

DOI: [10.7242/1999-6691/2012.5.2.24](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2012.5.2.24)

УДК 536.464

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ НА ОСНОВЕ МЕТОДА КРУПНЫХ ВИХРЕЙ

А.А. Шумихин, А.И. Карпов

*Институт механики УрО РАН, Ижевск, Россия*

Представлена математическая модель дозвуковых нестационарных турбулентных течений сжимаемого реагирующего газа, основанная на методе крупных вихрей и комбинированной модели диффузионного горения. Приведено описание общей схемы вычислительного алгоритма. Проведены расчеты характеристик турбулентного диффузионного пламени при воздействии на него поперечного потока воздуха, и определены критические условия погасания пламени.

*Ключевые слова:* турбулентное горение, модель разрушения вихрей, метод крупных вихрей

## LARGE-EDDY SIMULATION OF THE TURBULENT DIFFUSION FLAME

A.A. Shumikhin and A.I. Karpov

*Institute of Mechanics UB RAS, Izhevsk, Russia*

A mathematical model of the subsonic unsteady turbulent flow of compressible reacting gas is presented. The model is based on the Large Eddy Simulation method and the integrated model of turbulent diffusion combustion. The general scheme of the computational algorithm is described. Calculations have been made to obtain the characteristics of turbulent diffusion flame in a cross flow of air. Critical conditions for fire extinction have been determined.

*Key words:* turbulent combustion, eddy break up model, large eddy simulation

### 1. Введение

Математическое моделирование турбулентного горения определяется на сегодняшний день как одно из наиболее важных и одновременно сложных направлений вычислительной гидрогазодинамики [1]. Цель настоящей работы состоит в проведении численных исследований турбулентного диффузионного пламени на основе предлагаемой методики моделирования дозвуковых турбулентных течений сжимаемого реагирующего газа. В задачах, рассматривающих турбулентные реагирующие потоки, которые характеризуются наличием осцилляций течения, связанных с вихревыми структурами, необходимо учитывать влияние пульсаций параметров потока на скорость химических реакций и устойчивость процесса горения. В подобных случаях для решения требуется привлечение методов, позволяющих получать наиболее детальное описание характеристик турбулентного течения, таких как мгновенные значения скорости и температуры. Здесь для численного исследования турбулентных реагирующих потоков используется метод крупных вихрей (Large Eddy Simulation — LES), в практику которого привлекаются подсеточные модели как для описания мелкомасштабной турбулентности, так и протекания химических реакций. Для определения скорости реакции окисления в качестве основы принята модель «разрушения вихрей» (Eddy-Break-Up) с дальнейшим внесением предлагаемых кинетических модификаций.

### 2. Основные уравнения

Течение сжимаемого реагирующего газа описывается системой уравнений Навье–Стокса, дополненной уравнениями энергии и массовых концентраций горючего и окислителя. Основой метода крупных вихрей является пространственная фильтрация исходных уравнений [2]. В настоящей работе фильтрация явным образом не проводится, а выполняется неявно при пространственной дискретизации исходной системы уравнений. С применением взвешивания по Фавру  $\tilde{f} = \overline{\rho f} / \bar{\rho}$  система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0,$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\mu + \mu_{sgs}) \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial \tau_{kk}}{\partial x_j} \quad (i = 1, 2, 3),$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{h})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{h}) &= \frac{\partial\bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \left( \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \tilde{u}_i \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_{sgs}}{Pr_{sgs}} \right) \frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j} \right) + \bar{q}_{chem}, \\ \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{c}_f)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{c}_f) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_{sgs}}{Sc_{sgs}} \right) \frac{\partial\tilde{c}_f}{\partial x_j} \right) - \bar{w}, \\ \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{c}_{ox})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{c}_{ox}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_{sgs}}{Sc_{sgs}} \right) \frac{\partial\tilde{c}_{ox}}{\partial x_j} \right) - v\bar{w}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $x_i$  — декартовы координаты;  $\tilde{u}_i$  — компоненты вектора скорости реагирующего газа;  $t$  — время;  $\bar{p}$  — давление газа;  $\bar{\rho}$  — плотность газа;  $\tilde{h}$  — энтальпия газа;  $\tilde{c}_f$  — массовая концентрация горючего;  $\tilde{c}_{ox}$  — массовая концентрация окислителя;  $\bar{q}_{chem}$  — источниковый член, связанный с массовой скоростью химической реакции окисления  $\bar{q}_{chem} = \Delta h \bar{w}$ , где  $\Delta h$  — теплота реакции,  $\bar{w}$  — массовая скорость реакции;  $\mu$  — динамическая вязкость газа;  $\mu_{sgs}$  — подсеточная вихревая вязкость;  $\tau_{kk}$  — изотропная часть тензора подсеточных напряжений, появляющихся в уравнениях в результате их фильтрации;  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера;  $v$  — стехиометрический коэффициент;  $Pr$ ,  $Sc$  — числа Прандтля и Шмидта;  $Pr_{sgs}$ ,  $Sc_{sgs}$  — подсеточные числа Прандтля и Шмидта.

В модели Смагоринского, обобщенной для сжимаемых течений [3], подсеточная вихревая вязкость  $\mu_{sgs}$  определяется как функция вида  $\mu_{sgs} = \bar{\rho} C_s^2 \Delta^2 |\tilde{S}|$ , где  $C_s$  — параметр Смагоринского;  $\Delta$  — ширина фильтра;  $|\tilde{S}| = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}$ ,  $\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$  — тензор скоростей деформаций. Изотропная часть тензора подсеточных напряжений вычисляется следующим образом:  $\tau_{kk} = 2\bar{\rho} C_t \Delta^2 |\tilde{S}|^2$ , где параметр  $C_t = 0,09$  [3].

