

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА СТАБИЛИЗАЦИЮ ПЛАМЕНИ ВИХРЕВОЙ ГОРЕЛКИ

В. А. Архипов, О. В. Матвиенко, Е. А. Рудзей

НИИ прикладной математики и механики при ТГУ, 634050 Томск

На базе уравнений Рейнольдса и $k-\varepsilon$ -модели турбулентности исследовано влияние геометрических и режимных параметров вихревой горелки с центральным телом и диффузором на характеристики течения и стабилизацию пламени при горении предварительно перемешанной газовой смеси.

Вихревые горелочные устройства широко используются в современной технике, начиная от горелок для термической обработки материалов, резки и сварки металлов и кончая агрегатами розжига и стабилизации процесса горения в камерах сгорания газотурбинных и жидкостных реактивных двигателей. В связи с повышением требований к содержанию вредных компонентов в продуктах сгорания топлива (сажа, оксиды азота и углерода, бензапирен) актуальны задачи оптимальной организации структуры пламени и его аэродинамики, непосредственно связанные со стабилизацией фронта горения.

Характерной особенностью сжигания газов в потоке является существенное влияние на положение фронта пламени и на устойчивость горения аэродинамической структуры течения, которая зависит от конструкции горелочного устройства и его режимных характеристик. Конструкция устройств определяется, главным образом, их назначением, расходонапряженностью и типом топливной смеси [1–3].

Отдельные аспекты стабилизации пламени вихревых горелок конкретных конструкций подробно рассмотрены в литературе (см., например, [1–5]). Однако в большинстве работ математическое моделирование аэродинамики и процессов горения проводили для упрощенных постановок задачи (уравнения движения в приближении пограничного слоя, модель идеальной жидкости и т. п.). В настоящей работе численно исследовано влияние геометрических и режимных параметров вихревой горелки с диффузором и центральным телом (при изменении начальной интенсивности закрутки и радиуса центрального тела) на условия стабилизации пламени в рамках полных уравнений Рейнольдса и $k-\varepsilon$ -модели турбулентности.

Математическая модель

Рассмотрим стационарный режим горения в факеле типичной вихревой горелки с диффузором и центральным телом, схема которой представлена на рис. 1 (горелочный узел судового котла конструкции Харбинского института судовых котлов и турбин, КНР). Центральным телом является форсунка для подачи распыленного жидкого топлива (предполагалось отсутствие ввода жидкого компонента). Стехиометрическая реакционноспособная газовая смесь (горючие и воздух) подается в горелку через аксиальный лопаточный завихритель.

За устьем горелки рассматривалась затопленная турбулентная струя в неограниченной среде (воздух при нормальных условиях). Постановка задачи и основные уравнения для определения поля течения и характеристик турбулентности (в нестационарных условиях) представлены в статье [6].

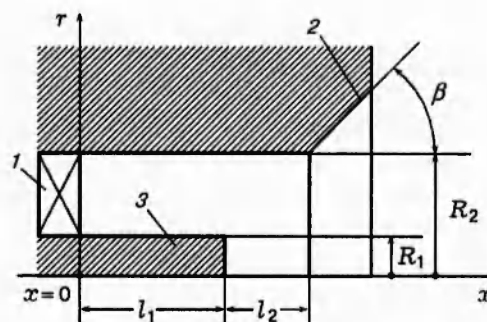


Рис. 1. Схема вихревой горелки:

1 — завихритель, 2 — центральное тело, 3 — диффузор; β — угол раскрытия диффузора; R_1, R_2 — радиусы центрального тела и подводящего канала вихревой горелки

Процесс горения моделировали, используя уравнения теплопроводности и диффузии реагентов, записанные с учетом протекания химической реакции в потоке:

$$c_p \left(\frac{\partial \rho u T r}{\partial x} + \frac{\partial \rho T v r}{\partial r} \right) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_e r \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_e r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + r Q W,$$

$$\frac{\partial \rho u m_f r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v m_f r}{\partial r} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_e r \frac{\partial m_f}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho D_e r \frac{\partial m_f}{\partial r} \right) - r W,$$

$$\frac{\partial \rho u m_{ox} r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v m_{ox} r}{\partial r} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_e r \frac{\partial m_{ox}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho D_e r \frac{\partial m_{ox}}{\partial r} \right) - r S W,$$

$$\frac{\partial \rho u m_{in} r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v m_{in} r}{\partial r} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_e r \frac{\partial m_{in}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho D_e r \frac{\partial m_{in}}{\partial r} \right).$$

