

УДК 533.6.011

ОПИСАНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ В КАНАЛЕ СО СТУПЕНЬКОЙ ПРИ ПОМОЩИ МОДЕЛЕЙ КЛАССА PaSR

Р. А. Балабанов, В. В. Власенко, А. Ю. Ноздрачев

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, 140180 Жуковский,
vlasenko.vv@yandex.ru

Рассматривается дозвуковое турбулентное горение предварительно перемешанной метановоздушной смеси в модельном канале с обратным уступом (Р. Magre и др., ONERA, 1975–1989). В экспериментах воспроизведены базовые физические механизмы, характерные для процессов горения в газотурбинных установках. Дан краткий обзор предыдущих работ по численному моделированию этих экспериментов. Описаны новые результаты численного исследования режима стабилизированного горения в данной установке. Проведено сравнение нескольких подходов к описанию турбулентного горения из класса PaSR (partially stirred reactor — модели реактора частичного перемешивания) с квазиламинарным подходом. Представлена модель переменных турбулентных чисел Прандтля и Шмидта, и рассмотрено ее влияние на воспроизведение данного течения в расчете.

Ключевые слова: модель турбулентного горения, модель химической кинетики.

DOI 10.15372/FGV2024.9453

EDN DQJFIM

ВВЕДЕНИЕ

Моделирование турбулентного горения — одна из сложнейших проблем механики жидкости и газа. До сих пор не созданы физикоматематические модели, корректно описывающие многомасштабные физические процессы в турбулентном пламени (диффузию тепла и массы, воспламенение, стабилизацию и срыв горения). Особенно трудно описать взаимодействие турбулентности и горения (turbulence-combustion interaction, TCI).

Существует два основных канала TCI. Для иллюстрации этих каналов рассмотрим дифференциальные уравнения из системы уравнений Рейнольдса для реагирующей смеси газов, описывающие баланс энергии и баланс массы k -го компонента смеси. Эти уравнения могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\bar{\rho} \tilde{E}_s + \bar{p}) \tilde{u}_i + \bar{\tau}_{ji} \tilde{u}_j + \bar{q}_i + \right. \\ \left. + \sum_k \overline{J_i(Y_k)} \Delta h_{f,k}^0 + \overline{J_i(k)} \right] = \\ = - \sum_k \overline{S(Y_k)} \Delta h_{f,k}^0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_k + \overline{J_i(Y_k)}] = \overline{S(Y_k)}. \quad (2)$$

Всюду в этой статье прямая черта сверху означает осреднение по времени (по Рейнольдсу), тильда — осреднение по Фавру; предполагается суммирование по повторяющемуся пространственному индексу. Обозначения: ρ — плотность; p — давление; u_i ($i = 1, 2, 3$) — проекции скорости на декартовы оси x_i ; t — время; $\tilde{E}_s = \tilde{u}_j \tilde{u}_j / 2 + \tilde{k} + \tilde{h}_s - \bar{p} / \bar{\rho}$ — полная энергия единицы массы смеси, за исключением вклада от $\Delta h_{f,k}^0$ (энтальпий образования компонентов при стандартной температуре T_0); $\tilde{k} = \tilde{u}_i'' \tilde{u}_i'' / 2$ — кинетическая энергия турбулентности (два штриха — пульсации по Фавру); \tilde{Y}_k — массовая доля k -го компонента смеси ($k = 1, \dots, N_{sp}$, где N_{sp} — полное число компонентов); $\tilde{h}_s = \sum_k \tilde{Y}_k h_{s,k}(\tilde{T})$ — так называемая явная (sensible) энтальпия смеси; $h_{s,k}(T) = \int_{T_0}^T c_{p,k}(\hat{T}) d\hat{T}$ — явная энтальпия k -го компонента ($c_{p,k}$ — теплоемкость единицы массы k -го компонента при постоянном давлении); $\bar{\tau}_{ji}$ — сумма тензоров вязких напряже-

ний и напряжений Рейнольдса. В уравнении (1) \bar{q}_i — суммарный (молекулярный и турбулентный) поток явной энтальпии смеси:

$$\bar{q}_i = -\frac{\tilde{\mu}}{\text{Pr}} \frac{\partial \tilde{h}_s}{\partial x_i} + \bar{\rho} \widetilde{h_s'' u_i''} \approx \left(\frac{\tilde{\mu}}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial \tilde{h}_s}{\partial x_i}, \quad (3)$$

где μ и μ_t — молекулярная и турбулентная вязкость; Pr и Pr_t — молекулярное и турбулентное число Прандтля. Величина $\bar{J}_i(Y_k)$ — поток массы k -го компонента:

$$\begin{aligned} \bar{J}_i(Y_k) &= -\frac{\tilde{\mu}}{\text{Sc}} \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} + \bar{\rho} \widetilde{Y_k'' u_i''} \approx \\ &\approx \left(\frac{\tilde{\mu}}{\text{Sc}} + \frac{\mu_t}{\text{Sc}_t} \right) \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i}, \end{aligned} \quad (4)$$

где Sc и Sc_t — молекулярное и турбулентное число Шмидта. В (1) $\bar{J}_i(k)$ — суммарный поток кинетической энергии турбулентности. Наконец, $S(Y_k)$ — химический источник массы k -го компонента:

$$S(Y_k) = -m_k \sum_r \Delta \nu_{k,r} (W_r^f - W_r^b),$$

где m_k — молекулярная масса k -го компонента, $\Delta \nu_{k,r} = \nu_{k,r}^f - \nu_{k,r}^b$ — стехиометрический коэффициент при k -м веществе в уравнении r -й реакции ($\Delta \nu_{k,r} > 0$, если в прямой реакции k -й компонент расходуется), а W_r^f и W_r^b — скорости прямой и обратной r -й реакции, для которых обычно используются выражения вида

$$\begin{aligned} W_r^{f,b}(\rho, T, \mathbf{Y}) &= A_r^{f,b} T^{n_r^{f,b}} \times \\ &\times \exp \left(-\frac{E_r^{f,b}}{T} \right) \prod_k \left(\frac{\rho Y_k}{m_k} \right)^{\nu_r^{f,b}}, \end{aligned} \quad (5)$$

где A_r , n_r , E_r — эмпирические константы.

Вернемся к описанию двух основных каналов TCI.

1-й канал TCI связан с влиянием турбулентности на средние скорости реакций, т. е. с нахождением связи между осреднением по времени нелинейного выражения (5), $W_r^{f,b}(\rho, T, \mathbf{Y})$, и полями средних по времени параметров течения — $\bar{\rho}$, \tilde{T} , \tilde{u}_i , \tilde{Y}_k . Простейшая модель — квазиламинарное приближение:

$$\overline{W_r^{f,b}(\rho, T, \mathbf{Y})} \approx W_r^{f,b}(\bar{\rho}, \tilde{T}, \tilde{\mathbf{Y}}). \quad (6)$$

Однако это приближение может приводить к большим ошибкам. Во многих задачах влияние пульсаций на средние скорости реакции значительно.

2-й канал TCI связан с влиянием горения на турбулентный перенос. В моделях турбулентности, основанных на гипотезе Буссинеска, его можно описать путем введения переменных турбулентных чисел Прандтля и Шмидта.

