

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ГОРЕНИЯ В КАНАЛЕ ПРИ ЗАКРУТКЕ ГАЗОВОГО ПОТОКА И ЕЕ ПРЕКРАЩЕНИИ

О. В. Матвиенко, В. А. Архипов

НИИ прикладной математики и механики при ТГУ, 634050 Томск

Рассматриваются результаты численного моделирования процессов течения и горения предварительно перемешанной газовой смеси в цилиндрическом канале при внезапной закрутке потока и внезапном ее прекращении. Проведенные расчеты показывают, что закрутка потока позволяет локализовать пламя в заданном объеме камеры сгорания и является эффективным способом управления процессом горения.

Необходимость обеспечения устойчивости и высокой полноты сгорания, а также локализации пламени в заданной части камеры сгорания требует применения специальных методов организации течения. В современных технологических устройствах сжигание газов осуществляется, как правило, в высокоскоростных потоках. При этом нормальная скорость распространения пламени становится значительно меньше скорости потока. Таким образом, вопросы обеспечения стабилизации пламени и устойчивого горения приобретают особенно актуальный характер. Основным принципом стабилизации горения заключается в создании областей, где местная скорость потока становится равной скорости распространения пламени. Достигается это либо с помощью стабилизатора в виде плохообтекаемого тела [1], либо с помощью закрутки потока [2]. Последний способ более предпочтителен, так как при его использовании не возникает загромождения потока стабилизатором и отсутствуют твердые поверхности, контактирующие с высокотемпературным газом. Кроме того, регулируя интенсивность закрутки, можно существенно изменять аэродинамическую структуру течения и посредством этого управлять процессом горения.

Наибольший интерес вызывают сильнозакрученные потоки с зонами рециркуляционного течения. Механизм стабилизации пламени в таких потоках описывается следующей схемой [3]. Поступающая в канал свежая горючая смесь поджигается горячими продуктами сгорания, циркулирующими в зоне возвратных течений. После завершения горения часть продуктов сгорания сносится вниз по потоку, а

другая ее часть возвращается вверх по потоку к передней кромке рециркуляционной зоны, поджигая новую порцию еще не прореагировавшего газа. Таким образом, обеспечиваются существование постоянного источника поджигания и стабилизация горения. Уменьшение начальной интенсивности закрутки или ее прекращение могут привести к исчезновению рециркуляционной зоны и, следовательно, к срыву пламени.

Изучению закрученных потоков уделяется значительное внимание, о чем свидетельствует появление ряда монографий и обзорных статей [2–5]. В работах [2, 3, 6, 7] рассмотрены особенности закрученных потоков с учетом горения. Однако в подавляющем большинстве публикаций рассматриваются стационарные закрученные потоки. В настоящей работе представлены некоторые результаты, полученные при численном моделировании процессов течения и горения реакционноспособной газовой смеси в цилиндрическом канале при внезапной закрутке газа и внезапном ее прекращении на входе в канал.

ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Для описания поля течения использовали уравнения Навье—Стокса, записанные относительно осредненных по времени переменных (уравнения Рейнольдса), которые в цилиндрической системе координат x , r , φ для осесимметричного течения имеют вид

$$\frac{\partial \rho r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v r}{\partial r} = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2 r}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} &= \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_e r \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{v} \right) \right] + \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_e r \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - r \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho v r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u v r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v^2 r}{\partial r} &= \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_e r \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_e r \left(2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{v} \right) \right] - \\ &\quad - r \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{2 \mu_e v}{r} + \rho w^2, \\ \frac{\partial \rho w r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u w r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v w r}{\partial r} &= \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e r \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \mu_e r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right] - r w v. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь u, v, w — осевая, радиальная и тангенциальная компоненты вектора скорости \mathbf{v} ; p, ρ — давление и плотность газа; $\mu_e = \mu_0 + \mu_t$ — эффективное значение вязкости, μ_0 и μ_t — ее молекулярная и турбулентная составляющие;

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r}.$$

Уравнения сохранения для внутреннего дозвукового циркуляционного течения являются эллиптическими по пространственным координатам и параболическими по времени.

