

ГОРЕНИЕ РАСПЫЛЕННОГО ЖИДКОГО ТОПЛИВА В ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ

В. А. Архипов, О. В. Матвиенко, В. Ф. Трофимов

НИИ прикладной математики и механики при ТГУ, 634050 Томск, leva@niipmm.tsu.ru

Представлены физико-математическая модель и результаты численного исследования аэродинамики и горения факела жидкого топлива в коаксиальном закрученном потоке газообразного окислителя. Для определения характеристик факела распыла жидкого топлива центробежной форсункой использовались экспериментальные данные, полученные в изотермических условиях. Проведен анализ влияния закрутки потока на характеристики горелочных устройств.

Ключевые слова: вихревая горелка, центробежная форсунка, закрученное течение, жидкое топливо, факел распыла, структура потока, горение, моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

При проектировании современных горелочных устройств важную роль играет оптимизация процесса сжигания топлива, предполагающая обеспечение устойчивого горения в компактной зоне с высокой полнотой сгорания компонентов. Одним из наиболее распространенных способов стабилизации пламени является введение в поток стабилизатора горения в виде плохообтекаемого тела [1]. Образующиеся таким телом циркуляционные потоки создают зону частичной начальной газификации (при сжигании жидкого и твердого распыленного топлива) и первичного фронта воспламенения. В ряде технических устройств (в частности, в топочной технике) для повышения устойчивости воспламенения и интенсификации горения используется закрутка компонентов топливной смеси [2]. При этом к корню факела подтекает большое количество высокотемпературных продуктов сгорания в виде обратных токов, что приводит к поджиганию потока горючей смеси при достижении им зоны рециркулирующих сгоревших газов.

Решение задачи создания оптимальной конструкции вихревого горелочного устройства большой производительности для высококалорийных топлив связано с рядом проблем, основными из которых являются рациональная организация структуры потоков в объеме камеры сгорания, обеспечение устойчивого горения в режиме глубокого регулирования расхо-

да компонентов топливной смеси и повышение полноты сгорания в режиме малых расходов.

Эффективность сжигания жидкого топлива в вихревом горелочном устройстве определяется интенсивностью рециркуляции течения, характеристиками распыла и испарения жидкого топлива, его взаимодействием с газовой фазой и процессами тепловыделения в пламени. Моделирование этих процессов представляет собой достаточно сложную задачу, так как для их описания необходимы адекватные модели турбулентности, испарения и горения в потоке, а также эффективные численные методы расчета. Кроме того, при расчете конкретных горелочных устройств необходимо привлекать экспериментальную информацию, в частности, о характеристиках факела распыла жидкого компонента.

Вопросы расчета локальных характеристик течения при впрыске капельного факела в турбулентный газовый поток исследовались в работах [1–8]; достаточно подробный обзор приведен в монографии [2]. В большинстве этих работ рассматривались инертные и реагирующие потоки без закрутки, параметры факела распыла жидкого компонента задавались произвольно (без учета реальных характеристик инжектора). Обзор экспериментальных исследований по динамике испарения и горения факела капель в турбулентном потоке приведен в [9], в работе [10] рассмотрены результаты бесконтактных измерений (лазерная доплеровская анемометрия и визуализация) скорости, концентрации и размеров горящих капель керосина в зависимости от характеристик турбулентности газового потока.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 02-01-01246).

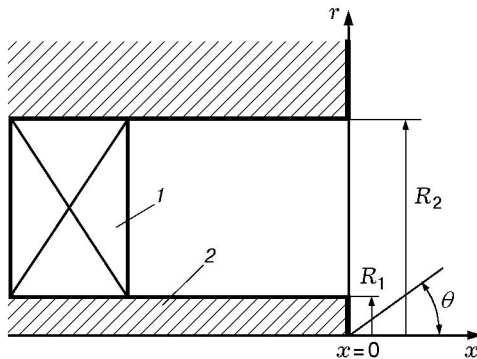


Рис. 1. Схема вихревой горелки:

1 — аксиальный лопаточный завихритель, 2 — центральное тело (центробежная форсунка); θ — угол распыла жидкого компонента, R_1 , R_2 — радиусы центрального тела и подводящего канала

В работе [11] численно исследовалось влияние режимных и геометрических параметров на стабилизацию пламени в вихревой газовой горелке с использованием уравнений Рейнольдса и k - ε -модели турбулентности. Анализировалось влияние закрутки газового потока и стабилизатора в виде плохообтекаемого тела на процессы горения.

Целью настоящей работы, которая продолжает исследования, изложенные в [11], являются разработка физико-математической модели и численный анализ основных процессов в вихревой горелке с жидким топливом, протекающих при горении в зоне рециркуляции, индуцированной закруткой потока. Кроме того, в изотермических условиях распыления жидкого компонента проведено экспериментальное исследование факела распыла центробежной форсунки в режиме глубокого регулирования расхода.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим стационарный режим горения в вихревой горелке с центральным телом, схема которой представлена на рис. 1. Поток окислителя (воздух) подается через аксиальный лопаточный завихритель; центральным телом является форсунка для подачи распыленного жидкого n -декана ($C_{10}H_{22}$). Радиус центрального тела $R_1 = 0,015$ м, радиус канала для подвода воздуха $R_2 = 0,155$ м. Жидкость вводится в форсунку тангенциально, вследствие чего поток закручивается. При выходе жидкости из сопла форсунки действие центростре-

мительных сил от твердых стенок прекращается, и истекающая струя в результате нестационарных колебаний распадается на капли в непосредственной близости от места инъекции. При этом капли разлетаются по прямолинейным лучам, составляющим угол θ с осью симметрии форсунки. Вследствие интенсивного нагрева капли испаряются. Пары топлива, смешиваясь с воздухом, образуют газозвоздушную смесь, которая, воспламеняясь, образует факел пламени.

За устьем горелки рассматривалась затопленная турбулентная струя в неограниченной среде (воздух при нормальных условиях), моделирование аэродинамики и процесса горения в факеле вихревой горелки проводили при следующих допущениях.

- Течение жидкого и газообразного компонентов предполагали стационарным и осесимметричным.
- Турбулентные напряжения определяли в рамках k - ε -модели, т. е. влиянием капель жидкости на структуру турбулентности пренебрегали.
- Процесс горения рассматривали в рамках модели турбулентного диффузионного пламени, при этом предполагалось отсутствие областей изолированного пламени, а отдельные капли считались источником паров топлива в газовой фазе.

ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПЫЛА ЖИДКОГО КОМПОНЕНТА ЦЕНТРОБЕЖНОЙ ФОРСУНКОЙ

Для расчета рабочего процесса в вихревой горелке необходимо задать начальные значения параметров факела распыла жидкого компонента — расход жидкости, угол распыла, скорость и размеры капель. В настоящее время для расчета характеристик распыла жидкости центробежной форсункой наибольшее распространение получила теория Г. Н. Абрамовича — Л. С. Клячко [12–14]. Расчеты основных характеристик форсунки по зависимостям [12–14] могут существенно отличаться от реальных, экспериментально измеренных значений, особенно в режиме глубокого регулирования расхода жидкого компонента [15–17], поэтому в инженерной практике широко используются многочисленные эмпирические формулы, полученные для конкретных жидкостей и конструкций форсунок [18].

С целью получения данных о характеристиках факела распыла было проведено исследова-

дование расходных характеристик и геометрии факела центробежной форсунки, используемой в рассматриваемой вихревой горелке. Параметры форсунки: $j = 4$ — количество входных тангенциальных каналов; $R_0 = 5,4$ мм — плечо закрутки (расстояние от оси симметрии форсунки до оси входных каналов); $r_1 = 1,35$ мм — радиус входных каналов; $r_2 = 2,2$ мм — радиус выходного сопла. По этим параметрам можно найти значение геометрической характеристики форсунки $A = R_0 r_2 / j r_1^2 = 1,63$, полностью определяющей основные параметры факела распыла [12].

Изучение характеристик распыла проводили путем проливок исследуемой форсунки на гидравлическом стенде, описание которого дано в [17]. Проливки выполняли для двух модельных жидкостей (вода и керосин Т-1). В экспериментах измеряли перепад давления на форсунке Δp , массовый расход жидкости G_l и угол распыла θ . Относительные погрешности измерения параметров при значении доверительной вероятности 95 % не превышали 0,4 (перепад давления), 0,7 (расход жидкости) и 2,5 % (угол распыла).

Программа экспериментов включала измерение реальной расходной характеристики $G_l(\Delta p)$ и угла распыла $\theta(\Delta p)$ при стационарном режиме работы форсунки в диапазоне значений $\Delta p = 0,02 \div 1,0$ МПа. Коэффициент расхода форсунки рассчитывался по формуле

$$\varphi = \frac{G_l}{\pi r_2^2 \sqrt{2 \rho_p \Delta p}},$$

где ρ_p — плотность жидкого компонента.

С увеличением перепада давления значения φ резко уменьшаются и при $\Delta p > 0,1$ МПа принимают постоянное значение $\varphi = 0,265$, что на 24 % ниже значения коэффициента расхода, рассчитанного по теории [12] для невязкой жидкости ($\varphi = 0,33$). Параметры жидкости на выходе из форсунки определяются двумя критериями подобия [13, 18] — геометрической характеристикой A и числом Рейнольдса

$$\text{Re}_e = 2G_l / \pi r_2 \mu_p,$$

где μ_p — коэффициент динамической вязкости жидкости.

Обработка результатов проведенных экспериментов позволила получить критериальную зависимость для коэффициента расхода в диапазоне $\text{Re}_e = (7,4 \div 26,1) \cdot 10^3$:

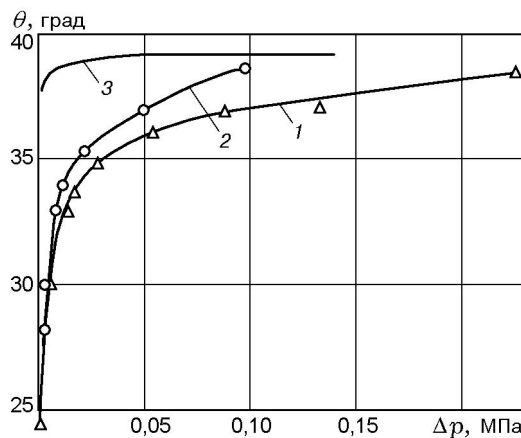


Рис. 2. Зависимость угла распыла от перепада давления на форсунке:

1 — вода, 2 — керосин Т-1, 3 — расчет по теории Г. Н. Абрамовича — Л. С. Клячко

$$\varphi = \varphi_0(A) + 0,1 \text{Re}_e^{-6,65 \Delta p},$$

где размерность Δp — МПа.

Величина $\varphi_0(A)$ в первом приближении рассчитывается по теории Г. Н. Абрамовича — Л. С. Клячко, уточненное значение $\varphi_0(A)$ определяется экспериментально для автомодельного режима истечения (при $\text{Re}_e > 16,5 \cdot 10^3$ $\varphi_0(A) = 0,265$).

Результаты измерений угла распыла для воды и керосина представлены на рис. 2. В области малых перепадов давления ($\Delta p < 0,1$ МПа) угол распыла монотонно увеличивается с ростом Δp и при $\Delta p > 0,1$ МПа принимает постоянное значение (как для воды, так и для керосина) — $\theta_0(A) = 37^\circ$. Расчетное значение угла распыла $\theta = 39,8^\circ$ намного выше экспериментального в области малых перепадов давления (расхождение $\approx 10 \div 50$ %), а при $\Delta p > 0,1$ МПа расхождение измеренных и рассчитанных по теории Г. Н. Абрамовича — Л. С. Клячко значений не превышает 7 %.

Критериальная зависимость для угла распыла (θ , град) в исследованном диапазоне Re_e получена в виде

$$\theta = \theta_0(A) - 5,05 \text{Re}_e^{-4,8 \Delta p},$$

где размерность Δp — МПа, а $\theta_0(A)$ определяется по аналогии с $\varphi_0(A)$.