Пока наибольшее внимание исследователей было привлечено к 1-му каналу TCI, так как он в значительной мере связан с эффектами молекулярного смешения на уровне мелкомасштабной турбулентности. Это принципиально отличает моделирование 1-го канала TCI от классических моделей турбулентности, которые описывают в основном эффекты крупномасштабной турбулентности. Предложено много способов описания 1-го канала TCI — метод моментов, метод функции плотности вероятности, различные варианты моделей микроламинарных пламен (флеймлетов), фронтовые модели и др. [1]. Главная проблема большинства этих моделей — узкая область применимости. В настоящей работе рассматривается класс моделей реактора частичного перемешивания (partially stirred reactor, PaSR). Преимуществом моделей PaSR является их потенциальная применимость к любому режиму турбулентного горения, хотя современные модели PaSR этим свойством не обладают.

Менее исследован 2-й канал TCI. Нередко считают, что модели 2-го канала TCI важны в расчетах течения методом осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса (RANS) и не важны в вихреразрешающих расчетах, так как основную роль во 2-м канале TCI играет крупномасштабная турбулентность, которая в вихреразрешающих подходах описывается напрямую. Но на практике часто приходится применять гибридные вихреразрешающие методы, которые в пристенной области течения переходят в моделирование на базе нестационарных уравнений RANS.

Существуют и другие пути взаимодействия турбулентности и горения косвенного характера (цепочки взаимодействий различных факторов, которые приводят в итоге к влиянию турбулентности на горение или обратно).

В настоящей работе представлена двухканальная модель турбулентного горения, основанная на моделях PaSR для описания 1-го ка-

нала TCI, развивающая идеи [2] при описании 2-го канала и учитывающая взаимодействие обоих каналов. Для демонстрации проблем учета TCI рассмотрен эксперимент ONERA [3] по дозвуковому горению предварительно перемешанной смеси в канале с обратным уступом. В этом эксперименте в предельно упрощенной постановке воспроизводятся важнейшие физические механизмы, характерные для камер сгорания газотурбинных установок, широко применяемых в энергетике. Описаны результаты моделирования эксперимента с использованием разных способов учета TCI. В частности, рассматривается указанная в [4] проблема взаимодействия кинетической схемы с моделью TCI.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕЧЕНИЯ

Расчеты, представленные ниже, были выполнены в лаборатории физического и численного моделирования течений с турбулентностью и горением ЦАГИ (<http://tsagi.ru/institute/lab220/>) с использованием собственного программного продукта zFlare [5]. Решались нестационарные, осредненные по времени уравнения Навье — Стокса (URANS) для реагирующего газа, замкнутые моделью турбулентности Baseline $k-\omega$ [6], различными моделями горения метана в воздухе и моделями для учета TCI. Выбор модели Baseline $k-\omega$ обоснован в [4]. В этой модели турбулентная вязкость определяется формулой $\mu_t = \bar{\rho} \tilde{k} / \omega$, где $\omega = \tilde{\varepsilon} / (0.09 \tilde{k})$ — характерная частота турбулентных пульсаций скорости, $\tilde{\varepsilon}$ — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности \tilde{k} . Для \tilde{k} и ω решаются дополнительные уравнения в частных производных.

Помимо квазиламинарного приближения (6), использовались различные модели учета TCI. Для описания 1-го канала TCI применялись модели класса PaSR: базовая модель этого класса, предложенная в работе [7], и наиболее продвинутой современной модель EPaSR (Extended PaSR, см. [8]).

В моделях PaSR предполагается, что горение протекает в основном в «тонких структурах», связанных с мелкомасштабной турбулентностью [9]. В моделях класса PaSR тонкие структуры рассматриваются как реакторы, в которых непрерывно идут горение, массо- и теплообмен с окружающей средой за счет

диффузии. В окружающей среде реакций нет. Скорость газа и давление в тонких структурах и в окружающем пространстве считаются постоянными и равными средним значениям скорости и давления. Основными параметрами моделей PaSR являются объемная доля тонких структур γ^* и характерное время пребывания газа в тонких структурах τ^* . Будем обозначать параметры в тонких структурах верхним индексом *, а параметры в окружающем пространстве — верхним индексом 0. Связь между средними параметрами газа, параметрами в тонких структурах и в окружающем пространстве такова:

$$\begin{aligned}\bar{\rho} &= \gamma^* \rho^* + (1 - \gamma^*) \rho^0, \\ \bar{\rho} \tilde{h} &= \gamma^* \rho^* h^* + (1 - \gamma^*) \rho^0 h^0, \\ \bar{\rho} \tilde{Y}_k &= \gamma^* \rho^* Y_k^* + (1 - \gamma^*) \rho^0 Y_k^0.\end{aligned}\quad (7)$$

Поскольку в окружающем пространстве реакции не идут, то при вычислении $\overline{S(Y_k)}$ в уравнениях (1) и (2) используется формула

$$\overline{W_r^{f,b}(\rho, T, \mathbf{Y})} \approx \gamma^* W_r^{f,b}(\rho^*, T^*, \mathbf{Y}^*).$$

В базовой модели PaSR [7] состояние в тонких структурах предполагается квазистационарным и определяется из решения системы алгебраических уравнений гомогенного реактора:

$$\begin{aligned}h(\mathbf{Y}^*, T^*) &= h(\mathbf{Y}^0, T^0) = h(\tilde{\mathbf{Y}}, \tilde{T}), \\ \rho^* \frac{Y_k^* - Y_k^0}{\tau^*} &= S^*(Y_k), \quad p^* = p^0 = \bar{p},\end{aligned}\quad (8)$$

где

$$\begin{aligned}S^*(Y_k) &\equiv -m_k \sum_r \Delta \nu_{k,r} \cdot \{W_r^f(\rho^*, T^*, \mathbf{Y}^*) - \\ &\quad - W_r^b(\rho^*, T^*, \mathbf{Y}^*)\},\end{aligned}$$

а энтальпия смеси

$$h(\mathbf{Y}, T) = \sum_k Y_k \cdot (\Delta h_{f,k}^0 + h_{s,k}(T)).$$

Параметры \mathbf{Y}^0, T^0 могут быть выражены через параметры \mathbf{Y}^*, T^* и $\tilde{\mathbf{Y}}, \tilde{T}$ при помощи формул (7), поскольку $\tilde{h} = h(\tilde{\mathbf{Y}}, \tilde{T})$, $h^* = h(\mathbf{Y}^*, T^*)$, $h^0 = h(\mathbf{Y}^0, T^0)$.

Для быстрого решения системы PaSR (8) используется установление по псевдовремени.

Интегрирование ведется методом Гира с контролем сходимости. Применяется табуляция по начальным параметрам Y_k^0 , T^0 , τ^* , на основе которых вычисляется хэш для хранения результата интегрирования в хэш-таблице. Это позволяет ускорить расчет на два порядка.