Турбулентные характеристики рассчитывали на основе двухпараметрической модели с использованием транспортных уравнений для кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ϵ :

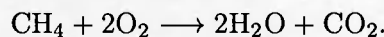
$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho k r) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u k r) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v k r) &= \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e r \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_e r \frac{\partial k}{\partial r} \right) + r (G_k - \rho \epsilon), \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon r) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u \epsilon r) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v \epsilon r) &= \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(r \frac{\mu_e}{C_3} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_e}{C_3} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right) + \\ &\quad + r \frac{\epsilon}{k} (C_1 G_k - C_2 \rho \epsilon). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\mu_t = C_4 \rho k^2 / \epsilon$,

$$\begin{aligned} G_k = \mu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right]^2 \right\} \end{aligned}$$

— диссипативная функция. Для входящих в уравнения (2) констант брали стандартные для $k - \epsilon$ -модели значения [2]: $C_1 = 1,44$, $C_2 = 1,92$, $C_3 = 1,3$, $C_4 = 0,09$.

В настоящей работе моделировалось горение идеально перемешанной стехиометрической метановоздушной смеси в цилиндрическом канале с адиабатическими стенками. Полагали, что массовые доли метана, кислорода и азота на входе равны соответственно $M_{\text{CH}_4}^0 = 0,095$, $M_{\text{O}_2}^0 = 0,190$, $M_{\text{N}_2}^0 = 0,175$. При моделировании химической реакции предполагали, что химическое превращение осуществляется по одностадийной схеме:



Считали, что удельные теплоемкости c_p горючего, окислителя, продуктов сгорания и инертного разбавителя неизменны и равны между собой, эффективные числа Прандтля и Шмидта постоянны. Энергообмен за счет излучения не учитывался, поскольку радиационные потери в факеле невелики [8]. Рассматривая реакцию второго порядка, можно записать следующую зависимость для скорости химического реагирования:

$$\varphi = z \rho^2 M_{\text{CH}_4} M_{\text{O}_2} \exp \left(- \frac{E}{RT} \right), \quad (3)$$

где R — универсальная газовая постоянная, z и E — аррениусовские параметры.

Полная система термохимических уравнений наряду с уравнением теплопроводности должна включать в себя уравнения диффузии для всех участвующих в реакции компонентов, кроме азота, так как он не расходуется в ходе химического превращения и выступает только в роли инертного разбавителя.

Анализ полной системы термохимических уравнений позволяет получить следующие первые интегралы:

$$\begin{aligned} M_{\text{O}_2} &= M_{\text{O}_2}^0 - \frac{2W_{\text{O}_2}}{W_{\text{CH}_4}} (M_{\text{CH}_4}^0 - M_{\text{CH}_4}), \\ M_{\text{CO}_2} &= \frac{2W_{\text{CO}_2}}{W_{\text{CH}_4}} \frac{W_{\text{CH}_4} + 2W_{\text{O}_2}}{W_{\text{CO}_2} + 2W_{\text{H}_2\text{O}}} (M_{\text{CH}_4}^0 - M_{\text{CH}_4}), \\ M_{\text{H}_2\text{O}} &= \frac{2W_{\text{H}_2\text{O}}}{W_{\text{CH}_4}} \frac{W_{\text{CH}_4} + 2W_{\text{O}_2}}{W_{\text{CO}_2} + 2W_{\text{H}_2\text{O}}} (M_{\text{CH}_4}^0 - M_{\text{CH}_4}), \end{aligned} \quad (4)$$

где W_i — молярные массы соответствующих компонентов.

Кроме того, в адиабатических условиях должен выполняться закон сохранения полной энтальпии:

$$c_p T + Q M_{\text{CH}_4} = c_p T_0 + Q M_{\text{CH}_4}^0 = \text{const},$$

где T_0, T — начальное и текущее значения температуры, Q — тепловой эффект реакции. Отсюда следует, что

$$M_{\text{CH}_4} = M_{\text{CH}_4}^0 - \frac{c_p}{Q}(T - T_0). \quad (5)$$

Это позволяет упростить систему термохимических уравнений и рассматривать только одно уравнение теплопроводности с учетом тепла химической реакции:

$$c_p \left(\frac{\partial \rho r T}{\partial t} + \frac{\partial \rho u r T}{\partial x} + \frac{\partial \rho v r T}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_e r \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[\lambda_e r \frac{\partial T}{\partial r} \right] + r Q \varphi, \quad (6)$$

где λ_e — эффективный коэффициент теплопроводности.