Качество распыла жидкости оценивали с помощью кино съемки со скоростью $400 \div 2000$ кадр/с по «размытию» граничной траектории частиц жидкости в факеле. Результаты экспериментов показали, что формирова-

ние факела распыла происходит в диапазоне $\Delta p = 0,03 \div 0,05$ МПа, а удовлетворительное качество распыла (распад струи на капли) обеспечивается при $\Delta p > 0,08 \div 0,12$ МПа. Качество распыла (дисперсность образующихся капель) определяется набором критериев подобия [13, 18] — отношением вязкостей жидкости и газа $\bar{\mu} = \mu_p/\mu_0$, отношением плотностей $\bar{\rho} = \rho_p/\rho$, числом Рейнольдса $Re = \rho u_p \delta/\mu_0$ и критерием Онезорге $\delta \rho \sigma/\mu_0^2$ (δ , u_p — толщина пленки и скорость жидкости на выходе из форсунки, σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости). Анализ диапазонов изменения критериев подобия показал корректность использования полученных экспериментальных данных для капель n -декана.

Таким образом, при расчете вихревой горелки в режиме глубокого регулирования расхода компонентов необходимо использовать экспериментальные зависимости для φ и θ , особенно в области $\Delta p < 0,1$ МПа ($Re_e < 16,5 \cdot 10^3$). При работе центробежной форсунки в условиях малых перепадов давлений ($\Delta p < 0,1$ МПа) качество распыла резко ухудшается.

Дифференциальная функция массового распределения капель, образующихся при распылении жидкости центробежной форсункой, задавалась в виде формулы Розина — Раммлера [18, 19]

$$g(r_p) = \frac{n}{r_p^n} r_p^{n-1} \exp \left[- \left(\frac{r_p}{r_0} \right)^n \right], \quad (1)$$

где r_p — радиус капли; r_0 , n — параметры распределения. Функция $g(r_p)$ нормирована на единицу, т. е. $\int_0^{\infty} g(r_p) dr = 1$. Модальный радиус (соответствующий максимуму функции распределения) $r_m = r_0/\sqrt{2}$. При этом $g(r_p) dr_p$ — массовая (или объемная) доля капель, размеры которых лежат в диапазоне $(r_p, r_p + dr_p)$. Значения параметров $n = 2$, $r_0 = 35$ мкм выбраны в соответствии с рекомендациями [13, 18].

В расчетах распределение (1) аппроксимировали пятью фракциями капель, размеры $(r_{p,i})$ и массовые доли ($z_i = c_{m,i}/c_m$) которых приведены в табл. 1 ($c_{m,i}$ — массовая концентрация капель i -й фракции, c_m — массовая концентрация капель). Счетную концентрацию капель N_i (количество капель i -й фракции в единице объема) определяли по формуле

$$N_i = z_i c_m / m_{p,i},$$

Таблица 1
Распределение капель по размерам

Номер фракции	$r_{p,i}$, мкм	z_i , %
1	9	24,2
2	27	42,8
3	45	24,8
4	63	7,1
5	81	1,1

где $m_{p,i} = 4\pi r_{p,i}^3 \rho_p / 3$ — масса капли i -й фракции. Массовый расход капель i -й фракции $G_{l,i} = G_l z_i$.

Увеличение количества фракций не приводит к существенному повышению точности результатов расчетов [4].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для определения аэродинамических и термодинамических характеристик горящего распыленного факела необходимо рассматривать в поле течения две фазы с учетом обмена между ними импульсом, массой и теплом. Проблему расчета локальных характеристик течения и горения в факеле вихревой горелки рассматривали аналогично [2–6]. Для газовой фазы записывали уравнения движения в форме Эйлера в предположении, что влияние локальных разрывов в потоке, вызванных присутствием в газовой фазе капель, незначительно. Для капель конечного числа фракций записывали уравнения движения в форме Лагранжа, уравнение для изменения радиуса капли за счет испарения и уравнение баланса тепла. Взаимодействие между фазами учитывали путем рассмотрения капель как внутренних источников для газовой среды. В этом случае в правую часть уравнений, описывающих поведение газовой фазы, включали дополнительные члены, обусловленные взаимодействием капель с газовой средой.

Уравнения Рейнольдса для газовой фазы имеют вид:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r}{\partial r} = -4\pi \rho_p \sum_i r_{p,i}^2 \frac{dr_{p,i}}{dt} N_i,$$

$$\frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu_{eff} \left[2 \frac{\partial u}{\partial x} - \right. \right.$$

$$-\frac{2}{3}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial vr}{\partial r}\right)\left]\right\} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\mu_{eff}r\left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)\right] - \quad + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\mu_{eff}}{C_3}\frac{\partial \varepsilon}{\partial r}\right) + \frac{\varepsilon}{k}\left(C_1G_k - C_2\rho\varepsilon\right), \quad (3)$$

где

$$-4\pi\rho_p\sum_i\left(r_{p,i}^2\frac{dr_{p,i}}{dt}u_{p,i} + \frac{r_{p,i}^3}{3}\frac{du_{p,i}}{dt}\right)N_i, \quad G_k = \mu_t\left\{2\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{v}{r}\right)^2\right] + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 + \left[r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{w}{r}\right)\right]^2\right\} \\ \frac{\partial\rho uv}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho v^2r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\mu_{eff}\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r}\right)\right] + \quad - \text{диссипативная функция.} \\ + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left\{\mu_{eff}r\left[2\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial vr}{\partial r}\right)\right]\right\} - \quad \text{Для входящих в уравнения констант взяты рекомендованные в [2] значения: } C_1 = 1,44, C_2 = 1,92, C_3 = 1,3, C_4 = 0,09. \\ -2\mu_{eff}\frac{v}{r^2} + \frac{\rho w^2}{r} - \quad (2) \quad \text{Для описания процесса горения использовали уравнения теплопроводности и диффузии реагентов с учетом протекания в потоке химической реакции. В уравнении теплопроводности учитывали теплообмен между газом и каплями горючего:}$$

$$-4\pi\rho_p\sum_i\left(r_{p,i}^2\frac{dr_{p,i}}{dt}v_{p,i} + \frac{r_{p,i}^3}{3}\frac{dv_{p,i}}{dt}\right)N_i, \quad c_p\left(\frac{\partial\rho uT}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vrT}{\partial r}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_{eff}\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \\ \frac{\partial\rho uw}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vwr}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{eff}\frac{\partial w}{\partial x}\right) + \quad + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_{eff}r\frac{\partial T}{\partial r}\right) + QWW_f - \\ + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left[\mu_{eff}r^3\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{w}{r}\right)\right] - \quad -4\pi\rho_p\sum_i\left[r_{p,i}^2\frac{dr_{p,i}}{dt}(c_pT_{p,i} - L)\right]N_i, \\ -\frac{\rho vw}{r} -4\pi\rho_p\sum_i\left(r_{p,i}^2\frac{dr_{p,i}}{dt}w_{p,i} + \frac{r_{p,i}^3}{3}\frac{dw_{p,i}}{dt}\right)N_i. \quad \frac{\partial\rho um_f}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vr m_f}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho D_{eff}\frac{\partial m_f}{\partial x}\right) + \quad (4) \\ + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\rho D_{eff}r\frac{\partial m_f}{\partial r}\right) - \\ -4\pi\rho_p\sum_i r_{p,i}^2\frac{dr_{p,i}}{dt}N_i - WW_f,$$