В данной работе полагается  $C_s = 0,15$  [4]; ширина фильтра рассчитывается по формуле  $\Delta = (\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3)^{1/3} = V^{1/3}$ , где  $\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3$  — размеры ячеек сетки по соответствующим осям; подсеточное число Прандтля составляет  $Pr_{sgs} = 0,4$  (взято на основании результатов прямого численного моделирования [5]); число Прандтля —  $Pr = 0,7$ ; подсеточное число Шмидта —  $Sc_{sgs} = 0,4$ , (выбрано исходя из данных, приведенных в работе [6]); число Шмидта —  $Sc = 0,7$ .

Энтальпия и температура в системе (1) связаны соотношением  $\tilde{h} = C_p \tilde{T}$ , где  $\tilde{T}$  — температура газа, а  $C_p$  — его удельная теплоемкость при постоянном давлении. Для замыкания система уравнений дополняется фильтрованным уравнением состояния  $\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T}$ , где  $R$  — удельная газовая постоянная.

### 3. Модель горения

Для численного исследования протекания химической реакции в турбулентном реагирующем потоке одной из используемых моделей является модель Сполдинга (Eddy-Break-Up — EBU), предложенная в работе [7]. Согласно этой модели скорость химической реакции пропорциональна интенсивности турбулентного перемешивания. Однако EBU модель не учитывает влияние температуры потока на скорость протекающих химических реакций и поэтому не позволяет моделировать течения с переходными режимами горения, определяющими условия существования пламени.

Расширить возможности модели и учесть различные режимы течения позволяет модифицированная модель, основой которой является совместное использование модели Сполдинга и кинетической модели. Кинетическая скорость реакции определяется следующей формулой [8]:  $\bar{w}_{kin} = A_K \bar{\rho}^2 \tilde{c}_f \tilde{c}_{ox} \exp[-E/(R_u \tilde{T})]$ , где  $A_K$  — постоянный коэффициент,  $E$  — энергия активации химической реакции,  $R_u$  — универсальная газовая постоянная; для метано-воздушной смеси  $A_K = 1,0 \cdot 10^{10}$  м<sup>3</sup>/(кг·с) и  $E = 1,53 \cdot 10^5$  Дж/моль. Скорость турбулентного горения, согласно EBU модели, вычисляется по формуле:

$$\bar{w}_t = A_{EBU} \bar{\rho} (\varepsilon/\kappa) \min\{\tilde{c}_f, \tilde{c}_{ox}/v\}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности;  $k$  — удельная кинетическая энергия турбулентности;  $A_{EBU}$  — коэффициент модели,  $A_{EBU} = 4,0$ .

При использовании модели EBU совместно с методом крупных вихрей отношение  $\varepsilon/k$  вычисляется так [9, 10]:  $\varepsilon/k = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}$ ; тогда формула (2), соответственно, принимает вид

$$\bar{w}_t = A_{EBU} \bar{\rho} |\tilde{S}| \min \{ \tilde{c}_f, \tilde{c}_{ox}/v \}. \quad (3)$$

Для учета зависимости скорости реакции  $\bar{w}_t$  от температуры потока формула (3) модифицируется следующим образом:

$$\bar{w}_t = A_{EBU} B_{EBU} \bar{\rho} |\tilde{S}| \min \{ \tilde{c}_f, \tilde{c}_{ox}/v \}, \quad (4)$$

где  $B_{EBU}$  — зависящий от температуры коэффициент:  $B_{EBU} = 6,386 \cdot 10^3 \exp[-E/(R_{un} \tilde{T})]$ .

Вид связи  $B_{EBU}$  и температуры выбран по аналогии с законом Аррениуса. Коэффициент  $B_{EBU}$  меняется в диапазоне от 0 до 1. Максимальное значение ( $B_{EBU}^{max} = 1$ ) он принимает при  $\tilde{T}_{max} \approx 2100$  К (то есть при наибольшей температуре горения метана в воздухе). Следовательно, при температуре, близкой к наибольшей, значения, полученные по формулам (3) и (4), становятся фактически одинаковыми. Коэффициент  $6,386 \cdot 10^3$  в выражении для  $B_{EBU}$  найден из соотношения  $B_{EBU}^{max} / \exp[-E/(R_{un} \tilde{T}_{max})] = 6,386 \cdot 10^3$ . При уменьшении температуры метано-воздушной смеси коэффициент  $B_{EBU}$  также начинает уменьшаться, обуславливая тем самым зависимость скорости реакции от температуры.

После вычисления кинетической  $\bar{w}_{kin}$  и турбулентной  $\bar{w}_t$  скоростей горения скорость реакции окончательно определяется выражением, аналогичным формуле Щёлкина [11]:  $\bar{w} = \sqrt{\bar{w}_{kin}^2 + \bar{w}_t^2}$ . Применение данной формулы дает возможность моделировать асимптотический переход от турбулентного к ламинарному режиму горения при уменьшении интенсивности турбулентного перемешивания и, наоборот, от ламинарного режима к турбулентному, соответственно, при увеличении интенсивности. Таким образом, предложенная модель может быть использована для расчета течений реагирующего газа в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

#### 4. Вычислительный алгоритм

Для численного решения системы уравнений (1) применялся метод конечных объемов. Пространственная дискретизация уравнений сохранения импульсов проводилась с использованием противопоточной разностной схемы третьего порядка точности QUICK для конвективных членов и центрально-разностной схемы второго порядка точности для диффузионных членов и члена, включающего давление. Алгоритм вычислений подробно описан в работе [12]. Пространственная дискретизация диффузионных членов уравнения энергии и уравнений концентраций осуществлялась также на основе центрально-разностной схемы второго порядка точности, а конвективных членов этих уравнений — по схеме SHARP [13], обладающей большей монотонностью и устойчивостью по сравнению со схемой QUICK. Повышенные требования к монотонности и устойчивости разностной схемы для аппроксимации конвективных членов уравнения энергии и уравнений концентраций объясняются наличием в данных уравнениях источников членов, связанных с протеканием химических реакций.

