

АЭРОДИНАМИКА И ГОРЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ЗАКРУЧЕННОГО ДИФФУЗИОННОГО ГАЗОВОГО ФАКЕЛА ВИХРЕВОЙ ГОРЕЛКИ

Выполнен численный расчет турбулентного закрученного диффузионного газового факела вихревой горелки. Использовались уравнения сохранения для рассматриваемого факела, осредненные по Фавру, $k - \varepsilon$ модель турбулентности и приближенная схема процесса горения. Были рассчитаны профили компонент вектора скорости, температуры и концентрации окислов азота в различных сечениях по длине факела.

1. Введение. Диффузионное горение – основной способ сжигания органического топлива в топках энергетических котлов, в камерах сгорания газовых турбин и в различных технологических устройствах. Широкое использование диффузионного режима сжигания топлива связано с возможностью регулирования процесса горения исходными параметрами скорости, концентрации и температуры заранее не перемешанных потоков топлива и окислителя, что имеет важное значение для создания и оптимизации технических устройств.

Возрастающие требования к точности расчета процесса горения в различных технических устройствах вызывает неослабевающий интерес к его изучению. В то же время отсутствие универсальной теории турбулентности не позволяет в настоящее время создать единую, и достаточно точную теорию турбулентного горения. Этим объясняется широкое использование на практике различных приближенных методов расчета, с той или иной степенью достоверности описывающих про-

цесс горения в неоднородных турбулентных средах.

Характерной чертой турбулентного горения газов в диффузионном режиме является наличие фронта пламени – очень узкой (в пределе бесконечно тонкой) поверхности горения, хаотически искривленной и перемещающейся в пространстве. Эта поверхность разделяет области нахождения горючего и продуктов сгорания от областей с окислителем и продуктами сгорания. Скорость турбулентного смешения газов (горючих и окислителя) существенно медленнее скорости химического реагирования (в пределе считающейся бесконечно большой). В связи с чем скорость горения диффузионного факела определяется (лимитируется) скоростью смешения реагирующих веществ. Действительно, только смешение реагентов вплоть до молекулярного уровня может привести к химическому реагированию этих веществ.

В расчетах обычно принимается, что эффективная скорость горения бесконечно велика, толщина фронта пламени бесконечно мала, а состав

и температура в диффузионном пламени термодинамически равновесны. В то же время при расчете экологически вредных выбросов, в частности окислов азота, концентрация которых намного ниже равновесных и сильно зависит от температуры, необходимо учитывать цепной механизм протекания химических реакций горения, отклонение от условий термодинамического равновесия, а также взаимовлияние мелкоструктурной турбулентности и химической кинетики реагирования с конечной скоростью.

Как отмечалось, диффузионное горение характеризуется начальными условиями пространственного разделения горючего и окислителя до момента смешения с помощью технических устройств. В связи с этим конструкция этих устройств (горелок, камер сгорания газовых турбин, предтопок и др.) оказывает существенное влияние на интенсивность смешения и всего процесса горения. Наибольшее распространение для этих целей получило использование закрученных газовых потоков, центробежные силы в которых при определенных условиях интенсифицируют или же, наоборот, подавляют турбулентный обмен. Возникающие в них вследствие пониженного давления в центральной области течения обратные токи (циркуляционное движение) приносят к источнику струи раскаленные продукты сгорания, обеспечивая тем самым устойчивое зажигание и выгорание топлива. Именно этот принцип сжигания осуществляется в турбулентных вихревых горелках [1], образующих сильно закрученные турбулентные струи топлива и окислителя.

Чрезвычайно сложная структура таких струй, связанная с возникающими в них циркуляционными течениями, вызывает значительные трудности при их теоретическом анализе и расчетах. До настоящего времени, насколько нам известно, отсутствуют аналитические решения аэродинамики сильно закрученных струй. Известные нам работы [2, 3 и др.] относятся к слабо закрученным турбулентным струям, в которых отсутствуют обратные токи.