Для эффективного числа Прандтля $Pr_e = c_p \mu_e / \lambda_e$ использовали оценку $Pr_e = 0,7$, а значения кинетических констант брали соответствующими горению метановоздушной смеси [9]: $E = 103,8$ МДж/кмоль, $z = 5,6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $Q/c_p = 1500$ К.

К приведенной выше системе уравнений необходимо добавить уравнение состояния, которое для смеси идеальных газов имеет вид

$$\rho = \frac{p}{RT} \left[\sum_i \frac{M_i}{W_i} \right]^{-1}, \quad (7)$$

где $i = \{\text{CH}_4, \text{O}_2, \text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{N}_2\}$.

Для описания поведения вектора скорости и параметров турбулентности в окрестности твердой стенки использовали пристеночные функции, определяемые согласно методике [10].

На оси канала задавали условия симметрии:

$$r = 0: \quad v = w = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\partial k}{\partial r} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} - \frac{\partial T}{\partial r} = 0.$$

На входе в канал моделировалось вращение с постоянным углом закрутки $\alpha = \text{arctg}(w/u)$:

$$x = 0: \quad u = u_0, \quad v = 0, \quad w = w_0 = u_0 \text{tg } \alpha, \\ k = k_0 = 0,03u_0^2, \quad \varepsilon = \varepsilon_0, \quad T = T_0.$$

На выходе из канала предполагали, что

$$x = L_k: \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial k}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0.$$

Для оценки интенсивности закрутки на входе в канал рассчитывали интегральный параметр

$$\Phi_0 = \int_0^{R_k} \rho u w r^2 dr / R_k \int_0^{R_k} \rho u^2 r dr.$$

В случае внезапной закрутки потока начальное поле течения получали из стационарного решения системы уравнений (1)–(7) для незакрученного потока ($w_0 = 0$), а затем решали нестационарную задачу с начальным условием

$$w_0 = \begin{cases} 0, & t \leq 0, \\ u_0 \text{tg } \alpha, & t > 0. \end{cases}$$

В случае внезапного прекращения закрутки исходное поле течения находили из стационарного решения системы уравнений (1)–(7) для потока с закруткой, а затем решали нестационарную задачу с начальным условием

$$w_0 = \begin{cases} u_0 \text{tg } \alpha, & t \leq 0, \\ 0, & t > 0. \end{cases}$$

Систему уравнений (1)–(7) решали с помощью предложенного Патанкарком алгоритма [11], в котором разностные уравнения получены интегрированием дифференциальных уравнений по контрольным объемам, содержащим узлы конечно-разностной шахматной сетки. Уравнение неразрывности удовлетворялось косвенно с использованием итерационной схемы SIMPLE. Вычисления проведены на сетке с 35 узлами в осевом и 25 узлами в радиальном направлении.

Интегрирование по времени проводили с использованием неявной схемы первого порядка точности, шаг интегрирования выбирали из условия достижения аппроксимационной сходимости для всех переменных. При этом различия в результатах, полученных с использованием временных шагов Δt и $2\Delta t$, не должны были превышать 0,1%. В большинстве расчетов $\Delta t = 0,25$ мс.

АЭРОДИНАМИКА И ГОРЕНИЕ В КАНАЛЕ ПРИ ВНЕЗАПНОЙ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА

Приведенная выше математическая модель была использована для расчета характеристик течения и горения в цилиндрическом канале радиусом $R_k = 0,0625$ м и длиной $L_k = 1$ м при внезапной закрутке потока во входном

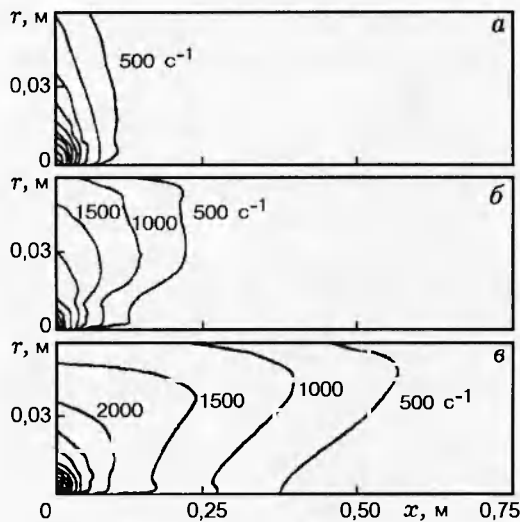


Рис. 1. Изолинии угловой скорости $\omega = w/r$ в различные моменты времени:

$t = 2$ (а), 5 (б), 15 мс (в); $u_0 = 30$ м/с, $\Phi_0 = 1,17$, шаг изолиний 500 c^{-1}

сечения. Скорость вдува газового потока u_0 изменялась от 10 до 60 м/с, угол закрутки α — от 0 до 70° , что соответствует интервалу значений интенсивности закрутки потока $\Phi_0 = 0 \div 1,83$, начальная температура газа — $T_0 = 300 \div 500$ К.

Особенностью данной задачи является то, что закрученный поток с течением времени занимает всё большую область канала (рис. 1). Закрученные массы газа, попадая в канал, существенно изменяют структуру течения. Центробежные силы в закрученном потоке ($\sim \rho w^2/r$) интенсифицируют движение газа в радиальном направлении, что приводит к отеснению потока к стенке. В приосевой области при малой интенсивности закрутки ($\Phi_0 < 0,4$) градиент давления, вызванный центробежными силами, недостаточен для появления зоны возвратных течений. Это приводит лишь к уменьшению осевой скорости в приосевой области. С увеличением интенсивности закрутки в окрестности оси образуется центральная тороидальная зона возвратных течений. По мере проникновения в канал закрученных масс газа размеры рециркуляционной зоны x_z и количество газа в ней увеличиваются (рис. 2).

Радиальное распределение тангенциальной составляющей скорости $w(r)$ на начальном участке имеет довольно сложный характер. Но уже на незначительном удалении от входа $x \approx R_k$ поведение тангенциальной скорости в приосевой области носит квазитвердый, а в пе-

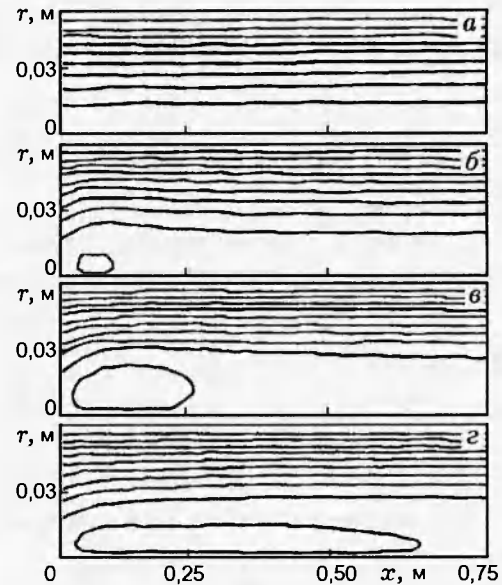


Рис. 2. Линии тока в различные моменты времени: $t = 0$ (а), 2 (б), 5 (в), 15 мс (г); $u_0 = 30$ м/с, $\Phi_0 = 1,17$, шаг изолиний 0,1

риферийной — квазипотенциальный характер (вихрь Рэнкина).

Рассмотрим динамику развития фронта пламени $x_*(t)$ для различных значений Φ_0 (рис. 3). Координата положения фронта пламени x_* соответствует достижению в этом сечении температуры пламени $T_f = 0,9T_a$, где T_a — адиабатическая температура горения. В отсутствие закрутки основным механизмом, обеспечивающим горение, является химический саморазогрев потока. Пламя стабилизируется на расстоянии $x_* = x_a = u_0 t_a$ (см. рис. 3, кривая 1), которое проходит поток за время, равное адиабатическому периоду t_a . Последний можно определить по формуле Франк-Каменецкого [9]

$$t_a = \left(\frac{T_0}{T_a}\right)^2 \frac{RT_a}{zE(1 - T_0/T_a)} \exp \frac{E}{RT_0}. \quad (8)$$