Система уравнений (1) дискретизировалась по времени методом дробных шагов [14, 15], модифицированным для расчета сжимаемых течений (далее символы «←» и «~» опускаются). На каждом шаге по времени метод включал два этапа. На первом этапе из численного решения уравнения сохранения импульсов находились приближенные значения компонент скорости  $u_i^*$ . Необходимые для вычислений значения плотности и давления брались с предыдущего временного слоя, то есть  $\rho^n$  и  $p^n$ . Для дискретизации уравнений сохранения импульсов по времени на этом этапе применялась гибридная явно-неявная схема второго порядка точности [16]. Конвективные члены (оператор  $F$ ) вычислялись по явной схеме Адамса–Бэшфорта, а диффузионные (оператор  $L$ ) — неявно, по схеме Адамса–Мултона:

$$\frac{\rho^n u_i^* - (\rho u_i)^n}{\Delta t} + \left[ \frac{3}{2} F_i(u^n) - \frac{1}{2} F_i(u^{n-1}) \right] + \left[ \frac{1}{2} L_i(u^*) + \frac{1}{2} L_i(u^n) \right] + H_i(p^n) = 0,$$

где верхний индекс  $n$  — номер слоя по времени; операторы, соответственно, описывались выражениями:

$$F_i(u) = \frac{\delta(\rho u_i u_j)}{\delta x_j}, \quad L_i(u) = \frac{\delta}{\delta x_j} \left( \left( \mu + \mu_{sgs} \right) \left( \frac{\delta u_i}{\delta x_j} + \frac{\delta u_j}{\delta x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\delta u_k}{\delta x_k} \right) \right) - \frac{1}{3} \frac{\delta \tau_{kk}}{\delta x_j}, \quad H_i(p) = \frac{\delta p}{\delta x_i}.$$

Оператор  $\frac{\delta}{\delta x_j}$

означает конечно-разностное приращение.

На втором этапе, называемом шагом коррекции давления, вычислялась поправка давления  $p'$ . Величина самого давления на  $n+1$  шаге по времени находилась по формуле:  $p^{n+1} = p^n + p'$ . Далее, с учетом приближенных значений скорости  $u_i^*$  и поправки давления  $p'$  вычислялись откорректированные значения компонент скорости  $u_i^{n+1}$ .

В завершение определялось значение энтальпии метано-воздушной смеси  $h^{n+1}$  (путем численного интегрирования уравнения энергии) и значения  $c_f^{n+1}$  и  $c_{ox}^{n+1}$  (из решения уравнений концентраций). Для дискретизации данных уравнений по времени с шагом  $\Delta t$  использовалась схема Кранка–Николсона

$$\frac{(\rho h)^{n+1} - (\rho h)^n}{\Delta t} + \left[ \frac{1}{2} F(u^{n+1}, h^{n+1}) + \frac{1}{2} F(u^n, h^n) \right] + \left[ \frac{1}{2} L(u^{n+1}, h^{n+1}) + \frac{1}{2} L(u^n, h^n) \right] + H(p^{n+1}, p^n) = 0, \quad \text{где}$$

операторам соответствовали выражения:  $F(u, h) = \frac{\delta(\rho u_j h)}{\delta x_j}, \quad L(u, h) = \frac{\delta}{\delta x_j} \left( \mu \left( \frac{\delta u_i}{\delta x_j} + \frac{\delta u_j}{\delta x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\delta u_k}{\delta x_k} \right) u_i \right) +$

$$+ \frac{\delta}{\delta x_j} \left( \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_{sgs}}{Pr_{sgs}} \right) \frac{\delta h}{\delta x_j} \right) + \dot{q}_{chem}, \quad H(p) = \frac{\delta p}{\delta t}.$$

Для уравнения концентрации горючего схема дискретизации по времени имела вид:

$$\frac{(\rho c_f)^{n+1} - (\rho c_f)^n}{\Delta t} + \left[ \frac{1}{2} F(u^{n+1}, c_f^{n+1}) + \frac{1}{2} F(u^n, c_f^n) \right] + \left[ \frac{1}{2} L(c_f^{n+1}) + \frac{1}{2} L(c_f^n) \right] = 0, \quad \text{где} \quad F(u, c_f) = \frac{\delta(\rho u_j c_f)}{\delta x_j},$$

$$L(c_f) = \frac{\delta}{\delta x_j} \left( \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_{sgs}}{Sc_{sgs}} \right) \frac{\delta c_f}{\delta x_j} \right) - \dot{w}. \quad \text{Дискретное уравнение концентрации окислителя находилось аналогично.}$$

На основе полученного значения  $h^{n+1}$  устанавливалась температура  $T^{n+1}$  и пересчитывалось зависящее от неё значение плотности  $\rho^{n+1}$  в соответствии с уравнением состояния  $\rho^{n+1} = p^{n+1} / (RT^{n+1})$ .