Модель EPaSR [8] учитывает развитие тонких структур в пространстве и времени за счет конвективного и диффузионного переноса, а также за счет обмена массой с окружающим пространством. Параметры Y^* , T^* находятся из решения $1 + N_{sp}$ дополнительных уравнений в частных производных:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \gamma^* \rho^* E^*}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\gamma^* \left((\rho^* E^* + p^*) \tilde{u}_i - \right. \right. \\ & \left. \left. - \left(\frac{\bar{\mu}}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial h^*}{\partial x_i} \right) \right] = -\gamma^* \rho^* C_g \frac{\tilde{\varepsilon}}{\bar{k}} (h^* - h^0) + \\ & \quad + h^0 \frac{m + |m|}{2} + h^* \frac{m - |m|}{2}, \\ & \frac{\partial \gamma^* \rho^* Y_k^*}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\gamma^* \left(\rho^* \tilde{u}_i Y_k^* - \right. \right. \\ & \left. \left. - \left(\frac{\bar{\mu}}{\text{Sc}} + \frac{\mu_t}{\text{Sc}_t} \right) \frac{\partial Y_k^*}{\partial x_i} \right) \right] = \\ & = \gamma^* \left(S^*(Y_k) - \rho^* C_g \frac{\tilde{\varepsilon}}{\bar{k}} (Y_k^* - Y_k^0) \right) + \\ & \quad + Y_k^0 \frac{m + |m|}{2} + Y_k^* \frac{m - |m|}{2}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $E = E_s + \sum_k Y_k \Delta h_{f,k}^0$ — полная энергия смеси, $C_g \approx 10$ — эмпирическая константа, $m = -\rho^*(\gamma^* - \gamma_{eq}^*)/\tau^*$ — скорость увеличения массы газа в тонких структурах. Как и в (8), в EPaSR полагается $p^* = p^0 = \bar{p}$. Так как

$$\sum_k Y_k^* = \sum_k Y_k^0 = 1, \quad \sum_k S^*(Y_k) = 0,$$

то сумма всех уравнений для Y_k^* (второе уравнение в (9)) представляет собой уравнение для γ^* :

$$\frac{\partial \rho^* \gamma^*}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho^* \tilde{u}_i \gamma^*] = m. \quad (10)$$

В модели EPaSR (9) $\gamma_{eq}^* = \tau_c/(\tau_c + \tau^*)$, где τ_c — характерное время химических реакций в тонких структурах, а τ^* — характерное время установления равновесного состояния между тонкими структурами и окружающим пространством. В модели PaSR (8) $\gamma^* = \gamma_{eq}^*$. В обеих моделях $\tau^* = C_\tau \sqrt{\tau_K \cdot \tilde{k}/\tilde{\varepsilon}}$, где $\tau_K = \sqrt{\tilde{\mu}/(\bar{\rho}\tilde{\varepsilon})}$ — микромасштаб Колмогорова, а $C_\tau = 0.2$ — эмпирическая константа.

Для учета 2-го канала TCI используется модель переменных турбулентных чисел Прандтля и Шмидта — модель PrOm. В этой модели для вычисления Pr_t и Sc_t используется подход, предложенный в [2]:

$$\text{Pr}_t = C_\Phi \sqrt{\frac{\omega_h}{\omega}}, \quad \text{Sc}_t = C_\Phi \sqrt{\frac{\omega_C}{\omega}}, \quad (11)$$

где $C_\Phi = 0.51$ — эмпирическая константа, $\omega_h = \tilde{\varepsilon}_h/(0.09\sigma_h)$ и $\omega_C = \tilde{\varepsilon}_C/(0.09\sigma_C)$ — характерные частоты турбулентных пульсаций явной энтальпии смеси и турбулентных пульсаций массовых долей компонентов смеси,

$$\sigma_h = \widetilde{h_s'^2}, \quad \sigma_C = \sum_k \widetilde{Y_k'^2},$$

а $\tilde{\varepsilon}_h$ и $\tilde{\varepsilon}_C$ — скорости диссипации параметров σ_h и σ_C , уравнения для них описаны в [10]. Для пар (σ_f, ω_f) , где $f \in \{h, C\}$, решаются дифференциальные уравнения в частных производных:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{\rho} \sigma_f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} \tilde{u}_i \sigma_f - D_{f,\Sigma} \frac{\partial \sigma_f}{\partial x_i}] = \\ & = Q_f^{\text{chem}} + \bar{\rho}(\tilde{P}_f - \tilde{\varepsilon}_f), \\ & \frac{\partial \bar{\rho} \omega_f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} \tilde{u}_i \omega_f - D_{f,\Sigma} \frac{\partial \omega_f}{\partial x_i}] = \\ & = \left(\frac{C_w}{2} - 1 \right) \frac{\omega_f}{\sigma_f} Q_f^{\text{chem}} + \bar{\rho} \omega_f \left\{ (C_{P1}^f - 1) \frac{\tilde{P}_f}{\sigma_f} + \right. \\ & \quad \left. + \frac{\mu_t}{\bar{\rho} k} \left(C_{P2} S_{ij}^{\text{dil}} S_{ij}^{\text{dil}} - C_{P3} \left(\frac{\partial \tilde{u}_m}{\partial x_m} \right)^2 \right) \right\} - \\ & \quad - \bar{\rho} \omega_f \left((C_{D1} - 1) \frac{\tilde{\varepsilon}_f}{\sigma_f} + C_{D2} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\bar{k}} \right), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} D_{f,\Sigma} &= D_f + D_{f,t}, \quad D_h = \frac{\tilde{\mu}}{\text{Pr}}, \quad D_C = \frac{\tilde{\mu}}{\text{Sc}}, \\ D_{h,t} &= \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t}, \quad D_{C,t} = \frac{\mu_t}{\text{Sc}_t}, \end{aligned}$$

$$\tilde{P}_h \approx 2D_{h,t} \frac{\partial \tilde{h}_s}{\partial x_i} \frac{\partial \tilde{h}_s}{\partial x_i}, \quad \tilde{P}_C \approx 2D_{C,t} \sum_k \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i},$$

$$Q_h^{chem} = 2\widetilde{h_s'' S_h}, \quad Q_C^{chem} = 2 \sum_k \widetilde{Y_k'' S(Y_k)},$$

$$S_h = - \sum_k \Delta h_{f,k}^0 S(Y_k),$$

$$S_{ij}^{dil} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_m}{\partial x_m},$$

$$C_{P1}^h = 0.46/\text{Pr}_t, \quad C_{P1}^c = 0.46/\text{Sc}_t, \quad C_{P2} = 1.45,$$

$$C_{P3} = 1.1C_{P2}, \quad C_{D1} = 1.0 + 0.75S_{ij}^{dil} S_{ij}^{dil} / \omega^2,$$

$$C_{D2} = 0.9, \quad C_w = 0.4.$$

При моделировании производства частоты градиентами скорости добавлено слагаемое с C_{P3} , описывающее отрицательный вклад при существенной дивергенции скорости, исследованный в [11]. Выражение для коэффициента C_{D1} взято из [12]; оно учитывает влияние анизотропии градиентов средней скорости на деструкцию параметра ω_f .

Модели для Q_f^{chem} основаны на подходе PaSR (ср. (7)):

$$Q_h^{chem} \approx \gamma^* (h_s^* - \bar{h}_s) S_h^*,$$

$$Q_C^{chem} \approx \gamma^* \sum_k (Y_k^* - \bar{Y}_k) S^*(Y_k).$$

Для калибровки коэффициентов модели PrOm применялись теоретические соображения, описанные, например, в [12], а также данные экспериментов [13, 14] и прямого численного моделирования.

ЭКСПЕРИМЕНТ ONERA И ОПЫТ ЕГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Хорошим примером течения с горением, в котором необходимо учитывать TCI, является дозвуковое течение предварительно перемешанной смеси метана с воздухом в модельном канале с обратным уступом, исследованное в экспериментах ONERA [3]. В этих

экспериментах в предельно упрощенной постановке воспроизведены базовые физические механизмы, характерные для горения в газотурбинных установках, широко применяемых на практике (тепловые электростанции, компрессорные станции магистральных газопроводов, морские суда, железнодорожный транспорт и др.). Поэтому данный набор экспериментальных данных можно рекомендовать для валидации физико-математических моделей и программ, предназначенных для моделирования работы газотурбинных установок.