При малых значениях Φ_0 влияние закрутки на локализацию пламени невелико (см. рис. 3, кривые 2, 3). Действительно, при $\Phi_0 < 0,4$ картина течения характеризуется линиями тока, практически параллельными оси канала, как и в случае отсутствия закрутки потока на входе. При больших значениях Φ_0 влияние закрутки становится более значимым. В потоке появляется тороидальная рециркуляционная зона протяженностью x_z . Если $x_z < x_*$, то рециркулирующие в этой зоне реагенты разогреваются до температуры $T_z > T_0$ (за счет увеличе-

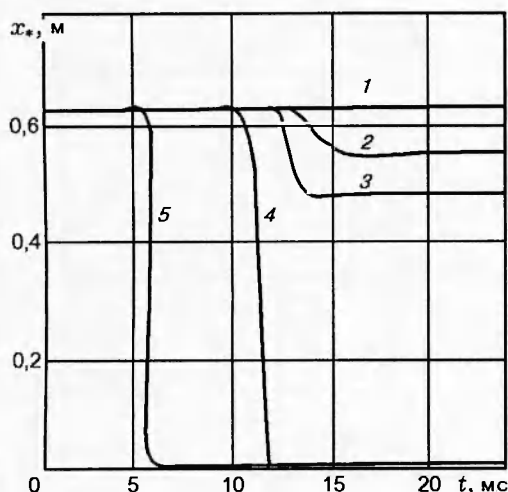


Рис. 3. Положение фронта пламени при внезапной закрутке потока:

$\Phi_0 = 0$ (1), 0,24 (2), 0,57 (3), 1,17 (4), 1,83 (5); $u_0 = 30$ м/с, $T_0 = 410$ К

ния времени пребывания) и нагревают поступающие массы газа, хотя энергии, полученной в результате разогрева, недостаточно для воспламенения. Это приводит к уменьшению толщины зоны индукционного разогрева $u_0 t_a(T_z)$ в соответствии с формулой (8). При дальнейшем увеличении интенсивности закрутки длина рециркуляционной зоны превосходит длину предпламенной зоны в прямооточном потоке ($x_z > x_*$) и реализуется еще один режим горения, при котором фронт пламени захватывается рециркуляционной зоной и совершает движение вверх по потоку, к входному сечению канала, где и происходит стабилизация пламени (см. рис. 3, кривые 4, 5).

Время переходных процессов при внезапной закрутке потока для рассмотренных условий не превышает 20 мс, наименьшее время стабилизации 6 мс при $\Phi_0 = 1,84$, с уменьшением интенсивности закрутки время стабилизации увеличивается до 17 мс при $\Phi_0 = 0,24$.

СРЫВ ПЛАМЕНИ ПРИ ВНЕЗАПНОМ ПРЕКРАЩЕНИИ ЗАКРУТКИ ГАЗОВОГО ПОТОКА

После прекращения закрутки в канал подается только прямооточный поток, имеющий равномерный профиль осевой скорости (рис. 4). При этом структура течения в переходный период также характеризуется взаимо-

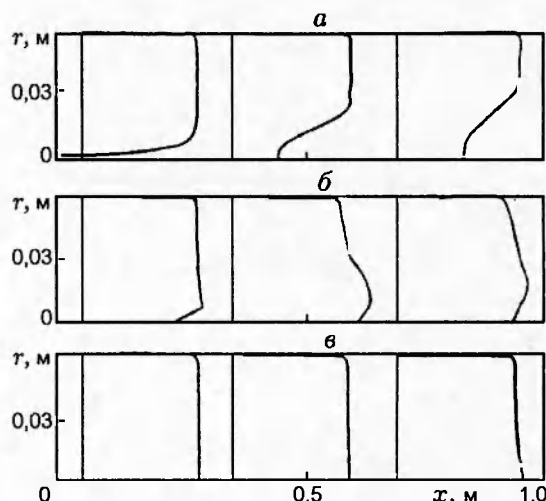


Рис. 4. Радиальные распределения осевой скорости в различные моменты времени:

$t = 0$ (а), 10 (б), 100 мс (в); $u_0 = 30$ м/с, $\Phi_0 = 1,17$

действием двух потоков — прямооточного и закрученного. Наличие приосевой области пониженного давления, связанной с начальной закруткой, приводит к вовлечению в нее дополнительной массы газа из прямооточного течения. При этом наблюдается резкое увеличение осевой скорости, в то время как в периферийной части потока профиль $u(r)$ сохраняет равномерный вид. Таким образом, в окрестности оси канала наблюдается явление, аналогичное гидравлическому удару. По мере продвижения потока в канал прирост скорости на оси $\delta u = [u_{r=0} - u_0]$ уменьшается и распределение $u(r)$ становится более равномерным (см. рис. 4, б). С течением времени закрученные массы газа сносятся вниз по потоку, при этом под действием сил трения происходит вырождение закрутки. Прямоточный поток заполняет всё большую часть канала, и распределение скоростей становится соответствующим турбулентному течению на начальном участке канала (см. рис. 4, в).