### 5. Граничные и начальные условия

Для расчетной области, приведенной на рисунке 1 и имеющей показанные там же геометрические размеры, использовались граничные условия при  $x_3 = 0$ :  $u_3(x_1, x_2) = u_f$ , если  $x_1 \in S_f, x_2 \in S_f$ ;  $u_3(x_1, x_2) = u_p$ , если  $x_1 \in S_p, x_2 \in S_p$ ;  $u_3(x_1, x_2) = u_a$ , если  $x_1 \in S_a, x_2 \in S_a$ , при этом  $S_f = a_f^2, S_p = a_p^2 - S_f, S_a = a^2 - S_f - S_p$ , то есть считались известными значения продольной компоненты вектора скорости для втекающего потока горючего —  $u_f$ , потока смеси, стабилизирующей горение, —  $u_p$ , и потока воздуха —  $u_a$ . Также на рисунке приведена скорость бокового потока воздуха  $u_{wnd}$ . Во входном сечении ( $x_3 = 0$ ) для всех потоков значения поперечных компонент вектора скорости принимались равными нулю:  $u_1(x_1, x_2) = u_2(x_1, x_2) = 0$ .

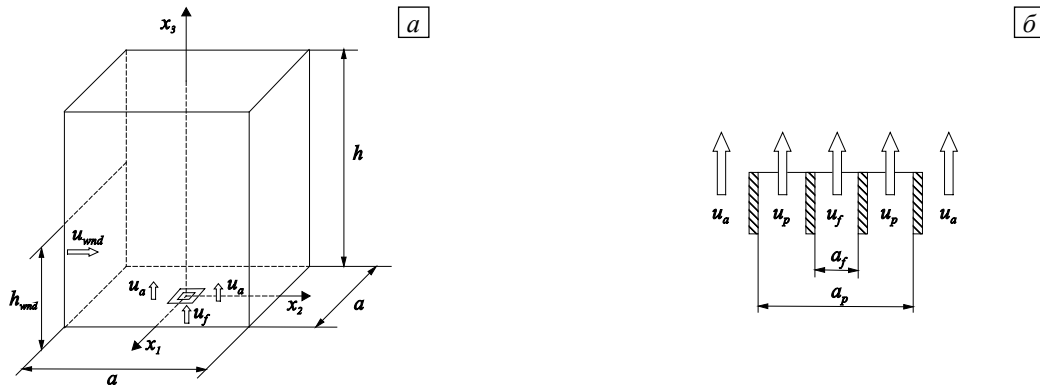


Рис. 1. Схемы расчетной области (а) и горелки (стрелками показано направления движения газовой смеси) (б)

а температура смеси и давление были следующими:  $T(x_1, x_2) = T_0$ ;  $p(x_1, x_2) = p_0$ . Концентрации горючего  $c_f$  и окислителя  $c_{ox}$  на входе равнялись:  $c_f(x_1, x_2) = c_{f0}$  и  $c_{ox}(x_1, x_2) = c_{ox0}$  при  $x_1 \in S_f$ ,  $x_2 \in S_f$ ;  $c_f(x_1, x_2) = 0$  и  $c_{ox}(x_1, x_2) = 0$  при  $x_1 \in S_p$ ,  $x_2 \in S_p$ ;  $c_f(x_1, x_2) = 0$  и  $c_{ox}(x_1, x_2) = c_{oxa}$  при  $x_1 \in S_a$ ,  $x_2 \in S_a$ .

При расчете турбулентных течений важное значение имели граничные условия на выходной границе расчетной области, так как волны давления, генерируемые в ней вихревыми структурами потока, должны выходить наружу без отражения. Поэтому на верхней границе области, определяемой как выходная граница, использовалось условие, называемое условием конвективного переноса (или неотражающим граничным условием [2]):  $x_3 = h$ :  $\partial\Phi/\partial t + u_{bor} \partial\Phi/\partial n = 0$ , где  $\Phi$  — любая из искомым функций,  $u_{bor}$  — величина нормальной скорости на границе. На боковых границах для переменных задавались условия нулевого нормального градиента:  $x_1 = 0$ ,  $x_1 = a$ ,  $x_2 = 0$ ,  $x_2 = a$ :  $\partial\Phi/\partial n = 0$ .

В качестве начальных распределений (при  $t = 0$ ) принимались следующие:  $u_1(x_1, x_2, x_3) = u_2(x_1, x_2, x_3) = u_3(x_1, x_2, x_3) = 0$ ;  $p(x_1, x_2, x_3) = p_0$ ;  $T(x_1, x_2, x_3) = T_0$ ;  $c_f(x_1, x_2, x_3) = 0$ ,  $c_{ox}(x_1, x_2, x_3) = c_{oxa}$ .

## 6. Результаты

### 6.1. Моделирование диффузионного пламени

Для тестирования предложенной методики использовались экспериментальные данные по турбулентному метано-воздушному диффузионному пламени — Sandia flame D [17]. В этой серии экспериментов менялась скорость потока подаваемого горючего при неизменных размерах горелки. Для пламени Sandia D поток имел число Рейнольдса  $Re = 22400$ , которое вычислялось по формуле:  $Re = \rho u_f a_f / \mu$ . Топливом являлась смесь метана и воздуха в соотношении 25% и 75% по объему (соответственно 15,6% и 84,4% по массе). В таких условиях течения пламя горит как диффузионное, поскольку в богатой метаном смеси реакции не протекают.

В расчетах использовались следующие значения параметров задачи:  $a = 1,0$  м,  $h = 1,0$  м — размеры расчетной области;  $a_f = 6,4$  мм,  $a_p = 16,2$  мм — размеры горелки;  $u_f = 49,6$  м/с — скорость горючего;  $u_p = 11,4$  м/с и  $u_a = 0,9$  м/с — скорости потока, стабилизирующего горение, и воздуха; скорость бокового потока воздуха  $u_{wnd} = 0$  м/с; температура  $T_0 = 294$  К; давление  $p_0 = 100610$  Па (0,993 атм); концентрации горючего и окислителя, соответственно,  $c_{f0} = 0,156$ ,  $c_{ox0} = 0,177$  и  $c_{oxa} = 0,21$ . Экспериментальные данные по серии пламен Sandia представлены на сайте <http://www.sandia.gov/TNF/abstract.html>.