Экспериментальная модель ONERA представляет собой канал постоянной ширины (0.1 м) со ступенчатым расширением (обратным уступом). Вверх по течению от уступа канал имеет высоту 0.065 м, а вниз по течению от ступеньки — длину 1.4 м и высоту 0.1 м. На вход в канал поступает предварительно перемешанная смесь метана с воздухом (коэффициент избытка топлива $\varphi = 0.8$) с температурой 525 К, скорость газа на входе близка к 50 м/с. Уровень турбулентных пульсаций $Tu \equiv \sqrt{2\bar{k}/3}/\bar{u}_{max}$, измеренный на расстоянии 0.15 м вверх по потоку от уступа, составлял в эксперименте 11 % от средней скорости течения. В экспериментах были сделаны шпирен-фотографии течения, измерено давление на стенке, взяты образцы газа для получения профилей средних концентраций в области пламени. Также были детально измерены профили скорости и уровень турбулентности с помощью лазерной доплеровской анемометрии (ЛДИС), а с помощью когерентной антистоксовой рамановской спектроскопии (CARS) измерялись температура и ее пульсации.

Численному моделированию экспериментов [3] был посвящен ряд исследований во Франции и в России. Моделирование различных режимов эксперимента, включая неустойчивые режимы, проводилось в ЦИАМ [15], однако вихреразрешающие расчеты неустойчивых режимов не сравнивались с экспериментом. Для стационарных режимов успешные результаты были получены в диссертации [16], где расчеты выполнены на базе собственной программы ONERA CEDRE в рамках двумерного RANS-подхода. Применялась модель турбулентности $k-l$, а для описания 1-го канала TCI использовалась модель EPaSR [8]. Это позволило значительно приблизить профили параметров в поперечных сечениях к эксперимен-

тальным данным — прежде всего, получить правильную ширину фронта пламени в осредненном по времени поле течения. Но в расчетных профилях температура потока была завышена у стенок канала. Сохранилось расхождение между расчетом и экспериментом в сечениях, пересекающих рециркуляционную зону за обратным уступом, и в сечениях, расположенных в области присоединения пламени к верхней стенке канала.

Моделирование эксперимента [3] в ЦАГИ ведется с 2017 г. В предыдущей серии работ, выполненной А. А. Ширяевой, использовалась модель турбулентности $q-\omega$ и различные модели 1-го канала TCI, включая EPaSR. В работе [17] повторены (и даже немного улучшены) результаты [16]. В [17] показано, что в начале канала (в нижней части) пламя стабилизируется путем самовоспламенения вдоль линий тока благодаря диффузионному потоку тепла от горячей рециркуляционной зоны за уступом. Ниже по течению, в верхней части канала, реализуется волновой механизм стабилизации пламени в стоячей волне горения, которая распространяется по газу за счет турбулентного и молекулярного переноса тепла и наклонена к потоку так, что скорость газа по нормали к потоку равна скорости волны относительно потока. В работе [18] показано, что завышение температуры потока около стенок канала можно устранить, задавая температуру стенок в диапазоне $T_w = 600 \div 1000$ К. Также были проведены расчеты с различными (постоянными во всем поле течения) значениями турбулентного числа Шмидта Sc_t , которые показали, что увеличение Sc_t позволяет приблизить профили в районе обратного уступа к эксперименту, практически не меняя структуру течения вниз по потоку.

Интересные результаты получены в МФТИ [4], где расчеты выполнялись при помощи коммерческого пакета ANSYS Fluent с использованием моделей турбулентности класса $k-\omega$ и базовой модели PaSR [7]. Сопоставление моделей турбулентности SST и Baseline $k-\omega$ (обе описаны в [6]) показало, что Baseline $k-\omega$ точнее предсказывает турбулентную вязкость в районе фронта пламени. Также установлено, что многостадийные кинетические механизмы (например, скелетный механизм Smooke25 [19]) в сочетании с базовой моделью PaSR [7] занижают тепловыделение во фронте пламени, что приводит к неверной

картине течения. В работе [4] косвенным образом показано, что это связано с отсутствием учета пространственных эффектов (диффузии и конвекции) в базовой модели PaSR, приводящим к развитию многостадийной реакции по неправильному пути. Поэтому было рекомендовано использовать базовую модель PaSR в сочетании с квазиглобальными кинетическими схемами, которые обеспечивают правильное значение интеграла тепловыделения. Было также сделано предположение, что многостадийные механизмы должны давать нормальные результаты в сочетании с моделями 1-го канала TCI, которые учитывают пространственные процессы, — например, EPaSR [8]. Но проверить этот вывод в рамках ANSYS Fluent не удалось.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

В настоящей работе учитываются результаты [17, 18, 4] и проверяются некоторые предположения из этих работ. Расчеты основаны на собственной программе ЦАГИ zFlare [5] в двумерной (плоской) постановке на базе нестационарных, осредненных по времени уравнений Навье — Стокса (URANS). Как и в [4], используется модель турбулентности Baseline $k-\omega$ [6]. Проведено сравнение расчетов с квазиглобальным кинетическим механизмом Frolov4 [20] и со скелетным механизмом Smooke25 [19]. Для учета 1-го канала TCI используются модели PaSR [7] и EPaSR [8], а для учета 2-го канала TCI — модель PrOm (см. выше). Расчет начинался от сечения, расположенного на расстоянии 0.1 м вверх по потоку от уступа канала. Начало координат ($x = 0$; $y = 0$) было помещено в угол уступа. На входе в канал заданы профили скорости и параметров турбулентности, полученные ранее в расчетах течения с пограничными слоями вверх по потоку от входа в канал. Эти же профили использовались в расчетах [17, 18, 4]. Были заданы однородный состав ($Y_{CH_4} = 0.0446557$, $Y_{O_2} = 0.22269$, $Y_{N_2} = 0.7326543$) и постоянная температура $T = 525$ К (число Маха потока близко к 0.1).

Исследование сходимости по сетке показало слабую зависимость профилей средней скорости от шага сетки, поэтому использовалась самая грубая из трех сеток, применявшихся в прежних расчетах ЦАГИ [17], с числом ячеек 14560. В начальный момент канал запол-