Рассмотрим влияние прекращения закрутки на положение фронта пламени в потоке (рис. 5). В случае сильной начальной интенсивности закрутки пламя стабилизируется вблизи входа в канал в окрестности передней кромки рециркуляционной зоны $x_* = x_{*s}$, где скорость потока равна нормальной скорости распространения пламени S (см. рис. 5, кривая 3). Горение стабилизируется передачей тепла свежим пор-

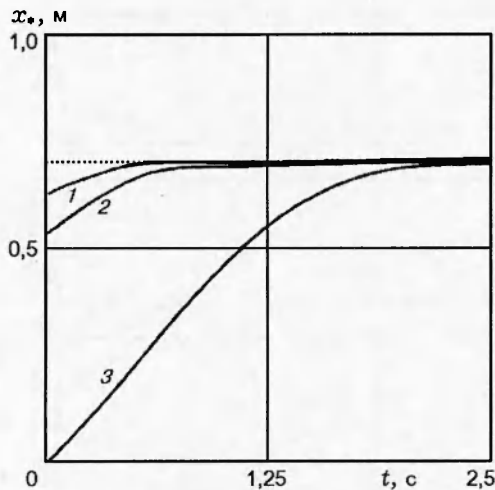


Рис. 5. Положение фронта пламени после прекращения закрутки для различных значений ее интенсивности:

$\Phi_0 = 0,97$ (1), $1,17$ (2), $1,83$ (3); $u_0 = 30$ м/с, $T_0 = 410$ К

циям горючей смеси от уже сгоревших объемов газа в рециркуляционной зоне. После прекращения закрутки пламя уже не может стабилизироваться на длине x_{*s} , так как с исчезновением зоны возвратных течений исчезает и источник тепла, обеспечивающий стабилизацию пламени вблизи входа в канал. В результате наблюдается отход фронта пламени от своего начального положения — режим отрыва. Пламя стабилизируется на длине $x_a = u_0 t_a$.

С уменьшением начальной интенсивности закрутки уменьшается количество газа, рециркулирующего в зоне возвратных течений. При этом рециркуляционная зона уже не способна играть роль стабилизатора горения, а выполняет лишь функцию зоны химического подогрева потока. Рециркулирующие в ней массы газа подогревают подаваемый поток, не обеспечивая, однако, его поджигания. Тем не менее рост средней температуры потока приводит к уменьшению длины предпламенной зоны, так что фронт пламени локализуется при $x_* < x_a$ (см. рис. 5, кривые 1, 2). С прекращением закрутки, так же как и в случае первоначально сильно закрученных потоков, происходит срыв пламени и стабилизация его при $x_* = x_a$. При этом скорость движения фронта пламени определяется взаимодействием скорости подаваемого потока и направленной против потока скорости распространения пламени, так что скорость отрыва пламени оказывается меньше скорости потока.

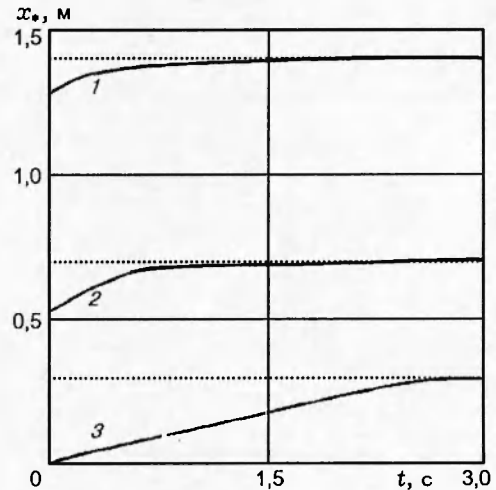


Рис. 6. Положение фронта пламени после прекращения закрутки для различных значений u_0 :

$u_0 = 60$ (1), 30 (2), 15 м/с (3); $\Phi_0 = 1,17$, $T_0 = 410$ К

Если же первоначальная закрутка потока достаточно низка (в потоке отсутствуют рециркуляционные зоны) и скорость потока в любой его точке превосходит нормальную скорость распространения пламени, то горение происходит в индукционном режиме [12] с длиной предпламенной зоны $x_* = x_a$. При этом прекращение закрутки потока не влияет на положение фронта пламени в потоке.