В статье рассмотрены аэродинамика и горение сильно закрученного турбулентного метановоздушного диффузионного факела вихревой топочной горелки. Расчет весьма сложного вихревого турбулентного течения с химическими реакциями основывается на математическом моделировании процесса турбулентного переноса и химической кинетики горения. Уравнения со-

хранения массы, количества движения, кинетической энергии пульсационного движения, турбулентной энергии, диссипации и др. для горячей смеси газов усредняются по Фавру-Морковину и дополняются $k - \epsilon$ моделью турбулентности и приближенной моделью химического реагирования.

Численное моделирование было выполнено с помощью программного комплекса Cinar ICE CFD [4, 5]. Программный комплекс Cinar ICE был создан для решения задач в области горения топлив, механики жидкости и газа в промышленных устройствах. Программный комплекс базируется на решениях уравнений Навье-Стокса. Приняты $k - \epsilon$ модель турбулентности и физико-химические модели для расчета выделения летучих угля, горения коксового остатка и газа. Сравнение расчетных и опытных данных показало хорошее соответствие. Максимальное расхождение между измеренными и рассчитанными температурами в топке не превышало 17%.

В результате численного расчета впервые получены профили компонент вектора скорости с учетом зон рециркуляции с обратными токами газов, температуры и концентрации окислов азота в различных сечениях по длине факела.

2. Основные уравнения и гипотезы замыкания. При турбулентном горении из-за экзотермичности основных реакций температура продуктов сгорания существенно выше температуры реагентов. Вследствие этого в потоке наблюдаются значительные неоднородности плотности и ее пульсации, приводящие к существенному усложнению осредненных уравнений. Для упрощения уравнений, описывающих турбулентные течения с переменной плотностью, предлагались различные методы осреднения. Наиболее общий из них был предложен Фавром [6]. При использовании метода осреднения Фавра все параметры течения, кроме давления, усредняются по массе. Так, например, средние компоненты скорости определяются в виде;

$$\bar{u}_i(\bar{x}) = \langle \rho u_i(\bar{x}) \rangle / \langle \rho(\bar{x}) \rangle. \quad (1)$$

Здесь значок $\langle \rangle$ обозначает обычное осред-

нение по времени (например, $\langle \rho \rangle = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \rho dt$),

а тильда обозначает осреднение по массе (на-

пример, $\bar{\phi} = \frac{1}{T \langle \rho \rangle} \int_{-T/2}^{+T/2} \rho \phi dt$). Двойной штрих

Таблица

Уравнение	$\tilde{\phi}$	$\Gamma_{l,\phi}$	$\tilde{S}_{g,\phi}$
Масс	1	0	0
Моментов	\tilde{u}_i	$\mu_t = \mu + \mu_t$	$-\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\mu_t \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\mu_t \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k})$
Энтальпия	\tilde{h}	μ_t / σ_h	S_{RAD}
Турбулентная кинетическая энергия	\tilde{k}	μ_t / σ_k	$G - \langle \rho \rangle \tilde{\varepsilon}$
Диссипация турбулентной энергии	$\tilde{\varepsilon}$	$\mu_t / \sigma_\varepsilon$	$c_1 \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} G - c_2 \langle \rho \rangle \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{\tilde{k}}$
Фракции смеси	\tilde{f}_i	μ_t / σ_f	0

используется для обозначения пульсаций, осредненных по массе. Так

$$u_i(\vec{x}) = \tilde{u}_i(\vec{x}) + u_i''(\vec{x}, t). \quad (2)$$

Будем рассматривать установившееся турбулентное течение при высоких числах Рейнольдса. Осредненные по Фавру уравнения сохранения массы, моментов, энтальпии, турбулентной кинетической энергии и диссипации, записанные в обобщенной форме в цилиндрических координатах представим в виде:

$$\frac{\partial(\langle \rho \rangle r \tilde{u}_j \tilde{\phi})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (r \Gamma_{l,\phi} \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial x_j}) + \tilde{S}_{g,\phi}. \quad (3)$$

Здесь $\langle \rho \rangle$ – осредненная по времени плотность смеси, \tilde{u}_j и $\tilde{\phi}$ – осредненные по Фавру компоненты вектора скорости и переносимая величина в цилиндрических координатах, $\tilde{S}_{g,\phi}$ – газофазный источниковый член, аналогичный градиенту давления и вязкостному члену для уравнения моментов, или производству и диссипации турбулентной энергии для уравнения турбулентной кинетической энергии. Эти величины представлены в таблице.