Здесь x, r — аксиальная и радиальная координаты; ρ — плотность газовой фазы; μ_{eff} — эффективное значение вязкости, равное сумме молекулярной (μ_0) и турбулентной ($\mu_t = C_4\rho k^2/\varepsilon$) вязкостей; $u, v, w, u_{p,i}, v_{p,i}, w_{p,i}$ — аксиальная, радиальная и тангенциальная компоненты вектора скорости газовой фазы и жидких капель; p — давление.

Характеристики турбулентности рассчитывали на основе двухпараметрической модели с использованием балансных уравнений для кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε [20]:

$$\frac{\partial\rho uk}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vkr}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{eff}\frac{\partial k}{\partial x}\right) + \quad + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\mu_{eff}r\frac{\partial k}{\partial r}\right) + G_k - \rho\varepsilon, \\ \frac{\partial\rho u\varepsilon}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho v\varepsilon r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_{eff}}{C_3}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right) +$$

$$\frac{\partial\rho um_{ox}}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vr m_{ox}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho D_{eff}\frac{\partial m_{ox}}{\partial x}\right) + \quad + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\rho D_{eff}r\frac{\partial m_{ox}}{\partial r}\right) - sWW_{ox},$$

$$\frac{\partial\rho um_{in}}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vr m_{in}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho D_{eff}\frac{\partial m_{in}}{\partial x}\right) + \quad + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\rho D_{eff}r\frac{\partial m_{in}}{\partial r}\right).$$

Здесь T — температура газа; m_f, m_{ox}, m_{in} — массовые доли горючего, окислителя (кислород атмосферного воздуха), инертного разбавителя (азот атмосферного воздуха); $c_p, \lambda_{eff}, D_{eff}$ — удельная изобарическая теплоемкость,

эффективные значения теплопроводности и коэффициента диффузии газа; L — теплота парообразования жидкости; W , Q — скорость и тепловой эффект химической реакции; $s = 15,5$ — стехиометрический коэффициент (в качестве горючего рассматривали жидкие капли n -декана).

Уравнение состояния для смеси идеальных газов имеет вид

$$\rho = \frac{p}{RT} \left(\sum_i \frac{m_i}{W_i} \right)^{-1}, \quad (5)$$

где $i = \{C_{10}H_{22}, O_2, CO_2, H_2O, N_2\}$, R — универсальная газовая постоянная, W_i , m_i — молекулярная масса и массовая доля i -го компонента.

Скорость химической реакции определяли по минимальному из двух значений, рассчитанных по модели распада вихря или на основе закона Аррениуса:

$$W = \min \left[z \left(\frac{\rho m_f}{W_f} \right)^a \left(\frac{\rho m_{ox}}{W_{ox}} \right)^b \exp \left(-\frac{E}{RT} \right), \right. \\ \left. \frac{\rho}{W_f} \frac{\varepsilon}{k} \sqrt{g} \right], \quad (6)$$

где $g = \langle (m'_f)^2 \rangle$ — среднеквадратичное значение пульсации массовой доли горючего, W_f , W_{ox} — молекулярная масса горючего и окислителя, константы химической кинетики взяты в соответствии с [21]: $a = 0,25$, $b = 1,5$, $z = 4,7 \times 10^8$ ($m^3/кмоль$) $^{0,75}/с$, $E = 125,6$ МДж/кмоль.

При расчете по модели распада вихря пространственное распределение g находили из уравнения

$$\frac{\partial \rho u g}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v g r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_g} \frac{\partial g}{\partial x} \right) + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_g} r \frac{\partial g}{\partial r} \right) + \\ + C_{g,1} \mu_t \left[\left(\frac{\partial m_f}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial m_f}{\partial r} \right)^2 \right] - C_{g,2} \rho g \frac{\varepsilon}{k},$$

где $C_{g,1} = 2,8$, $C_{g,2} = 2,0$, $\sigma_g = 0,7$.

Граничные условия для уравнений, описывающих течение, теплообмен и горение в газовой фазе, задавали аналогично [11].

Для каждой фракции капель уравнения сохранения импульса записывали в виде

$$\frac{du_p}{dt} = C_D \frac{3\rho |\mathbf{v}_r|}{8\rho_p r_p} (u - u_p),$$

$$\frac{dv_p}{dt} = C_D \frac{3\rho |\mathbf{v}_r|}{8\rho_p r_p} (v - v_p) + \frac{w_p^2}{r_k}, \quad (7)$$

$$\frac{dw_p}{dt} = C_D \frac{3\rho |\mathbf{v}_r|}{8\rho_p r_p} (w - w_p) - \frac{v_p w_p}{r_k},$$

где $|\mathbf{v}_r| = \sqrt{(u - u_p)^2 + (v - v_p)^2 + (w - w_p)^2}$ — модуль разностного вектора $\mathbf{v}_r = \mathbf{v} - \mathbf{v}_p$.

Закон сопротивления задавали в виде формулы Л. С. Клячко [22]

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt[3]{\text{Re}}},$$

где $\text{Re} = 2\rho |\mathbf{v}_r| r_p / \mu_0$ — число Рейнольдса относительного движения.