Время переходных процессов, связанных с отрывом фронта пламени после прекращения закрутки, для рассмотренных условий составляет $0,5 \div 2,5$ с, т. е. на два порядка больше, чем в случае внезапной закрутки потока.

Наряду с начальной интенсивностью закрутки, на горение и локализацию пламени влияет также и среднерасходная скорость u_0 . Известно, что стабилизация пламени рециркуляционной зоной происходит в случае, когда время пребывания потока в зоне возвратных течений $t_z = 2x_z/u_z$, где u_z — средняя скорость течения в рециркуляционной зоне x_z , становится больше t_a [1]. Если перейти от характерных времен к длинам, то условие стабилизации можно записать в виде

$$x_z > \frac{x_a u_z}{2 u_0}. \quad (9)$$

С ростом u_0 увеличиваются значения x_z и x_a . Однако если увеличение x_a пропорционально u_0 , то x_z растет значительно слабее [7]. В результате с ростом u_0 условие стабилизации (9)

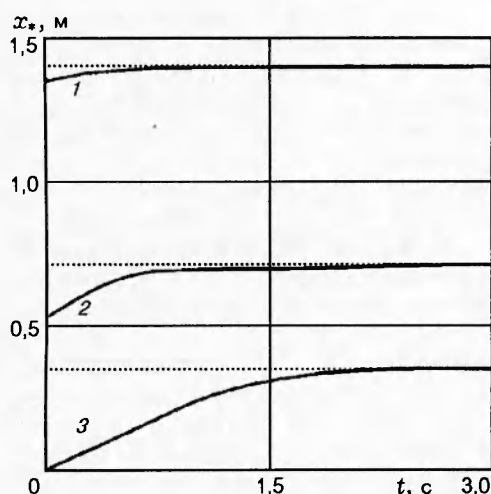


Рис. 7. Положение фронта пламени после прекращения закрутки для различных значений T_0 :

$T_0 = 400$ (1), 410 (2), 420 К (3); $u_0 = 30$ м/с, $\Phi_0 = 1,17$

перестает выполняться и рециркуляционная зона перестает стабилизировать процесс горения.

Влияние скорости u_0 на динамику переходного процесса представлено на рис. 6. При относительно небольших значениях u_0 горение осуществляется в переходном режиме с длиной предпламенной зоны $x_* < x_a$ (кривая 3). Дальнейшее увеличение скорости u_0 приводит к тому, что дополнительный разогрев потока, обеспечиваемый рециркуляцией горючей смеси в зоне возвратных течений, становится настолько незначительным, что горение происходит в индукционном режиме (см. кривую 1). Прекращение закрутки и исчезновение источника поджигания приводит к отрыву пламени. Это наиболее заметно при относительно невысоких значениях u_0 , когда закрутка потока обеспечивает режим горения со стабилизацией за счет теплопередачи (см. кривую 3). В случае высокоскоростных потоков, когда и при наличии закрутки горение осуществляется в режиме отрыва, прекращение закрутки существенно не сказывается на положении фронта пламени (см. кривую 1).

Перейдем к анализу влияния температуры газа на стабилизацию горения и отрыв пламени (рис. 7). Начальная температура реакционноспособной смеси T_0 является важной характеристикой в задачах теории горения и распространения пламени. Хорошо известно, что условия воспламенения в потоке, скорость го-

рения и длина предпламенной зоны экспоненциально зависят от T_0 [12]. Если температура смеси достаточно высока и нормальная скорость распространения пламени S превосходит скорость потока, то пламя, возникнув в потоке в результате самовоспламенения, будет перемещаться в направлении, противоположном движению смеси, и в окрестности входа в канал произойдет его стабилизация (см. кривую 3). Проскоку пламени будет препятствовать граничное условие $T_0 < T_f$, которое можно трактовать как наличие интенсивного теплосъема на участке $x < 0$. Вследствие этого скорость пламени уменьшается и при стационарных условиях становится равной скорости потока.