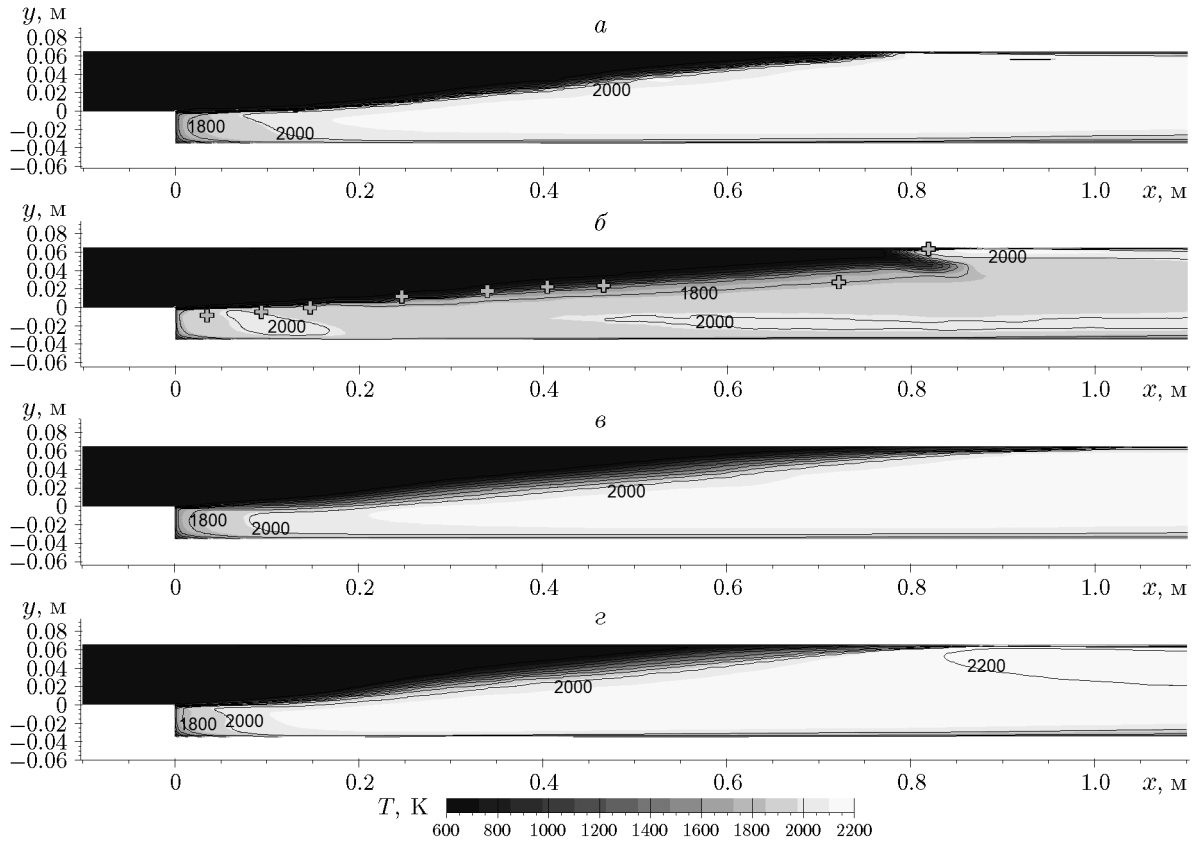


Рис. 1. Осредненные по времени поля температуры:

a — квазиламинарный расчет, кинетика Frolov4, *б* — PaSR, кинетика Frolov4, *в* — EPaSR, PrOm, кинетика Frolov4, *г* — EPaSR, кинетика Smooke25; точки на рис. 1, *б* — изолиния $T = 1500$ К (эксперимент)

нялся покоящимися продуктами сгорания метана с начальной температурой $T = 2913$ К и давлением $p = 1$ атм. На выходе было поставлено адаптивное граничное условие с постоянным давлением $p_{out} = 99\,000$ Па (небольшое понижение давления позволяет предотвратить развитие обратного втекания газа в ходе установления течения). Для модели EPaSR на входе был задан профиль параметров, определявшийся условиями $T^* = \tilde{T}$, $Y_j^* = \tilde{Y}_j$, $\gamma^* = 0$. Для определения параметров модели PrOm на входе считалось, что $\sigma_h = (c_p \tilde{T})^2 \tilde{k} / \tilde{u}^2$, $\sigma_C = \tilde{k} / \tilde{u}^2$, а значения ω_h , ω_C подбирались так, чтобы получить в формулах (11) $Pr_t = 0.9$, $Sc_t = 1.0$. Температура стенок канала определялась формулой $T_w = \min(600, T_1)$, где T_1 — температура в центре пристенной ячейки. Из найденного ранее диапазона возможных значений $T_w = 600 \div 1000$ К было выбрано наименьшее, чтобы гарантировать отсутствие проскока пламени вверх по потоку.

Чтобы гарантировать корректную толщину

фронта пламени, в пристенной области течения вместо значения коэффициента диффузии параметра \tilde{k} в $D_t^k = 0.5\mu_t$, которое рекомендовано для Baseline $k-\omega$ в [6], в расчетах ЦАГИ с моделью EPaSR использовалось выражение $D_t^k = 0.85\mu_t$ (как в модели SST [6]), но без множителя F_w в формуле для μ_t , как в модели Baseline $k-\omega$ [6] (BSL $k-\omega$).

За 35 мс физического времени течение выходит на квазипериодический режим. Далее в течение ≈ 30 мс ведется осреднение по времени.

Было выполнено три расчета по кинетике Frolov4 [20]: квазиламинарный (без учета TCI), с моделью 1-го канала TCI EPaSR и с двухканальной моделью EPaSR-PrOm. Также был выполнен расчет по модели EPaSR (без PrOm) с использованием скелетного кинетического механизма Smooke25 [19]. Результаты расчетов представлены на рис. 1–5. На рис. 1 показаны осредненные по времени поля температуры. Поля объемной доли тонких структур, полученные в расчетах с использованием моде-

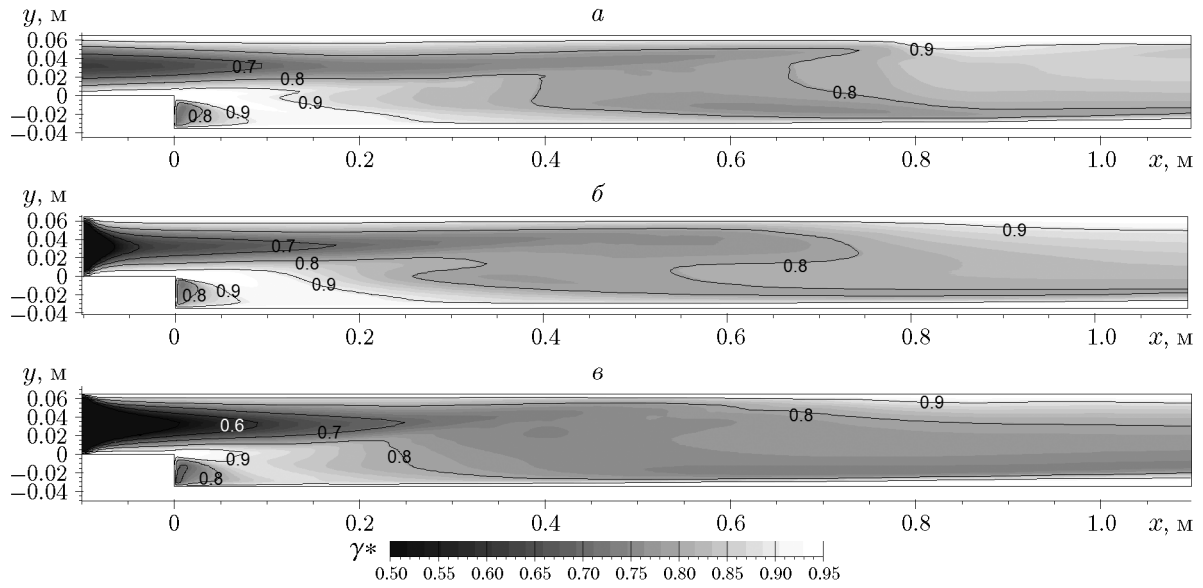
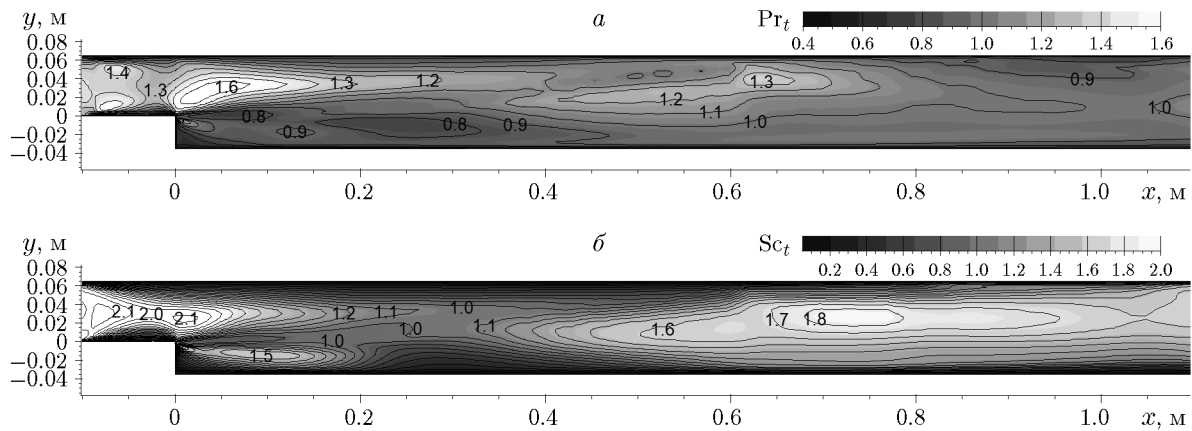


