilyin S.B., Mokrushin V.M. et al.* // Combust. Sci. and Techn. 1996. V. 116–117. P. 51.
23. *Kee R.J., Rupley F.M., Miller J.A.* Chemkin-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics, Report № SAND89–8009B, Sandia National Laboratories, 1989.
24. *Ковеня В.М., Яненко Н.Н.* Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981.
25. *Harlow F.H., Welsh J.E.* // Phys. Fluids. 1965. V. 8. № 12. P. 2182.
26. *Ланин Ю.В., Стрелец М.Х.* Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989.
27. *Терещенко А.Г., Коробейничев О.П., Сковородко П.А. и др.* // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38. № 1. С. 92.
28. *Сковородко П.А.* // Математическое моделирование. 2003. Т. 15. № 1. С. 95.
29. *Broc A., De Benedictis S., Dilecce G. et al.* // J. Fluid Mech. 2004. V. 500. P. 211.
30. *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
31. *Галкин В.С.* // Инженерный журнал. 1963. Т. 3. Вып. 1. С. 27.
32. *Гирифельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р.* Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.