Здесь T, ρ — температура и плотность газа; W, Q — скорость и тепловой эффект реакции; λ_e, D_e — эффективные значения коэффициентов теплопроводности и диффузии; c_p — удельная теплоемкость топлива; m_f, m_{ox}, m_{in} — массовые доли горючего, окислителя и инертного разбавителя (азот атмосферного воздуха) соответственно; $S = s(M_{ox}/M_f)$ — отношение масс окислителя (кислород) и топлива (n -декан); $s = 15,5$ — стехиометрический коэффициент; $M_{ox} = 32$ кг/кмоль; $M_f = 142$ кг/кмоль; u, v — аксиальная и радиальная компоненты вектора скорости.

В приведенных выше уравнениях не учитываются процессы термо- и бародиффузии, а также радиационные потери в факеле. Принято, что для всех компонентов смеси теплоемкость одинакова и не зависит от температуры, а $Q/c_p = 1500$ К. Для эффективных чисел Прандтля $Pr_e = c_p \mu_e / \lambda_e$ и Шмидта $Sc_e = \mu_e / \rho D_e$, где μ_e — эффективное значение вязкости, использованы оценки $Pr_e = Sc_e = 0,7$. Скорость химической реакции определена аналогично [7] по одному из минимальных значений, рассчитанных с помощью модели распада вихря [8] или на основе закона Аррениуса [9]:

$$W = \min \left[\frac{C_W \rho \varepsilon \sqrt{g}}{k}, z \rho^2 m_f m_{ox} \exp \left(- \frac{E}{RT} \right) \right].$$

Здесь k — кинетическая энергия турбулентности, ε — скорость ее диссипации; z, E — аррениусовские параметры; R — универсальная газовая постоянная; $g = (m'_f)^2$ — среднеквадратичная пульсация массовой доли горючего. Значения кинетических констант соответствуют горению n -декана ($C_{10}H_{22}$) [10]: $z = 4,7 \cdot 10^{11}$ м³/(кг·с); $E = 125,6$ МДж/кмоль; $C_W = 1,0$.

При расчете скорости химической реакции по модели распада вихря пространственное распределение g определяли из уравнения [3]

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u g r) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v g r) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left(r \frac{\mu_z}{\sigma_g} \frac{\partial g}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_e}{\sigma_g} \frac{\partial g}{\partial r} \right) +$$

$$+ C_{g,1} \mu_t \left[\left(\frac{\partial g}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial r} \right)^2 \right] - C_{g,2} \frac{r \rho \varepsilon g}{k},$$

где $C_{g,1} = 2,8$; $C_{g,2} = 2,0$; $\sigma_g = 0,7$; μ_t — турбулентная вязкость.

Граничные условия задавали, предполагая, что закрученная неизотермическая струя стехиометрической смеси горючего с воздухом поступает в неподвижную воздушную среду с параметрами:

$$r \rightarrow \infty : u = v = w = k = \varepsilon = g = m_f = 0,$$

$$T^0 = 300 \text{ К}, m_{ox}^0 = 0,21, m_{in}^0 = 0,79,$$

где w — тангенциальная компонента вектора скорости. На оси потока ($r = 0$) задавались условия симметрии:

$$v = w = 0,$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial g}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial m_f}{\partial r} = \frac{\partial m_{ox}}{\partial r} = \frac{\partial m_{in}}{\partial r} = 0.$$

Во входном сечении рассматривали течение с постоянным углом закрутки $\alpha_0 = \arctg(w_0/u_0)$. Интегральный параметр интенсивности закрутки рассчитывали по соотношению

$$\Phi_0 = \int_{R_1}^{\bar{r}_2} \rho u w r^2 dr / \sqrt{R_2^2 - R_1^2} \int_{R_1}^{\bar{r}_2} \rho u^2 r dr =$$

$$= \frac{2}{3} \frac{1 - \eta^3}{(1 - \eta^2)^{2/3}} \text{tg } \alpha_0,$$

где $\eta = R_1/R_2$ — отношение радиусов центрального тела и подводящего канала вихревой горелки.