Сходимость численного решения проверялась с использованием трех разностных сеток с числом узлов, соответственно,  $25 \times 25 \times 50$ ,  $50 \times 50 \times 100$  и  $100 \times 100 \times 200$ . Во всех случаях имеют место качественно близкие результаты. Наименьшая погрешность (отличие от результатов эксперимента) соответствует третьей сетке. Расчеты с более мелкими сетками не проводились в виду низкой вычислительной производительности имеющегося компьютера.

Далее приводятся результаты, полученные на сетке  $100 \times 100 \times 200$ . На рисунке 2 показано распределение температуры турбулентного диффузионного пламени и составляющей скорости  $u_1$  в плоскости  $\{x_2, x_3\}$  при  $x_1 = 0$  для момента времени  $t = 1$  с.

Рисунки 3 и 4 демонстрируют результаты расчетов по предложенной методике: на рисунке 3 приведены осредненные по времени распределения температуры пламени в трех поперечных сечениях и в направлении оси  $x_3$ , на рисунке 4 — распределения продольной компоненты скорости  $u_3$  и концентрации горючего в направлении оси  $x_3$ . Также на рисунках показаны экспериментальные данные из работы [17] и результаты моделирования с применением Flamelet модели горения [6]. Хорошее совпадение авторских результатов моделирования с экспериментальными данными и результатами моделирования, полученными в [6], подтверждают достоверность предложенной методики.

В работе [18] исследовались характерные особенности гидродинамических течений с точечным источником. В рассматриваемом здесь случае источник вдува горючего компонента с поверхности представляет собой квадрат со стороной  $a_f$  и включает в себя  $10 \times 10$  ячеек расчетной сетки. Отметим, что аппроксимация круглого сечения квадратным (при равной массовой скорости вдува) является правомерной, что подтверждается сравнением результатов моделирования с экспериментальными данными, представленными на рисунках 3, 4.

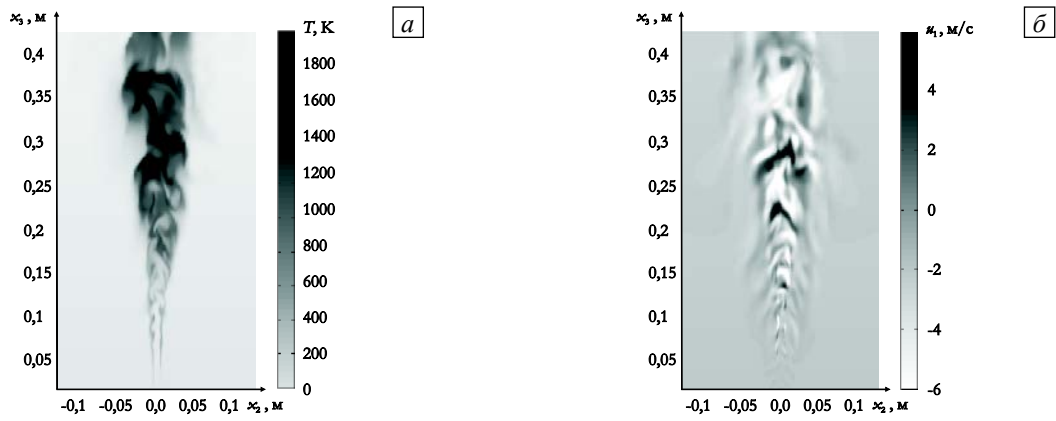


Рис. 2. Распределение температуры (а) и составляющей скорости  $u_1$  (б)

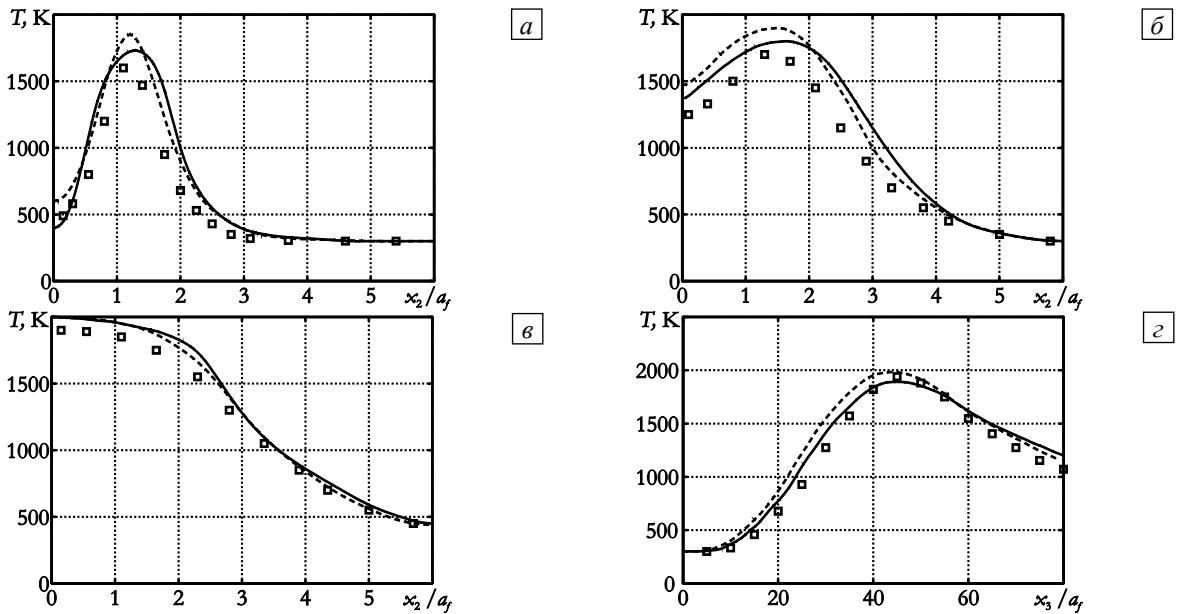


Рис. 3. Распределение температуры в трех поперечных сечениях диффузионного пламени  $x_3/a_f$ : 15 (а), 30 (б), 45 (в), и распределение температуры в направлении оси  $x_3$  (г) (сплошная линия – результаты расчетов по предложенной методике,  $\square$  – эксперимент [17], пунктирная линия – результаты работы [6])