Температуру капель i -й фракции $T_{p,i}$ определяли из решения уравнения теплового баланса (предполагая температуру одинаковой по объему капли):

$$\frac{dT_{p,i}}{dt} = \frac{3}{2} \frac{\lambda_{eff}}{r_{p,i}^2 \rho_p c_p} \text{Nu} (T - T_{p,i}), \quad (8)$$

в котором для числа Нуссельта $\text{Nu} = 2r_p \alpha / \lambda_{eff}$ (α — коэффициент теплоотдачи) использовали зависимость [5]

$$\text{Nu} = 2,0 + 0,16 \sqrt[3]{\text{Re}^2}.$$

Уравнение (8) решали только для периода прогресса капли (до начала испарения), в дальнейшем предполагали, что значение $T_{p,i}$ равно температуре равновесного испарения T_b . Уравнение для изменения радиуса капли i -й фракции за счет испарения в соответствии с моделью приведенной пленки имеет вид

$$\frac{dr_{p,i}}{dt} = -\frac{\lambda_{eff} \text{Nu}}{2\rho_p r_{p,i} c_{vap}} \ln(1 + B), \quad (9)$$

где c_{vap} — удельная изобарическая теплоемкость паров жидкости, $B = c_{vap}(T - T_b)/L$ — число Сполдинга.

Для расчета траекторий движения капли приведенную выше систему уравнений дополняли кинематическими соотношениями

$$\frac{dx_k}{dt} = u_p, \quad \frac{dr_k}{dt} = v_p, \quad r \frac{d\varphi_k}{dt} = w_p,$$

где x_k , r_k , φ_k — координаты капли в цилиндрической системе координат.

Таблица 2
Исходные данные для расчетов

Параметры жидкого топлива	
Массовый расход жидкости	$G_l = 98 \div 79 \text{ г/с}$
Перепад давления на форсунке	$\Delta p = 0,36 \div 0,29 \text{ МПа}$
Коэффициент расхода форсунки	$\varphi = 0,265$
Угол распыла	$\theta = 37^\circ$
Начальная скорость капель	$ v_{p,0} = 22,3 \div 18,0 \text{ м/с}$
Начальная температура	$T_{p,0} = 400 \text{ К}$
Плотность жидкости	$\rho_p = 668 \text{ кг/м}^3$
Температура кипения	$T_b = 447,4 \text{ К}$
Теплоемкость жидкости	$c_p = 2,79 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$
Теплоемкость паров	$c_{vap} = 2,33 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$
Теплота парообразования	$L = 363,3 \text{ кДж/кг}$
Тепловой эффект реакции	$Q = 48,03 \text{ МДж/кг}$
Параметры газового потока	
Объемный расход воздуха	$q = 2,24 \text{ м}^3/\text{с}$
Коэффициент избытка воздуха	$\alpha = 1,2$
Расходная скорость	$u_0 = 30 \text{ м/с}$
Начальная температура	$T_0 = 450 \div 550 \text{ К}$
Давление	$p = 0,1 \text{ МПа}$
Угол закрутки	$\beta = 0 \div 55^\circ$
Параметр Хигира — Бэра	$\Phi = 0 \div 0,96$

При анализе процесса инжекции предполагали, что поток капель образует коническую поверхность с полууглом раствора θ . Начальное значение счетной концентрации капель i -й фракции

$$N_{i,0} = \frac{3z_i G_l}{4\pi S_l \rho_p u_{p,0} r_{p,i}^3},$$

где S_l — площадь живого сечения форсунки, $u_{p,0}$ — аксиальная скорость жидкости на выходе из форсунки (одинакова для частиц всех фракций). В момент инжекции задавали начальное распределение капель (1), их температуру $T_{p,0}$, угол распыла θ и модуль начальной скорости капель $|v_{p,0}|$. Компоненты вектора скорости капель определяли по формулам

$u_{p,0} = |v_{p,0}| \cos \theta$, $v_{p,0} = |v_{p,0}| \sin \theta$, $w_{p,0} = 0$.
Модуль начальной скорости капель рассчитывали по формуле

$$|v_{p,0}| = \sqrt{u_{p,0}^2 + v_{p,0}^2} = u_{p,0} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta},$$

а начальное значение аксиальной (расходной) скорости капель — по формуле

$$u_{p,0} = \frac{G_l}{\rho_p S_l}.$$

Площадь живого сечения $S_l = \varphi_l \pi r_2^2$ находили по заданному значению геометрической характеристики форсунки A из решения уравнения [12, 13]

$$A = \frac{1 - \varphi_l}{\sqrt{\varphi_l^3/2}},$$

где φ_l — коэффициент живого сечения.

Исходные данные, рассчитанные по теории Г. Н. Абрамовича — Л. С. Клячко с учетом результатов проведенных экспериментов, приведены в табл. 2. После инжекции капель их

поведение описывали соответствующими уравнениями.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Уравнения для газовой фазы решали численно с использованием метода конечного объема [23, 24]. В соответствии с этим методом конечно-разностные уравнения получали интегрированием дифференциальных уравнений по контрольным объемам, содержащим узлы конечно-разностной сетки. Численное решение проводили с использованием шахматной сетки, причем узлы для осевой и радиальной составляющих скорости располагали в середине граней контрольных объемов для скалярных величин. Вычисления проводили на сетке с 210 узлами в аксиальном направлении и 176 — в радиальном (длина расчетной области 2,5 м, ее радиус 1,5 м). Для оценки точности вычислений была выполнена серия расчетов на последовательностях сгущающихся сеток. Результаты тестирования показали, что уменьшение шага базовой сетки в два раза по аксиальной и радиальной координатам приводит к изменению значений основных переменных не более чем на 3 %.

При аппроксимации конвективных членов использовали схему против потока третьего порядка точности QUICK [25], диффузионные члены аппроксимировали центрально-разностной схемой. Уравнение неразрывности удовлетворяли с использованием алгоритма SIMPLEC [26, 27].

Уравнения для жидкой фазы интегрировали методом Рунге — Кутты четвертого порядка точности. Для определения взаимодействия газовой и жидкой фаз и учета дополнительных источников членов, связанных с этим взаимодействием, применяли алгоритм «капля — внутренний источник» [6]. Полученную в результате аппроксимации дифференциальных уравнений систему нелинейных алгебраических уравнений решали численно методом итераций. Считали, что итерационная сходимость достигнута, если среднеквадратичная невязка для всех переменных не превышала 1 %.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Описанная выше математическая модель была применена для расчета характеристик течения и горения в факеле вихревой горелки

(см. рис. 1). Используемые в расчете характеристики жидкого топлива [28] и газового потока представлены в табл. 2. Исследование процесса горения проводили при варьировании начальной температуры воздуха на входе в вихревую горелку в диапазоне 450 ÷ 550 К, начальная температура капель $T_{p,0} = 400$ К.