Начальные значения компонент вектора скорости, турбулентных характеристик, температуры и состава смеси задавали следующими зависимостями [11]:

$$x = 0: u = u_0, v = g = 0, w_0 = u_0 \operatorname{tg} \alpha_0,$$

$$k_0 = 0,003u_0^2, \varepsilon_0 = \frac{200k_0^{1,5}}{R_2}, T = T_0,$$

$$(m_f)_0 = \frac{M_f}{M_f + sM_{ox}(1 + m_{in}^0/m_{ox}^0)},$$

$$(m_{ox})_0 = s(m_f)_0(M_{ox}/M_f),$$

$$(m_{in})_0 = (m_{ox})_0(m_{in}^0/m_{ox}^0).$$

Предполагалось, что в выходном сечении ($x = x_{out}$)

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial g}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial m_f}{\partial x} = \frac{\partial m_{ox}}{\partial x} = \frac{\partial m_{in}}{\partial x} = 0.$$

Вектор скорости и параметры турбулентности в окрестности твердой стенки описывали с помощью пристеночных функций, определяемых согласно методике [12]. Профиль скорости в пристеночной области срачивался с логарифмическим. Кроме того, предполагалась равновесность турбулентности в окрестности твердой стенки. Параметры вдоль цилиндрической стенки, т. е. на участке $0 < x < l_1 + l_2$ (см. рис. 1), рассчитывали по соотношению

$$u = K \frac{\tau_w}{\rho C_\mu^{0,25} \sqrt{k}} \ln AB,$$

где τ_w — турбулентное напряжение на стенке,

$$\tau_w = \begin{cases} u\mu/\delta R_2, & A \leq 11,5, \\ C_\mu^{0,25} \rho u \sqrt{k}/K \ln AB, & A > 11,5; \end{cases}$$

$A = C_\mu^{0,25} \rho R_2 \sqrt{k}(1 - r/R_2)/\mu$; μ — молекулярная вязкость; $K = 0,4$ — константа Кармана; $B = 9,0$ (для гладкой стенки); $\delta = 1 - r/R_2$ — безразмерное расстояние от стенки до ближайшего к ней узла разностной сетки.

Для диссипативной функции и скорости диссипации кинетической энергии турбулентности около стенки использовали оценки

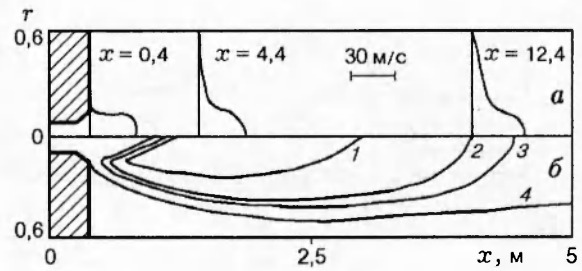


Рис. 2. Эюры аксиальной скорости (а) и изотермы (б) в факеле вихревой горелки ($\Phi_0 = 0$):

$T = 1900$ (1), 1800 (2), 1700 (3), 1500 К (5)

$$G_k = \tau_w \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \varepsilon = C_\mu \frac{\rho k^2}{\tau_w} \frac{\partial u}{\partial r}.$$

В силу предположения о равновесном характере турбулентности в первом приграничном узле

$$k = \frac{\tau_w}{\rho \sqrt{C_\mu}}, \quad \varepsilon = \frac{(\tau_w/\rho)^{1,5}}{K \delta R_2}.$$

Скорость и параметры турбулентности вдоль торцевых и наклонных поверхностей рассчитывали аналогичным образом. Стенки при этом рассматривались как адиабатические (градиент температуры по нормали к стенке полагался равным нулю: $\partial T/\partial n = 0$).