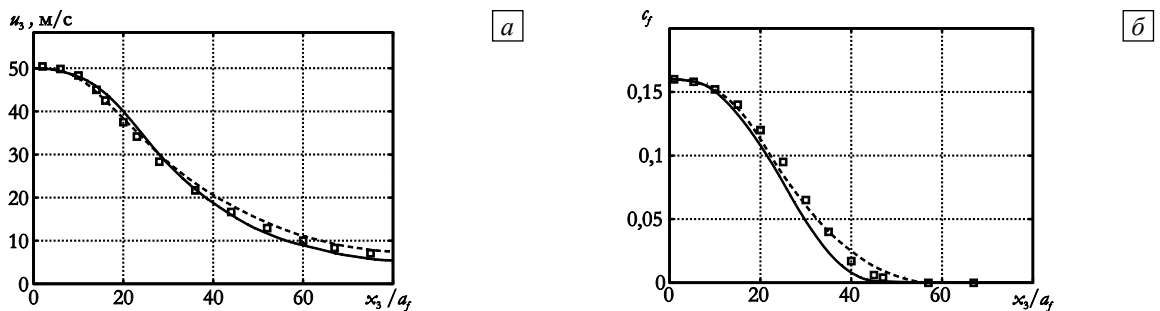


Рис. 4. Распределение продольной скорости  $u_3$  (а) и концентрации горючего  $c_f$  (б) в направлении оси  $x_3$ ; сплошная линия – результаты расчетов по предложенной методике,  $\square$  – эксперимент [17], пунктирная линия – результаты работы [6])

**6.2. Моделирование перехода от ламинарного режима горения к турбулентному**

Моделирование метано-воздушного диффузионного пламени осуществлялось при различных значениях числа Рейнольдса. Расчеты пламени выполнены для трех скоростей потока  $u_f$ , соответствующих числам Рейнольдса  $Re = 50, 1350, 9000$ . Число узлов разностной сетки и размеры расчетной области не изменялись в процессе исследования и были такими же, как в пункте 6.1. Скорости потоков  $u_p$ ,  $u_a$  и  $u_{wind}$  задавались равными нулю.