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

$$\Phi = \frac{\int_{R_1}^{R_2} \rho u w r^2 dr}{\sqrt{R_2^2 - R_1^2} \int_{R_1}^{R_2} \rho u^2 r dr} = \frac{2}{3} \frac{1 - \eta^3}{(1 - \eta^2)^{3/2}} \operatorname{tg} \beta,$$

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

В расчетах варьировали величину β в диапазоне 0 ÷ 55° ($\Phi = 0 \div 0,96$). На рис. 3, 4 приведены радиальные распределения аксиальной и тангенциальной компонент вектора скорости газа в вихревой горелке при $T_0 = 500$ К. В незакрученном потоке для аксиальной компоненты характерно наличие минимума в приосевой области (потенциального ядра, в котором аксиальная скорость практически постоянна и равна начальной скорости), а также наличие пограничного слоя, в котором скорость падает до нуля (см. рис. 3, а). С увеличением аксиальной координаты границы струи расширяются, а расход в струе увеличивается за счет эжекции окружающего воздуха. Приосевая область с провалом аксиальной скорости при этом вырождается, и радиальное распределение $u(r)$ приобретает характерный для круглых струй профиль с максимумом скорости на оси течения (при $x > 0,5 \div 0,8$ м).

В закрученном потоке формируется поле центробежных сил, пропорциональных $\rho w^2/r$, которые интенсифицируют движение газа в радиальном направлении. При этом увеличивается угол раскрытия струи и, как следствие, уменьшается ее дальность и повышается эжектирующая способность. При малой интенсивности закрутки ($\beta < 50^\circ$) из-за градиента давления, обусловленного наличием центробежных сил, аксиальная скорость в приосевой области уменьшается. С увеличением ин-

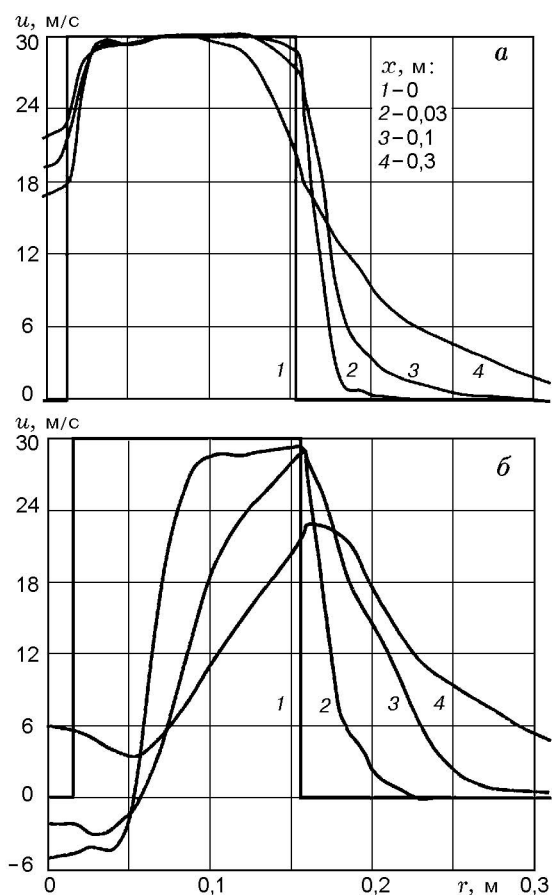


Рис. 3. Радиальные распределения аксиальной скорости:

$a - \beta = \Phi = 0$, $b - \beta = 55^\circ$ ($\Phi = 0,96$)

тенсивности закрутки в окрестности оси возникает разрежение, и в результате образуется центральная зона возвратных течений. Чем выше интенсивность закрутки, тем больше ее размеры и тем большее количество газа рециркулирует к корню факела (см. рис. 3, б).

Радиальное распределение тангенциальной компоненты скорости на начальном участке имеет достаточно сложный характер (см. рис. 4). Однако с увеличением аксиальной координаты это распределение модифицируется в вихрь Ренкина (квazitвердое вращение в приосевой области и квазипотенциальное — в периферийной). Таким образом, для описания аэродинамики закрученной струи приемлем упрощенный подход, основанный на рассмотрении зон квазитвердого и квазипотенциального вращения с последующей их сшивкой. Начальная интенсивность закрутки в рассмотренном диапазоне слабо влияет на характер ра-

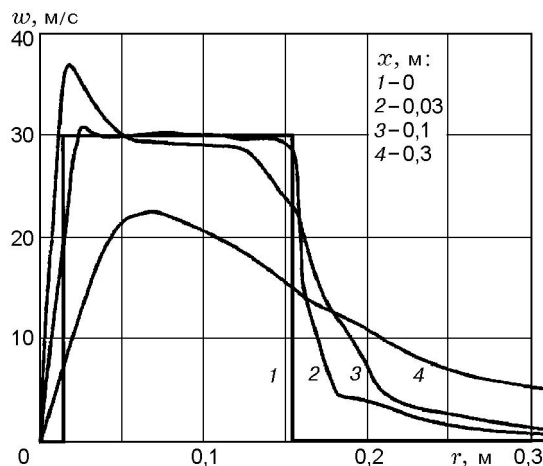


Рис. 4. Радиальные распределения тангенциальной скорости при $\beta = 55^\circ$ ($\Phi = 0,96$)

диального распределения тангенциальной скорости.

Для характеристики процесса горения рассмотрим распределение изотерм в поле течения вихревой горелки при $T_0 = 500$ К (рис. 5). Минимальная температура, приведенная на рисунке, составляет 400 К, разность температур между соседними изотермами 400 К. Область интенсивного горения представляет собой эллипсоид вращения, осью которого является ось симметрии горелки. Центр эллипсоида расположен на расстоянии x_b от корня факела. С появлением закрутки значение x_b уменьшается (см. рис. 5, б), при переходе к рециркуляционному течению с увеличением интенсивности закрутки уменьшение x_b носит скачкообразный характер (см. рис. 5, в).