Данную задачу решали с помощью предложенного Патанкарком алгоритма [13], в котором разностные уравнения получались интегрированием дифференциальных уравнений по контрольным объемам, содержащим узлы конечно-разностной шахматной сетки. Вычисления проведены на сетке с 210 узлами в осевом и 160 — в радиальном направлениях.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Геометрические параметры горелки (см. рис. 1): $R_2 = 0,11$ м, $l_1 = 0,16$ м, $l_2 = 0,07$ м, $\beta = 35^\circ$. Основная серия расчетов проведена для $u_0 = 30$ м/с и $T_0 = 500$ К. В расчетах варьировались радиус центрального тела ($\eta = R_1/R_2 = 0 \div 0,54$) и начальная интенсивность закрутки ($\Phi_0 = 0 \div 1,2$). Результаты численного исследования представлены на рис. 2–5.

Горючая смесь, подаваемая через горелку, представляет собой неизотермическую турбулентную струю химически реагирующих газов. В диффузоре поток тормозится за счет увеличения площади проходного сечения; профиль

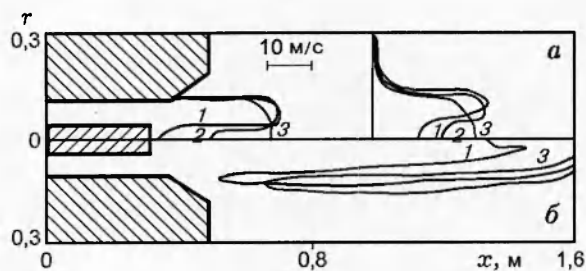


Рис. 3. Эпюры аксиальной скорости (а) и положение зоны горения (б) ($T = 1800$ К) в факеле горелки:

$\eta = 0,4$ (1), $0,2$ (2), 0 (3)

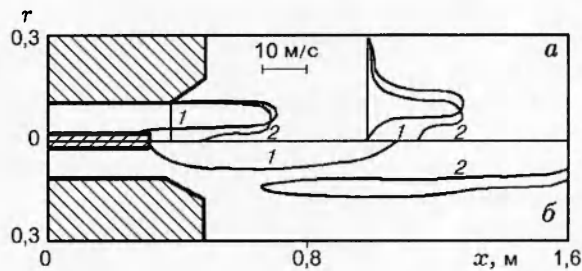


Рис. 4. Эпюры осевой скорости (а) и положение зоны горения (б) ($T = 1800$ К) в факеле горелки ($\eta = 0,2$):

$\Phi_0 = 0,77$ (1), 0 (2)

аксиальной скорости в ядре потока сохраняет начальный вид, однако в окрестности стенок диффузора за счет вязких сил формируется динамический пограничный слой и устанавливается неравномерное распределение скоростей. После выхода из диффузора возникает струйное течение со свободной границей, расширяющейся в направлении оси потока [14]. При этом распространение свободной турбулентной струи характеризуется не только нарастанием толщины слоя смешения, но и формированием неравномерного профиля аксиальной скорости $u(r)$, которая изменяется от некоторого значения $u(0)$ на оси течения до нуля на внешней границе струи (см. рис. 2,а). Таким образом, вблизи устья горелки в области динамического пограничного слоя существует область, в которой скорость газа не превосходит нормальную скорость распространения пламени. Эта область, обычно называемая поджигающим кольцом, играет важную роль в стабилизации пламени [9]. От поджигающего кольца горение распространяется по потоку. При этом за счет турбулентной теплопроводности теплота передается от воспламенившихся периферийных слоев внутренним слоям, вызывая их воспламенение, и одновременно сносится вниз по потоку, формируя конусообразный факел (см. рис. 2,б). Действие поджигающего кольца эффективно при невысокой расходной скорости газовой смеси. С увеличением скорости u относительная тепловая мощность кольца уменьшается, и оно перестает играть роль стабилизатора горения [1]. Кроме того, длина факела увеличивается с ростом скорости, что нежелательно для ряда технологических процессов с использованием горелочных устройств [4]. Для интенсификации сжигания газа горелки долж-

ны обладать высокой устойчивостью горения и обеспечивать компактность зоны горения, что достигается применением искусственной стабилизации.

Один из наиболее распространенных способов стабилизации пламени — введение в поток стабилизатора горения в виде плохообтекаемого тела [15]. Образующие таким телом обратные циркуляционные потоки создают зону частичной начальной газификации (при сжигании жидкого и твердого распыленного топлива) и первичного фронта воспламенения. Еще лучшего результата можно добиться, привлекая к корню факела большое количество высокотемпературных сгоревших газов, что делается с помощью специальных аэродинамических приемов, в частности с помощью закрутки потока [9]. Поток горючей смеси поджигается при достижении им горячей зоны рециркулирующих продуктов сгорания, что и обеспечивает стабилизацию горения [1, 5, 15].