Рис. 2. Осредненные по времени поля объемной доли тонких структур:

a — PaSR, кинетика Frolov4, *б* — EPaSR, PrOm, кинетика Frolov4, *в* — EPaSR, кинетика Smooke25

Рис. 3. Осредненные по времени поля чисел Pr_t (*a*) и Sc_t (*б*). Расчет на базе моделей EPaSR, PrOm с кинетикой Frolov4

ли класса PaSR, приведены на рис. 2, а поля турбулентных чисел Прандтля и Шмидта, полученные в третьем расчете, — на рис. 3. На рис. 4 с экспериментом сравниваются поперечные профили температуры, а на рис. 5 — профили продольной компоненты скорости.

Из рис. 1 видно, что при учете ТСИ ширина фронта пламени в осредненном по времени поле течения увеличивается по сравнению с квазиламинарным расчетом. Глобальная кинетика Frolov4 в комбинации с моделью PaSR [7] показала качественно другую форму фронта пламени — см. рис. 1, *б*. Крестами обозначена изолиния $T = 1500$ К, полученная по данным экс-

перимента. Резкий подъем фронта пламени в области $x = 0.8$ м, наблюдаемый в эксперименте, может быть объяснен небольшим проскоком пламени вверх по потоку, который предсказывает модель PaSR. Применение модели турбулентного переноса скаляра PrOm позволило получить более равномерную толщину фронта пламени: фронт быстрее уширяется на начальном участке (в районе уступа канала), достигает некоторой ширины и далее почти не меняется по ширине до верхней стенки, где скорость пламени и, соответственно, угол наклона пламени к потоку быстро падают из-за потерь тепла в стенку. Судя по наклону профилей тем-

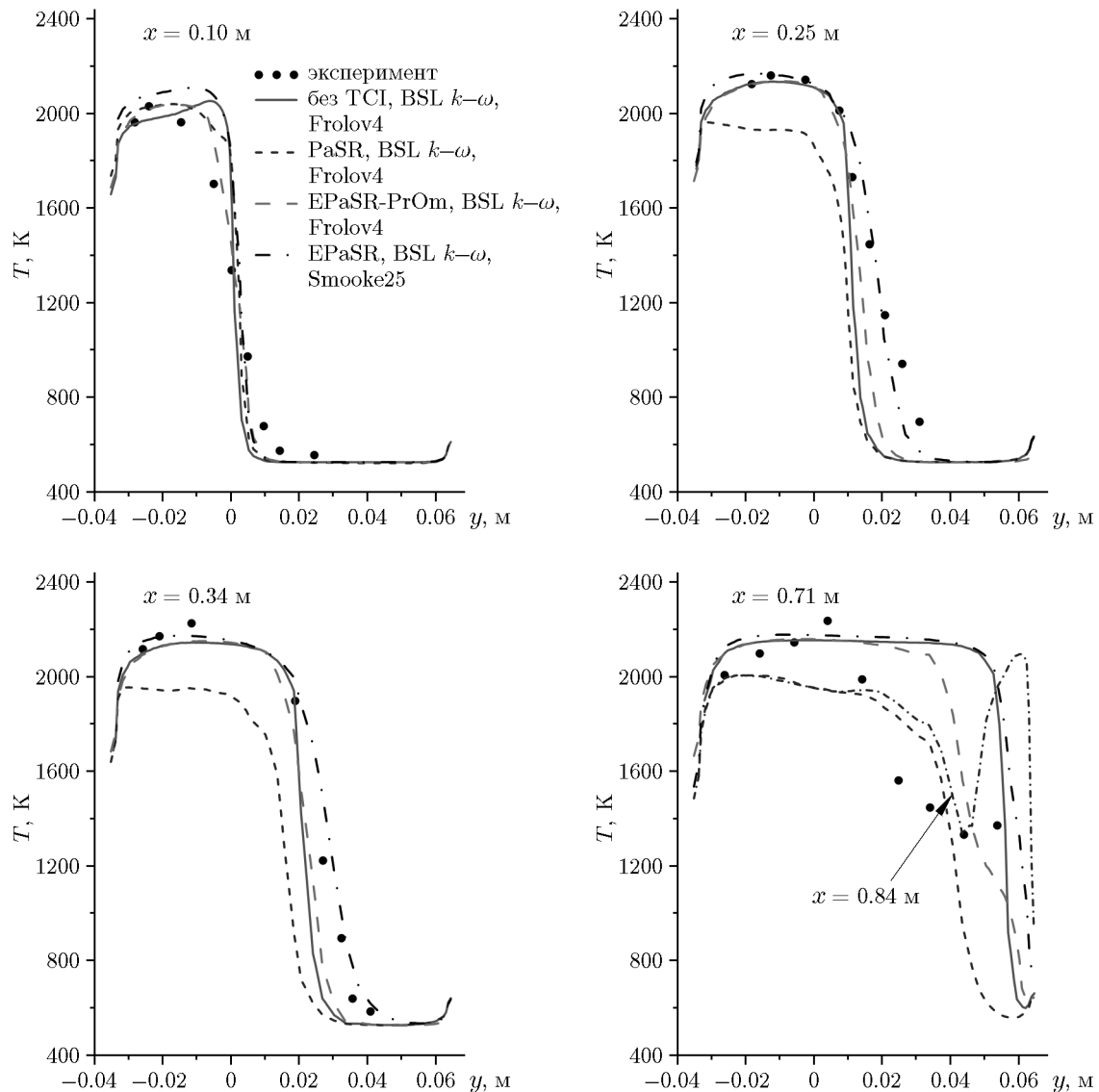


Рис. 4. Осредненные по времени профили температуры в сечениях $x = 0.1, 0.25, 0.34, 0.71$ м.

Сравнение расчетов с экспериментом:

на последнем сечении показано также распределение для модели PaSR при $x = 0.84$ м

пературы, ширина фронта пламени в сечениях $x = 0.25, 0.34$ м близка к экспериментальной.

Использование переменного коэффициента C_{D1} в модели PrOm позволяет избежать перепроизводства турбулентного числа Прандтля, особенно в рециркуляционной зоне со значительным сдвигом скорости.

Ускоренное расширение фронта пламени на начальном участке в расчете с моделью PrOm обусловлено двумя факторами: 1) пониженным значением числа Pr_t в зоне горения ($Pr_t \approx 0.7 \div 0.8$ — см. рис. 3), усиливающим турбулентный перенос поперек пламени; 2) по-

вышенным значением числа Sc_t в слое смешения на внешней границе рециркуляционной зоны за уступом канала ($Sc_t \approx 1.5$ — см. рис. 3), что снижает массообмен потока, выходящего из пламени, с рециркуляционной зоной. Тепловые потоки в холодную стенку приводят к смещению равновесного состояния в рециркуляционной зоне, и массообмен с этой зоной понижает тепловыделение внутри пламени, приводя к меньшему наклону пламени на рис. 1,б,г по сравнению с рис. 1,в. Благодаря этим факторам профиль температуры в первом сечении приближается к эксперименту (см. рис. 4).