В таблице обозначены: μ_t – эффективный коэффициент вязкости, равный сумме коэффициентов молекулярной μ и турбулентной μ_t вязкости, σ_ϕ – число Прандтля-Шмидта для величины $\tilde{\phi}$. Коэффициент турбулентной вязкости принимается равным $\mu_t = c_\mu \langle \rho \rangle \tilde{k}^2 / \tilde{\varepsilon}$, а

производство турбулентной энергии $G = \mu_t (\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}) \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}$. Константы, используемые в $k - \varepsilon$ модели турбулентности принимают обычные значения [7]; $c_\mu = 0.09$, $c_1 = 1.44$, $c_2 = 1.92$.

Для замыкания уравнений сохранения (3) воспользуемся, как и обычно, предположением о градиентном характере турбулентного переноса. При этом будем считать что это предположение справедливо и в отношении уравнений, осредненных по Фавру. Для плотности потока скалярной величины q предположение о градиентном характере означает, что

$$\langle \rho u_i'' q'' \rangle = - \langle \rho \rangle \mu_t \frac{\partial q}{\partial x_i}, \text{ а для компоненты векторной величины } u_j \text{ плотность потока представляется в виде}$$

$$\langle \rho u_i'' u_j'' \rangle = - \langle \rho \rangle \mu_t (\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}).$$

Условия на входе для турбулентных величин предполагаются следующими; для кинетической энергии турбулентности на входе $\tilde{k}_N = c_k (\tilde{u}_{iN})^2$, для диссипации турбулентной энергии $\tilde{\varepsilon}_N = c_\mu \tilde{k}_N^{1.5} / L$, где \tilde{u}_N – компонента скорости на входе, нормальная к границе, c_k и c_μ – эмпирические константы, имеющие порядок 0.02–0.1, L – характерная для данной турбулентной структуры длина. Для удобства сравнения с экспери-

ментом уравнение для энтальпии h целесообразно переписать относительно физически наблюдаемой величины температуры T , представив $h = c_p T - Y_p \Delta_p$, где Y_p – массовая доля продуктов сгорания, Δ_p – теплота сгорания (химическая энергия, выделяющаяся на единицу массы образующегося продукта реакции).

Для расчета выбросов экологически вредных окислов азота воспользуемся следующими соображениями. Количество образующихся окислов азота (NO) зависит от количества азота, содержащегося в топливе, от температуры горения и стехиометрических условий. При диффузионном горении метановоздушного факела топливными окислами азота можно пренебречь вследствие их малости и основное внимание уделить термическим и быстрым окислам. Термические окислы азота возникают при высоких температурах за счет окисления азота при горении в воздухе. Термические окислы азота моделируются посредством известного механизма Зельдовича и их производство описывается выражением

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2[O] \frac{k_9 k_{10} [O_2] [N_2] - k_{-9} k_{-10} [NO]^2}{k_{10} [O_2] + k_{-9} [NO]} \quad (4)$$

где $[O] = \frac{k_p}{(RT)^{1/2}} [O_2]^{1/2}$.

Здесь $[]$ – обозначает молярное количество вещества, коэффициенты k_i – представлены в работе [8]. Быстрые окислы азота возникают посредством воздействия фрагментов углеводорода на молекулярный азот в зоне пламени [9] и их производство описывается выражением

$$\frac{d[NO]}{dt} = f_c \left(\frac{RT}{P}\right)^{1+z} k_{PR} [O_2]^z [N_2] [F_u], \quad (5)$$

где k_{PR} – степень реакции, выраженная в Аррениусовой форме, $[F_u]$ – концентрация топлива. Порядок реакции $z=0.5$. f_c – корректирующий фактор для учета влияния натурального топлива и стехиометрии [10].

3. Результаты опытов. Рассмотрим сильно закрученный турбулентный диффузионный факел метановоздушной смеси вихревой горелки. Струя метана (CH_4) истекает со скоростью $u = 2m/сек$ из сопла диаметром 0.4m в сильно закрученный ($W = 20m/сек, u = 2m/сек$) спутный поток воздуха из концентрического сопла с диаметром 1m. Источник тепла, поджигающий смесь, имеет температуру 1000°C.