Рассмотрим влияние стабилизатора в виде центрального тела 2 (см. рис. 1) на структуру факела при отсутствии закрутки. На рис. 3,а приведены радиальные распределения аксиальной скорости в различных сечениях x . Распределение $u(r)$ для горелки с центральным телом характеризуется наличием минимума в приосевой области, потенциального ядра и динамического пограничного слоя, в котором значение u уменьшается до нуля. Возникающая в окрестности центрального тела область пониженного давления (вследствие резкого расширения потока) искривляет траекторию струи, образуется «провал» аксиальной скорости с минимумом скорости при $r = 0$. С увеличением η величина «провала» $\Delta u = u(r) - u(0)$ растет, и в потоке возникает центральная зона возврат-

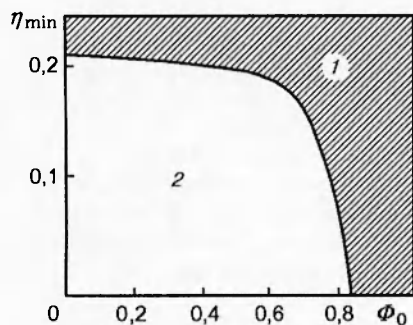


Рис. 5. Зависимость минимального радиуса центрального тела, необходимого для возникновения рециркуляции, от интенсивности закрутки потока:

1 — течение с рециркуляцией, 2 — без рециркуляции

ных течений. По мере удаления от устья горелки границы струи расширяются, и вследствие эжекции воздуха расход газа в струе увеличивается. Внутренняя зона с минимумом аксиальной скорости вырождается, и распределение $u(r)$ приобретает характерный для круглых струй профиль с максимумом на оси потока.

Изменение структуры течения, вызванное центральным телом, влияет на характеристики горения. При малых значениях η это влияние незначительно. Однако с увеличением η , когда скорость горючей смеси в приосевой области заметно уменьшается ($\Delta u/u_0 > 0,1$), фронт пламени совершает движение против потока к центральному телу. При этом изотермы изгибаются и приобретают двугорбый вид (кривая 1 на рис. 3,б).

При закрутке потока появляется тангенциальная составляющая скорости w , и формируется поле центробежных сил, пропорциональных $\rho w^2/r$, которые интенсифицируют движение газа в радиальном направлении. Это приводит к увеличению угла раскрытия струи и, как следствие, к повышению эжектирующей способности и к меньшей дальности. В приосевой области при малой интенсивности закрутки ($\Phi_0 < 0,6$) градиент давления, вызванный центробежными силами, недостаточен для появления зоны возвратных течений и лишь уменьшает аксиальную скорость в приосевой области. При большей интенсивности закрутки в окрестности оси возникает большее разрежение, которое приводит к образованию центральной зоны возвратных течений (см. рис. 4,а). Ее размеры и форма определяют

ся не только режимными параметрами течения (скоростью истечения газа из сопла, интенсивностью закрутки), но и конструктивными особенностями горелки — наличием диффузора и центрального тела, значениями η и β . В работе [7] представлены экспериментальные данные по радиальным распределениям осевой и тангенциальной компонент вектора скорости, полученные с помощью шарового пятиканального зонда в условиях холодных продувок модели горелочного устройства. Сопоставление полученных в настоящей работе расчетных профилей $u(r)$ и $w(r)$ с опытными данными [7] показало их качественное согласование. Количественные расхождения данных не превышают 10 % для незакрученного потока и 20 % для потока с закруткой ($\Phi_0 = 0,77$) и связаны, вероятно, с различием геометрических характеристик (в модели горелочного устройства [7] отсутствует центральное тело, а $\beta = 45^\circ$).