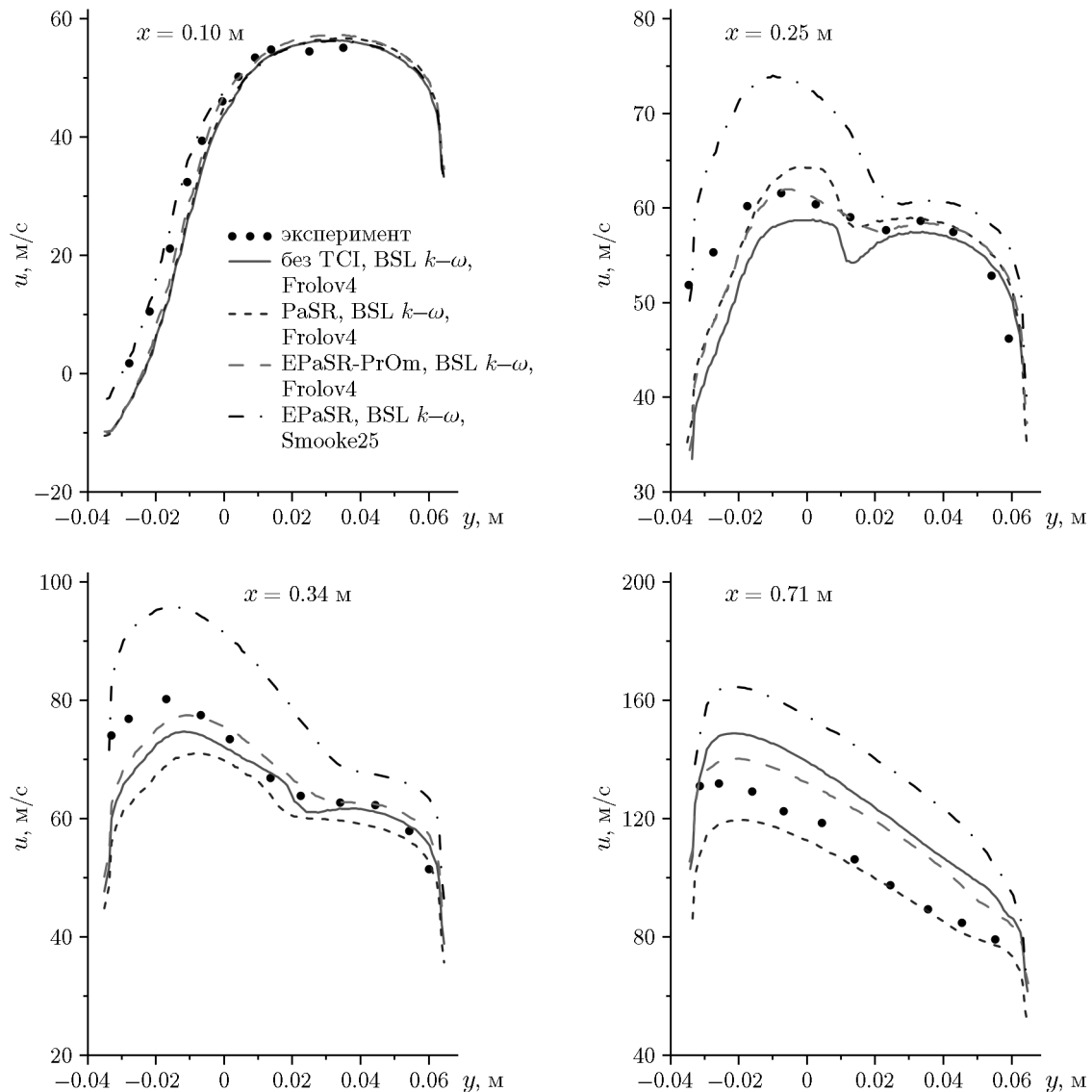


Рис. 5. Осредненные по времени профили продольной скорости в сечениях $x = 0.1, 0.25, 0.34, 0.71$ м. Сравнение расчетов с экспериментом

Улучшается профиль температуры и во втором сечении. В других расчетах наклонная волна горения еще развивается, а в случае модели EPaSR-PrOm она уже полностью развита. Но фронт пламени идет ниже, чем в эксперименте. Значит, ускорение пламени на начальном участке все-таки недостаточное. Если бы удалось еще приблизить профиль температуры к эксперименту в первом сечении, то во втором сечении фронт пламени проходил бы выше.

Модель PaSR [7] предсказала пониженное тепловыделение во фронте пламени, поэтому температура за пламенем во втором сечении и далее занижена. Это может быть связано с недостаточным шагом табуляции, отчего мак-

симум скорости реакции может быть далек от «узлов» хэш-таблицы. Другой возможной причиной является неточность формулы для τ^* в системе (8).

Как показывает сравнение рис. 2,б и рис. 2,в, в модели EPaSR химическая кинетика влияет на распределение объемной доли тонких структур γ^* . (Дополнительные тесты показали, что включение модели PrOm слабо влияет на поле γ^* .) Между моделями PaSR и EPaSR имеется качественное различие полей γ^* (см. рис. 2,а,б). Это связано с тем, что в PaSR принимается $\gamma^* = \gamma_{eq}^*$, а в EPaSR учитывается релаксация γ^* к γ_{eq}^* (см. (10)); при этом на входе задается $\gamma^* = 0$.

Стоит отметить, что использование модели PrOm позволило приблизить к эксперименту и профили продольной скорости в сечениях $x = 0.25, 0.34$ м.

Все профили расходятся с экспериментом в последнем сечении $x = 0.71$ м, где пламя взаимодействует с верхней стенкой. Рис. 1,б показывает, что область низкой температуры в эксперименте может быть связана с небольшим проскоком пламени около верхней стенки. В расчете на базе PaSR [7], где такой проскок был получен, к экспериментальному профилю в сечении $x = 0.71$ м ближе расчетный профиль в сечении $x = 0.84$ м. Заниженное тепловыделение, предсказанное PaSR, привело к понижению наклона пламени и сместило проскок около верхней стенки вниз по потоку. Двухсторонняя модель EPaSR-PrOm, увеличивая турбулентный поток тепла к стенке, также дает снижение температуры в сечении $x = 0.71$ м, но более слабое, чем в эксперименте. Это указывает на неточность описания тонких структур в этой области.

В работе [4] был сделан вывод, что многостадийные кинетические схемы можно использовать лишь в сочетании с моделями TCI, учитывающими диффузию тепла и массы. Такой моделью в классе PaSR является модель EPaSR. Поэтому ожидалось, что EPaSR в сочетании со скелетным механизмом Smooke25 должна дать хорошее описание пламени (в отличие от базовой модели PaSR [7], где диффузия тепла и массы не учитывается). Проверить это в [4] не удалось. Поэтому расчет на базе EPaSR (без PrOm) со скелетным механизмом Smooke25 проведен с помощью программы zFlare. Как показывает рис. 1,з, предположения подтвердились: в сочетании с EPaSR кинетика Smooke25 дает и нормальный наклон фронта пламени, и повышение его ширины по сравнению с квазиламинарным расчетом (см. рис. 1,а). Но во всех сечениях, кроме первого, расчет по Smooke25 зависил продольную скорость потока (см. рис. 5).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты показывают, что для корректного описания дозвукового турбулентного горения предварительно перемешанной смеси в канале со ступенчатым расширением необходимо учитывать взаимодействие модели турбулентности, модели химической кинетики и модели TCI.