Для объяснения этого эффекта рассмотрим влияние закрутки на поведение каплей и паров горючего. После инъекции капли движутся прямолинейно, пока силы аэродинамического сопротивления не вызовут их замедление. Затем капли увлекаются газовым потоком и их траектории определяются полем скоростей газа. В отсутствие закрутки расширение потока в центральную часть вызывает движение капели по направлению к оси. С появлением закрутки радиальная скорость капели увеличивается и их движение происходит от оси во внешнюю часть потока. При образовании зоны обратных токов капли вовлекаются в рециркуляционное движение вверх по потоку к корню факела.

Капли жидкого горючего взаимодейству-

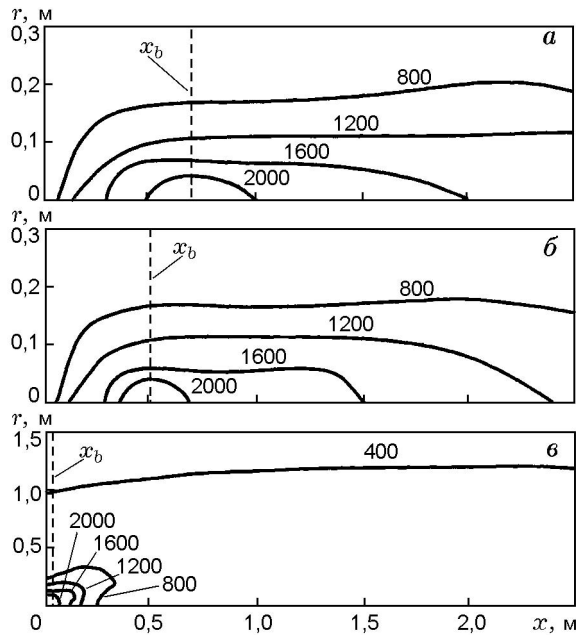


Рис. 5. Распределения изотерм:
 а — $\beta = \Phi = 0$, б — $\beta = 45^\circ$ ($\Phi = 0,67$), в — $\beta = 55^\circ$
 ($\Phi = 0,96$)

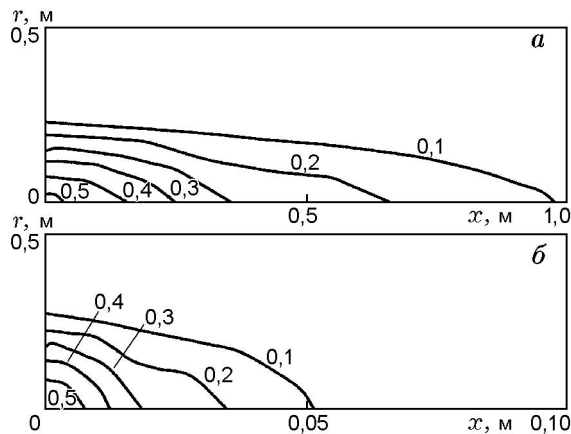


Рис. 6. Изолинии концентрации паров горюче-
 го:
 а — $\beta = \Phi = 0$, б — $\beta = 55^\circ$ ($\Phi = 0,96$)

ют с газовым потоком, температура которого выше температуры кипения капель. Испаряясь, они образуют облако паров горючего, линии равной концентрации которого представлены на рис. 6 ($T_0 = 500$ К). Минимальная относительная концентрация (отношение массы паров к суммарной массе капель) составляет 0,1, изолинии проведены с шагом 0,1. Изолинии с относительной концентрацией, большей 0,5, практически сливаются (их положение несущественно, поскольку они не влияют

на границу зоны горения). В отсутствие закрутки большая концентрация паров горючего вблизи корня факела (рис. 6, а) обусловлена недостаточным перемешиванием компонентов, поскольку приток воздуха в область ближнего следа за торцевой частью форсунки мал. Затем пары горючего сносятся вниз по потоку, при этом вследствие процессов конвекции и диффузии происходит перемешивание горючего и воздуха, и при соотношении компонентов, близком к стехиометрическому, поток воспламеняется. Закрутка потока приводит к интенсификации смесеобразования в непосредственной близости от форсунки. В результате этого зона горения с увеличением закрутки смещается против потока к корню факела и максимальное расстояние, на которое сносятся пары горючего (практически совпадающее с x_b), уменьшается с 70 см для незакрученного потока до 4 см для потока с углом закрутки $\beta = 55^\circ$ (см. рис. 6, б). Отметим также, что в случае сильно закрученного потока поступающие в горелку капли жидкого горючего и воздушные массы перемешиваются с горячими продуктами сгорания, рециркулирующими в центральной зоне возвратных течений. Вследствие этого резко увеличивается скорость испарения капель, а также скорость химической реакции, что приводит к локализации зоны горения в непосредственной близости от корня факела, при этом в зоне горения коэффициент избытка воздуха $\alpha > 1$.

Рассмотрим влияние начальной температуры газового потока на процесс горения в отсутствие закрутки потока. В случае, когда начальная температура ненамного превышает температуру кипения капли ($T_0 = 450 \div 460$ К), процесс испарения протекает достаточно медленно, и концентрация паров горючего, близкая к стехиометрической, формируется на некотором удалении от корня факела. Пары горючего локализуются в области, примыкающей к траектории движения капель, принимая форму полого усеченного конуса. Горение происходит вдоль внешней поверхности этого конуса, где состав топливной смеси близок к стехиометрическому. Вдоль внутренней поверхности устойчивое горение не наблюдается вследствие недостаточного содержания здесь кислорода. С увеличением начальной температуры газового потока ($T_0 = 460 \div 500$ К) интенсифицируются процессы теплообмена между газом и каплями и процессы испарения, что приводит к уменьшению размеров и инерционности капель. В ре-

зультате скорость капель и время их существования в области торцевой части форсунки резко уменьшаются. Как следствие, зона горения смещается против потока к корню факела.