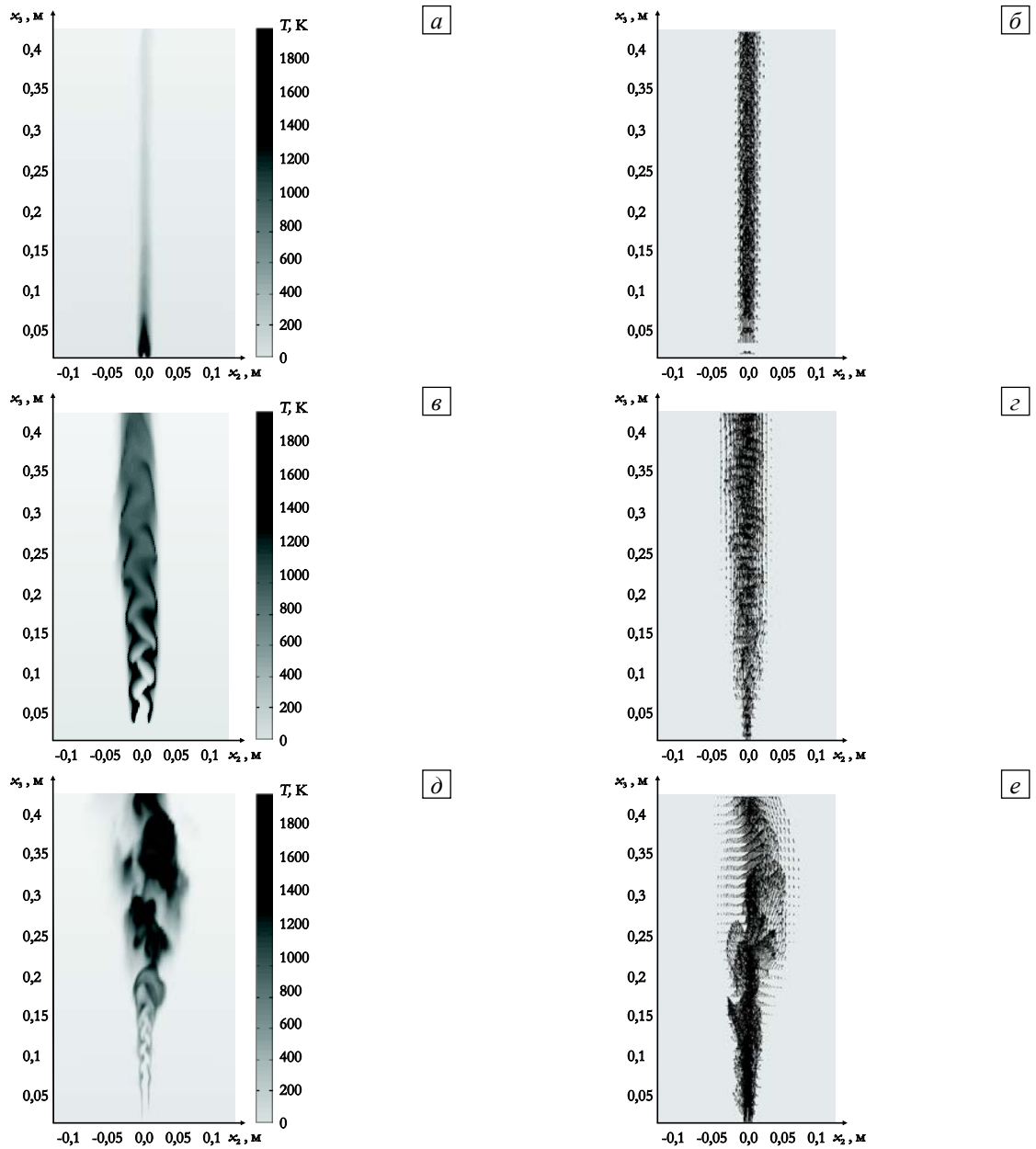


Рис. 5. Распределение температуры (а, в, д) и поле скорости (б, з, е) для потоков с числами Рейнольдса  $Re : 50$  (а, б),  $1350$  (в, з),  $9000$  (д, е)

На рисунке 5 представлены распределение температуры пламени и поле скорости в плоскости  $\{x_2, x_3\}$ , полученные в результате численных расчетов диффузионного пламени по предлагаемой методике. Из рисунка видно, как меняется режим горения с увеличением числа Рейнольдса: при  $Re = 50$  процесс горения протекает ламинарно, при  $Re = 1350$  наблюдается переходный характер, и в третьем случае, при  $Re = 9000$ , горение становится турбулентным.

### 6.3. Моделирование срыва (прекращения горения) турбулентного диффузионного пламени

Моделирование срыва диффузионного пламени проводилось для потока с числом Рейнольдса  $Re = 9000$ . Число узлов разностной сетки и размеры расчетной области были такими же, как и в двух предыдущих расчетах (пункты 6.1 и 6.2). Скорости потоков  $u_p$  и  $u_a$  задавались равными нулю, скорость бокового потока воздуха  $u_{wnd}$  (в направлении оси  $x_2$ ) плавно увеличивалась от нуля до величины, при которой происходило прекращение процесса горения. Размер бокового потока составлял  $h_{wnd} = 0,4$  м.

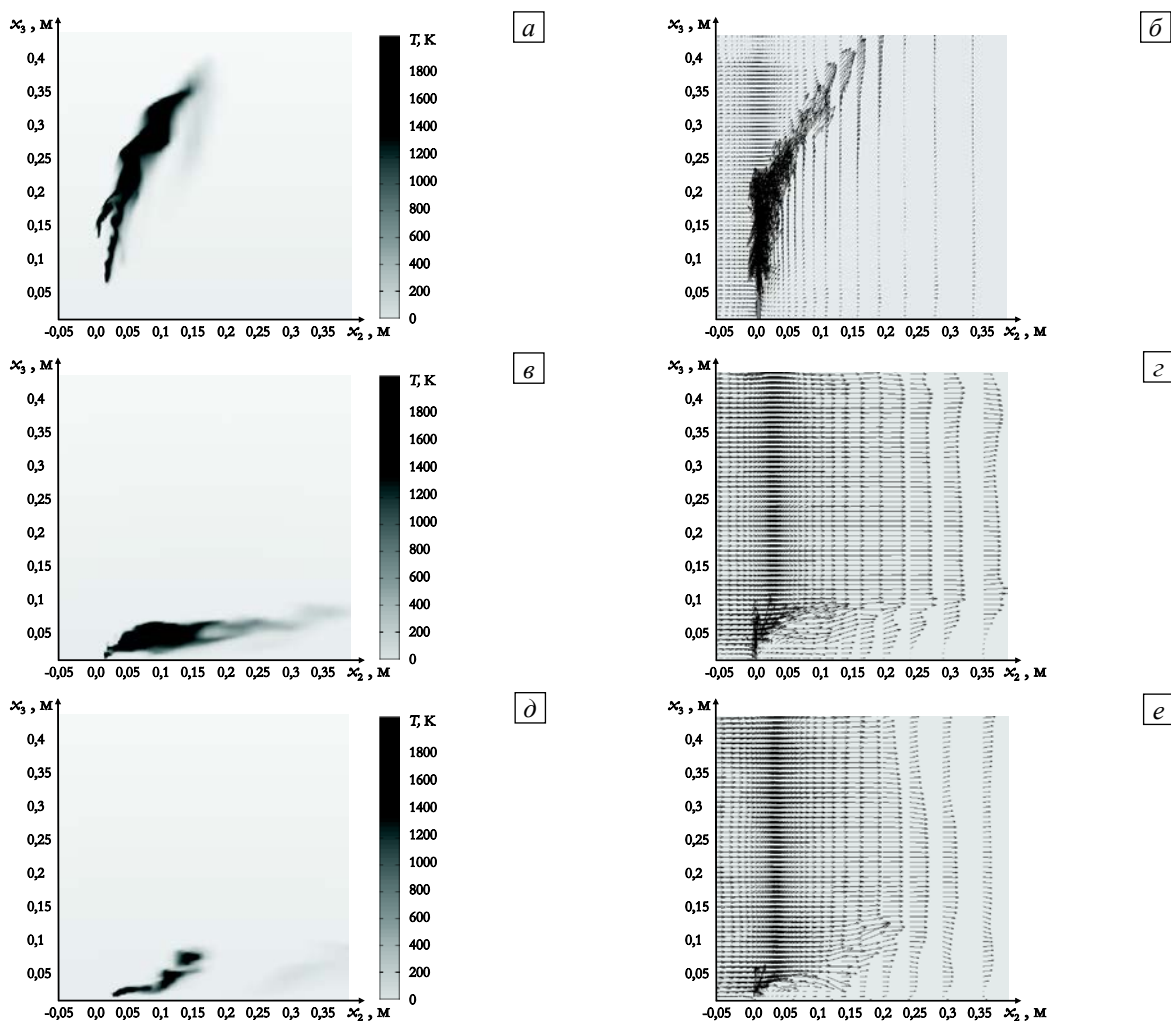


Рис. 6. Распределение температуры (а, в, д) и поле скорости (б, з, е) при скорости бокового потока  $u_{wnd}$ , м/с: 0,5 (а, б); 3,0 (в, з); 5,0 (д, е)

На рисунке 6 представлены распределение температуры пламени и поле скорости в расчетной области при различных значениях  $u_{wnd}$ . Критерием момента погасания пламени являлось прекращение химических реакций. Критическое значение скорости бокового потока воздуха, при котором пламя погасло, составило  $u_{wnd} \approx 5,5$  м/с.