С уменьшением T_0 скорость распространения пламени уменьшается и становится меньше скорости потока. Однако созданием рециркуляционной зоны в приосевой части канала удается удержать пламя в непосредственной близости от входа. Дальнейшее уменьшение T_0 может настолько понизить значение S , что в потоке реализуется режим отрыва пламени (см. рис. 7, кривые 1, 2). Отметим, что для рассмотренных условий характерное время отрыва пламени также лежит в интервале $0,5 \div 2,5$ с.

ВЫВОДЫ

С использованием математической модели на основе полных уравнений Навье — Стокса проведена серия расчетов структуры турбулентного нестационарного закрученного течения и характеристик горения предварительно перемешанной метановоздушной смеси в цилиндрическом канале для случаев внезапной закрутки потока и ее внезапного прекращения. Результаты численного эксперимента позволили сделать следующие выводы.

- Локализацию фронта пламени вдоль осевой координаты можно регулировать в широких пределах от $x_* = 0$ до $x_* = x_a$ варьированием параметров задачи — интенсивности закрутки потока Φ_0 , среднерасходной скорости u_0 и температуры T_0 , причем наибольшее влияние оказывает параметр Φ_0 .

- При увеличении начальной интенсивности закрутки потока меняется механизм стабилизации пламени. Для $\Phi_0 < 0,4$ превалирует индукционный механизм, для $\Phi_0 > 0,6$ в потоке образуется тороидальная рециркуляционная зона, в которой происходит интенсивный разогрев смеси, что ведет к смещению фронта пламени к входному сечению канала.

• При внезапном прекращении закрутки в начальный период наблюдается резкое увеличение аксиальной компоненты вектора скорости в приосевой области потока — явление, аналогичное гидравлическому удару.

• Время переходных процессов, связанных с перестройкой фронта пламени, при внезапной закрутке потока не превышает ≈ 20 мс, а при внезапном прекращении закрутки — выше на два порядка и составляет $\approx 0,5 \div 2,5$ с.

• Закрутка потока играет важную роль в стабилизации горения. Полученные результаты позволяют рассчитать режимы регулируемых горелочных устройств в оптимальном или «плавающем» режимах горения. Прекращение закрутки приводит к срыву, а при определенных условиях — к погасанию пламени, что необходимо учитывать при проектировании и эксплуатации устройств, использующих вихревой принцип стабилизации пламени.

Проведенные расчеты еще раз подтверждают, что закрутка потока является эффективным способом управления процессом горения и позволяет локализовать пламя в заданном объеме камеры сгорания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лефевр А. Процессы в камерах сгорания ГТД. М.: Мир, 1986.
2. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987.
3. Лилли Д. Обзор работ по горению в закрученных потоках // Ракет. техника и космонавтика. 1977. Т. 15, № 8. С. 8–12.
4. Шукин В. К., Халатов А. А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982.
5. Халатов А. А. Теория и практика закрученных потоков. Киев: Наук. думка, 1989.
6. Дик И. Г., Матвиенко О. В. Теплообмен и горение закрученного потока в реакторе идеального вытеснения // Инж.-физ. журн. 1991. Т. 60, № 2. С. 217–222.
7. Матвиенко О. В., Архипов В. А., Дик И. Г. Расчет режимов сжигания газа в противоточной вихревой камере // Сиб. физ.-техн. журн. 1991. Вып. 4. С. 85–89.
8. Кталхерман М. Г., Могильный И. А. Теплоотдача излучением от диффузионного факела водорода при $M = 1$ // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 5. С. 717–723.
9. Основы практической теории горения / В. В. Померанцев, К. М. Арефьев, Д. Б. Ахмедов и др. Л.: Энергоатомиздат, 1986.
10. Abujelala M. T., Lilley D. G. Confined swirling flow predictions // AIAA Paper. N 83-136. 1983.
11. Патанкар С. Численные методы решения задач тепломассообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1983.
12. Математическая теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 29/VII 1996 г.,
в окончательном варианте — 25/V. 1998 г.