Если размеры торцевой части форсунки достаточно велики, чтобы вызвать появление за ней центральной зоны возвратных течений, то пары горючего и мелкие капли вовлекаются в рециркуляционное движение в области, непосредственно примыкающей к корню факела. Фронт горения при этом локализуется вдоль границы зоны обратных токов. Дальнейшее увеличение температуры ($T_0 > 500$ К) не изменяет положение зоны горения. Испарение капель всех фракций происходит достаточно интенсивно вблизи корня факела, и далее процесс горения определяется смешением потоков воздуха и паров горючего.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование расходных характеристик и факела распыла центробежной форсунки в широком диапазоне значений перепада давления на форсунке. С использованием математической модели на основе уравнений Рейнольдса для газовой фазы и лагранжевых уравнений движения полидисперсных капель проведено численное исследование аэродинамики и горения в факеле вихревой двухфазной горелки. Результаты проведенных исследований позволили сделать следующие выводы.

- При исследовании горелочных устройств с распылением жидкого компонента центробежной форсункой реальные значения коэффициента расхода и угла распыла существенно отличаются от расчетных (особенно в области значений $\Delta p < 0,1$ МПа, где отличие может составлять до 50 %).

- Радиальное распределение аксиальной компоненты вектора скорости газа в факеле вихревой горелки характеризуется наличием минимума в приосевой области, с увеличением интенсивности закрутки в этой области появляется зона рециркуляционного течения.

- Радиальное распределение тангенциальной компоненты вектора скорости газа удовлетворительно аппроксимируется вихрем Ренкина в диапазоне значений параметра Хигира — Бэра $\Phi = 0,76 \div 0,96$.

- С увеличением интенсивности закрутки зона горения смещается вверх по потоку к корню факела, причем с появлением рециркуляци-

онного течения это смещение носит скачкообразный характер.

- С ростом начальной температуры газа зона горения также смещается к корню факела за счет интенсивного нагрева и испарения капель горючего.

ЛИТЕРАТУРА

1. Раджу М. С., Сиригнано В. А. Численное исследование горения факела жидкого топлива в камере сгорания со стабилизатором в виде центрального плохобтекаемого тела // *Соврем. машиностроение*. Сер. А. 1990. № 4. С. 129–138.
2. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987.
3. Аггарвол С. К., Тонг А. И., Сиригнано В. А. Сравнение различных методов расчета испарения капель // *Аэрокосмич. техника*. 1985. Т. 3, № 7. С. 12–24.
4. Эль Банхави И., Уайтло Дж. Расчет характеристик течения при горении факела распыленного керосина в закрытом потоке // *Ракетная техника и космонавтика*. 1980. Т. 18, № 12. С. 119–127.
5. Устименко Б. П., Джакупов К. Б., Кроль В. О. Численное моделирование аэродинамики и горения в топочных и технологических устройствах. Алма-Ата: Наука, 1986.
6. Кроу, Шарма, Сток. Численное исследование газочапельных потоков с помощью модели «капля — внутренний источник» // *Теорет. основы инж. расчетов*. 1977. № 2. С. 150–161.
7. Baifang Zuo, Van den Bulck E. Fuel oil evaporation in swirling hot gas streams // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 1998. V. 41, N 12. P. 1807–1820.
8. Menon S., Sankaran V., Stone C. Combustion dynamics of swirling turbulent flames // *Lecture Notes in Computer Science*. 2001. N 2073. P. 1127–1136.
9. McDonell V. G., Samuelsen G. S. Measurement of fuel mixing and transport processes in gas turbine combustion // *Measurement Sci. Technol*. 2000. V. 11, N 7. P. 870–886.
10. Sornek R. J., Dobashi R., Hirano T. Effect of turbulence on vaporization, mixing, and combustion of liquid-fuel sprays // *Combust. Flame*. 2000. V. 120, N 4. P. 479–491.
11. Архипов В. А., Матвиенко О. В., Рудзей Е. А. Влияние геометрических и режимных параметров на стабилизацию пламени вихревой горелки // *Физика горения и взрыва*. 1999. Т. 35, № 5. С. 21–26.
12. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Гостехиздат, 1953.

13. Раушенбах Б. В., Белый С. А., Беспалов И. В. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М.: Машиностроение, 1964.
14. Васильев А. П., Кудрявцев В. М., Кузнецов В. А. и др. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей. М.: Высш. шк., 1983.
15. Базаров В. Г. Динамика жидкостных форсунок. М.: Машиностроение, 1979.
16. Волков В. П. О распыливании жидкости центробежной форсункой при низких перепадах давления // Газовая динамика. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1984. С. 13–16.
17. Архипов В. А., Трофимов В. Ф. Характеристики факела распыла центробежной форсунки в нестандартных условиях // Изв. вузов. Авиационная техника. 2003. № 2. С. 70–72.
18. Витман Л. А., Кацнельсон Б. Д., Палеев И. И. Распыливание жидкости форсунками. М.: Госэнергоиздат, 1962.
19. Архипов В. А., Бондарчук С. С. Формулы связи параметров унимодалных распределений частиц по размерам с геометрическими характеристиками функции плотности вероятности // Механика быстропотекающих процессов. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1989. С. 83–92.
20. Spalding D. V. Mathematical models of turbulent flames: A review // Combust. Sci. Technol. 1976. V. 13. P. 3–25.
21. Westbrook C. K., Dryer F. L. Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion // Progress Energy Combust. Sci. 1984. V. 10. P. 1–57.
22. Клячко Л. С. Уравнение движения пылевых частиц в пылеприемных устройствах // Отопление и вентиляция. 1934. № 4. С. 27–29.
23. Abujelala M. T., Lilley D. G. Confined swirling flow predictions // AIAA Paper. N 83-136. 1983.
24. Патанкар С. Численные методы решения задач тепломассообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1983.
25. Leonard B. P. A stable and accurate convection modelling procedure based on quadratic upstream interpolation // Comput. Meth. Appl. Mech. Eng. 1979. V. 19. P. 59–98.
26. Van Doormal J. P., Raithby G. D. Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows // Numer. Heat Transfer. 1984. N 7. P. 147–163.
27. Ferziger J. H., Peric M. Computational methods for fluid dynamics. Berlin; Heidelberg: Springer Verlag, 1999.
28. Справочник по теплообменникам: В 2 т. / Пер. с англ. под ред. О. Г. Мартыненко и др. М.: Энергоатомиздат, 1987. Т. 2.

*Поступила в редакцию 27/V 2003 г.,
в окончательном варианте — 20/V 2004 г.*