## 7. Выводы

Предложен и реализован алгоритм моделирования дозвуковых турбулентных течений вязкого реагирующего газа, основанный на методе крупных вихрей. Результаты расчетов, проведенных по предложенной методике, хорошо согласуются с экспериментальными данными и результатами численного моделирования, взятыми для сравнения в работах других авторов.

Выполнено параметрическое исследование диффузионного пламени для различных скоростей потока горячего, позволяющие оценить значение числа Рейнольдса, при котором происходит переход от ламинарного режима горения к турбулентному.

Проведено моделирование диффузионного турбулентного горения с наличием бокового потока воздуха, итогом которого стало определение значения критической скорости бокового потока, при которой происходит погасание пламени.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что предложенный алгоритм может быть использован для моделирования течений с переходными режимами горения, определяющими условие погасания пламени.



## Литература

1. *Киселев А.С.* Диффузионное турбулентное горение // Труды НПО Энергомаш им. академика В.П. Глушко. – 2010. – № 27. – С. 4-64.
2. *Волков К.Н., Емельянов В.Н.* Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. – М.: Физматлит, 2008. – 368 с.
3. *Yoshizawa A.* Statistical theory for compressible turbulent shear flows, with the application to subgrid modeling // *Phys. Fluids*. – 1986. – V. 29, N. 7. – P. 2152-2164. DOI
4. *Murray J.A., Piomelli U., Wallace J.M.* Spatial and temporal filtering of experimental data for a priori studies of subgrid-scale stresses // *Phys. Fluids*. – 1996. – V. 8, N. 7. – P. 1978-1980. DOI
5. *Moin P., Squires K., Cabot W., Lee S.* A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport // *Phys. Fluids A* – 1991. – V. 3, N. 11. – P. 2746-2757. DOI
6. *Pitsch H., Steiner H.* Large-eddy simulation of a turbulent piloted methane/air diffusion flame (Sandia flame D) // *Phys. Fluids*. – 2000. – V. 12, N. 11. – P. 2541-2554. DOI
7. *Spalding D.B.* Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames // *Proc. Combust. Inst.* – 1971. – V. 13. – P. 649-657.
8. *Westbrook C.K., Dryer F.L.* Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames // *Combust. Sci. Technol.* – 1981. – V. 27, N. 1-2. – P. 31-43. DOI
9. *Zhou L.X., Hu L.Y., Wang F.* Large-eddy simulation of turbulent combustion using different combustion models // *Fuel*. – 2008. – V. 87, N. 13-14. – P. 3123-3131. DOI
10. *Murrono A., Scherrer D.* Large eddy simulation of a turbulent premixed flame stabilized by a backward facing step // 1st INCA Workshop, Villaroche, France. – 2005. – P. 1-9.
11. *Щёлкин К.И.* Теория горения и детонации // *Механика в СССР за 50 лет.* – М.: Наука, 1970. – Т. 2. – С. 344-422.
12. *Карпов А.И., Шумихин А.А.* Параметрическое исследование внутренних турбулентных течений методом крупных вихрей // *Вестник Удмуртского Университета. Математика. Механика. Компьютерные науки.* – 2009. – № 4. – С. 62-70.
13. *Leonard B.P.* SHARP simulation of discontinuities in highly convective steady flow / NASA Technical Memorandum 100240, ICOMP-87-9. – 1987. – 34 p.
14. *Kim J., Moin P.* Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations // *J. Comput. Phys.* – 1985. – V. 59, N. 2. – P. 308-323. DOI
15. *Van Kan J.* A second-order accurate pressure-correction scheme for viscous incompressible flow // *SIAM J. Sci. Stat. Comp.* – 1986. – V. 7. – P. 870-891. DOI
16. *Kirkpatrick M.P., Armfield S.W., Kent J.H.* A representation of curved boundaries for the solution of the Navier-Stokes equations on a staggered three-dimensional Cartesian grid // *J. Comput. Phys.* – 2003. – V. 184, N. 1. – P. 1-36. DOI
17. *Barlow R.S., Frank J.H., Karpets A.N., Chen J.-Y.* Piloted methane/air jet flames: transport effects and aspects of scalar structure // *Combust. Flame*. – 2005. – V. 143, N. 4. – P. 433-449. DOI
18. *Бояришинов М.Г., Балабанов Д.С.* Вычислительное моделирование движения сжимаемой среды, генерируемой точечным источником // *Вычисл. мех. сплош. сред.* – 2010. – Т. 3, № 3. – С. 18-31.

Поступила в редакцию 27.05.11; опубликована в электронном виде 30.06.12

---

### Сведения об авторах

*Шумихин Андрей Александрович*, мнс, Институт механики УрО РАН (ИМ УрО РАН), 426076, Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34; E-mail: shumihin@udman.ru

*Карпов Александр Иванович*, дфмн, проф., зав.лаб., ИМ УрО РАН; E-mail: karpov@udman.ru