Применение двухканальной модели EPaSR-PrOm утолщает пламя за счет снижения числа Pr_t на участке развития пламени и ускоряет волну горения за счет повышения числа Sc_t на внешней границе рециркуляционной зоны.

В ряде расчетов обнаружен проскок пламени вверх по потоку вблизи верхней стенки канала. Это явление можно предотвратить понижением температуры стенки. Это указывает на важность измерения в экспериментах распределения температуры стенки или тепловых потоков по длине канала. В расчетных исследованиях стоит рассмотреть вопрос о решении сопряженной задачи теплообмена (решения нестационарного уравнения теплопроводности в стенках канала одновременно с расчетом течения внутри канала).

Подтверждено предположение работы [4] о том, что детальные и скелетные кинетические механизмы можно использовать вместе с моделями взаимодействия турбулентности и горения TCI, учитывающими пространственный перенос (например, EPaSR [8]).

Данное исследование было сосредоточено на влиянии моделей турбулентности, кинетики и TCI на данное течение. Поэтому задача решалась в двумерной постановке и на достаточно грубой сетке, чтобы по возможности демпфировать колебательные процессы, вызванные акустикой, которые возникают в дозвуковом потоке в канале. Но в будущем, несомненно, нужно перейти к моделированию данного эксперимента в трехмерной нестационарной постановке с использованием вихреразрешающих подходов.

Авторы благодарят В. А. Сабельникова за консультации по модели EPaSR и Е. С. Матяша за помощь в табуляции решений для модели PaSR.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (договор № 14.G39.31.0001 от 13 февраля 2017 г.).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Poinsot T., Veynante D.** Theoretical and Numerical Combustion. — 2nd ed. — Philadelphia: R.T. Edwards, Inc., 2005.
2. **Nagano Y., Kim C.** A two-equation model for heat transport in wall turbulent shear flows // *J. Heat Transfer*. — 1988. — V. 110, N 3. — P. 583–589. — DOI: 10.1115/1.3250532.
3. **Magre P., Moreau P., Collin G., Borghi R., Péalat M.** Further studies by CARS of premixed turbulent combustion in a high velocity flow // *Combust. Flame*. — 1988. — V. 71, N 2. — P. 147–168. — DOI: 10.1016/0010-2180(88)90004-1.
4. **Лю В.** Опыт численного моделирования турбулентного горения метановоздушной смеси в канале с уступом с использованием пакета вычислительной аэродинамики Ansys Fluent на базе различных моделей химической кинетики // *Горение и взрыв*. — 2023. — Т. 16, № 2. — С. 24–41. — DOI: 10.30826/CE23160203. — EDN: BJPBRV.
5. **Свидетельство** о регистрации программы для ЭВМ RU 2019610822. Программа для численного моделирования трехмерных течений с горением в каналах прямоточных воздушно-реактивных двигателей в рамках подходов URANS и DES с применением моделей взаимодействия турбулентности с горением, технологии дробного шага по времени и метода пристеночных функций (zFlare) / Власенко В. В., Михайлов С. В., Молев С. С., Трошин А. И., Ширяева А. А. — Заявл. 28.12.2018. — Зарегистр. 18.01.2019. — Оpubл. 15.07.2022.
6. **Menter F. R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J.* — 1994. — V. 32, N 8. — P. 1598–1605. — DOI: 10.2514/3.12149.
7. **Chomiak J., Karlsson A.** Flame liftoff in diesel sprays // *Symp. (Int.) Combust.* — 1996. — V. 26, N 2. — P. 2557–2564. — DOI: 10.1016/S0082-0784(96)80088-9.
8. **Sabelnikov V., Fureby C.** LES combustion modeling for high Re flames using a multi-phase analogy // *Combust. Flame*. — 2013. — V. 160, N 1. — P. 83–96. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2012.09.008.
9. **Magnussen B. F.** The eddy dissipation concept: A bridge between science and technology // *ECCOMAS Thematic Conference on Computational Combustion*, June 21–24, 2005, Lisbon, Portugal. — https://folk.ntnu.no/ivarse/edc/BFM.ECOMAS2005_Lisboa.pdf.
10. **Sanders J. P. H., Gökalp I.** Scalar dissipation rate modelling in variable density turbulent axisymmetric jets and diffusion flames // *Phys. Fluids*. — 1998. — V. 10, N 4. — P. 938–948. — DOI: 10.1063/1.869616.
11. **Danish M., Suman S., Girimaji S. S.** Influence of flow topology and dilatation on scalar mixing in compressible turbulence // *J. Fluid Mech.* — 2016. — V. 793. — P. 633–655. — DOI: 10.1017/jfm.2016.145.
12. **Shih T.-H., Lumley J. L., Janicka J.** Second-order modelling of a variable-density mixing layer // *J. Fluid Mech.* — 1987. — V. 180. — P. 93–116. — DOI: 10.1017/S0022112087001745.
13. **Birch A. D., Brown D. R., Dodson M. G., Thomas J. R.** The turbulent concentration field of a methane jet // *J. Fluid Mech.* — 1978. — V. 88, N 3. — P. 431–449. — DOI: 10.1017/S0022112078002190.
14. **Antonia R. A., Mi J.** Temperature dissipation in a turbulent round jet // *J. Fluid Mech.* — 1993. — V. 250. — P. 531–551. — DOI: 10.1017/S0022112093001557.
15. **Якубовский К. Я., Токталиев П. Д., Лебедев А. Б.** Расчетное исследование неустойчивых режимов гомогенного горения смеси метан/воздух в малоэмиссионной камере сгорания // *Горение и взрыв*. — 2018. — Т. 11, № 1. — С. 35–46. — EDN: YNIWTY.
16. **Petrova N.** Turbulence-chemistry interaction models for numerical simulation of aeronautical propulsion systems: PhD. Thesis. — Paris, Ecole polytechnique, 2015. — <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01113856>.
17. **Власенко В. В., Ноздрачев А. Ю., Сабельников В. А., Ширяева А. А.** Анализ механизмов стабилизации турбулентного горения по данным расчетов с применением модели реактора частичного перемешивания // *Горение и взрыв*. — 2019. — Т. 12, № 1. — С. 43–57. — DOI: 10.30826/CE19120106. — EDN: VWVEAJ.
18. **Балабанов Р. А., Власенко В. В., Ширяева А. А.** Опыт валидации моделей турбулентного горения класса PaSR и планы развития этих моделей применительно к камерам сгорания газотурбинных установок // *NEPCAP-2022: сб. тез. конф. «Неравновесные процессы: плазма, горение, атмосфера»* (Сочи, 03–07 октября 2022 г.). — М.: Торус Пресс, 2022. — С. 94–99. — DOI: 10.30826/NEPCAP10A-29. — EDN: PPSFBJ.
19. **Reduced kinetic mechanisms and asymptotic approximations for methane-air flames: A topical volume** / Smooke M. D. (Ed.). — Berlin; Heidelberg: Springer, 1991.
20. **Басевич В. Я., Беляев А. А., Фролов С. М.** «Глобальные» кинетические механизмы для расчета турбулентных реагирующих течений. Ч. 1. Основной химический процесс тепло-выделения // *Хим. физика*. — 1998. — Т. 17, № 9. — С. 117–129. — EDN: SBFTRJ.

Поступила в редакцию 01.02.2024.

Принята к публикации 07.02.2024.