Проведенные расчеты показывают, что наличие диффузора увеличивает угол раскрытия струи и благоприятно воздействует на образование рециркуляционной зоны. Аналогичный вывод сделан и качественно подтвержден в [3]. Наличие центрального тела сильно влияет на формирование рециркуляционного течения. Как уже отмечалось, при достаточно большом значении η возможно рециркуляционное течение и в незакрученном потоке. Наличие закрутки позволяет уменьшить отношение η до величины $\eta_{\min} = R_{1,\min}/R_2$, необходимой для возникновения зоны возвратных течений ($R_{1,\min}$ — минимальный радиус центрального тела, при котором возникает рециркуляция). Зависимость $\eta_{\min}(\Phi_0)$ представлена на рис. 5. Таким образом, увеличение проходного сечения подводящего канала горелки при одинаковой скорости ввода компонентов приводит к увеличению ее расходных характеристик.

Увеличение угла раскрытия струи с ростом закрутки вызывает более интенсивное падение скорости и рост толщины слоя смешения, где скорость газа сравнима с нормальной скоростью распространения пламени. Таким образом, в слабозакрученных потоках возрастает стабилизирующая роль поджигающего кольца. Длина пламени заметно уменьшается, при этом с ростом закрутки постепенно увеличивается толщина пламени. В сильнозакрученных потоках, характеризуемых наличием рециркуляции ($\Phi_0 > 0,6$), горение стабилизируется горячими продуктами реакции, циркулиру-

ющими в зоне возвратных течений (свежая горячая смесь поджигается рециркулирующими продуктами сгорания). Затем горящая смесь сносится вниз по потоку в пределах слоя смешения, поджигая соседние порции свежей смеси. После завершения горения часть продуктов сгорания возвращается к центральному телу, обеспечивая тем самым существование постоянного источника поджигания горючей смеси. При этом пламя становится более компактным и горение происходит вблизи устья горелки (см. рис. 4,б).

Таким образом, с помощью изменения конструктивных параметров и управления режимом течения (в первую очередь, с помощью закрутки потока) можно достаточно эффективно влиять на устойчивость горения, размеры и форму пламени вихревой горелки. При заданных расходных характеристиках это позволяет найти оптимальные условия устойчивого сжигания топлива с высокой полнотой сгорания и компактной зоной горения. Отметим, что варьирование геометрических и режимных параметров существенно влияет на стабилизацию пламени вихревой горелки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хзмалян Д. М., Каган А. Я. Теория горения и топочные процессы. М.: Энергоатомиздат, 1976.
2. Ожигов Г. Е. Некоторые аэродинамические аспекты и их роль при проектировании современных вихревых горелок с малыми вредными выбросами // Сиб. физ.-тех. журн. 1991. Вып. 1. С. 60–67.
3. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987.
4. Основы практической теории горения / В. В. Померанцев, К. М. Арефьев, Д. Б. Ахмедов и др. Л.: Энергоатомиздат, 1986.
5. Лилли Д. Обзор работ по горению в закрученных потоках // Ракет. техника и космонавтика. 1977. Т. 15, № 8. С. 8–12.
6. Архипов В. А., Матвиенко О. В. Нестационарные процессы горения в канале при закручивании и перекрещивании закрутки газового потока // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 4. С. 33–40.
7. Lilley D. G., Rhode D. L., and McLaughlin D. K. Mean flowfields in axisymmetric combustor geometries with swirl // AIAA Paper. 1982. N 0177. P. 1–13.
8. Spalding D. B. Mathematical models of turbulent flames: a review // Combust. Sci. Technol. 1976. V. 13, N 1. P. 3–25.
9. Математическая теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. М.: Наука, 1980.
10. Westbrook C. K. and Dryer F. L. Chemical kinetics modelling of hydrocarbon combustion // Progress Energy Combust. Sci. 1984. V. 10, N 1. P. 1–57.
11. Устименко Б. П., Джакупов К. Б., Кроль В. О. Численное моделирование аэродинамики и горения в топочных технологических устройствах. Алма-Ата: Наука, 1986.
12. Abujelala M. T. and Lilley D. G. Confined swirling flow predictions // AIAA Paper. 1983. N 136.
13. Патанкар С. Численные методы решения задач тепломассообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1983.
14. Теория турбулентных струй / Г. Н. Абрамович, Т. А. Гиршович, С. Ю. Крашенинников и др. М.: Наука, 1984.
15. Льюис В., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.

Поступила в редакцию 17/IX 1996 г.,
в окончательном варианте — 23/XI 1998 г.