На рис. 1 представлена картина распределения вектора продольной скорости \vec{u} в поперечных сечениях закрученного факела вихревой горелки по его длине. Отчетливо видна зона рециркуляции с обратными токами газов, направленными к устью горелки. Эти обратные токи, состоящие главным образом из раскаленных продуктов сгорания, обеспечивают надежное зажигание и устойчивое горение факела. Обратные потоки газов возникают в связи со значительным разрежением в центральной области струи, образующимся вследствие интенсивного вращения.

На рис. 2 изображены профили статического давления P в поперечных сечениях закрученного факела. Максимальное разрежение наблюдается у устья струи и постепенно уменьшается с удалением от него и с ростом радиуса. На расстоянии, примерно равном 3 калибром (3m) от

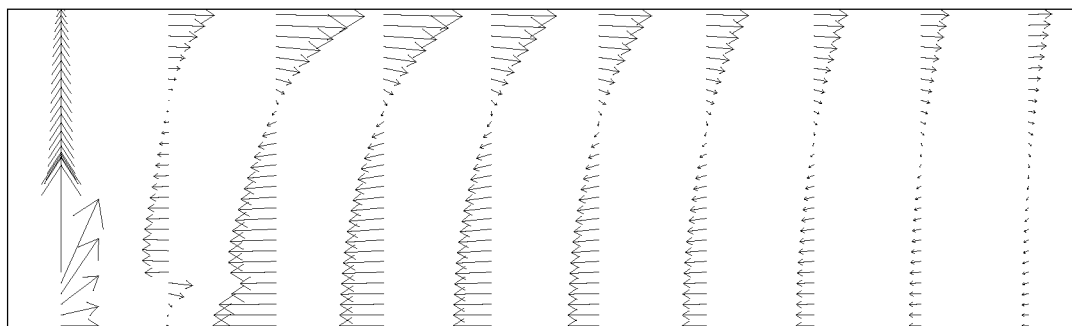


Рис. 1. Распределение вектора продольной скорости в поперечных сечениях закрученного факела вихревой горелки

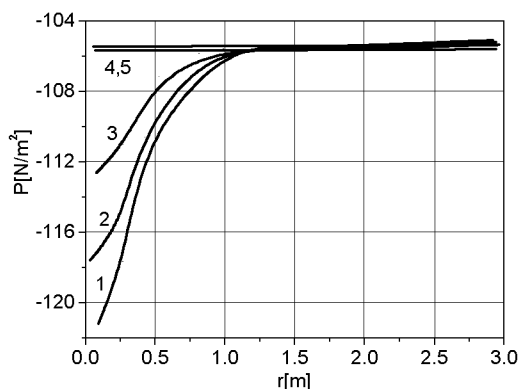


Рис. 2. Профили статического давления в поперечных сечениях закрученного факела вихревой горелки. 1- $x=0.5m$, 2- $x=0.86m$, 3- $x=1.34m$, 4- $x=2.9m$, 5- $x=6.5m$

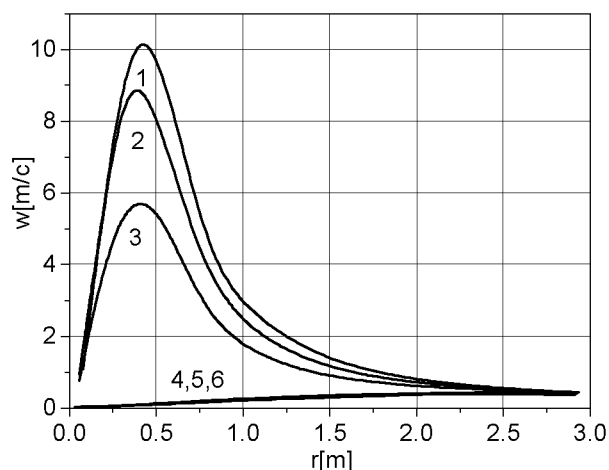


Рис. 3. Профили тангенциальной скорости в поперечных сечениях закрученного факела вихревой горелки. 1- $x=0.5m$, 2- $x=0.82m$, 3- $x=1.2m$, 4- $x=1.5m$, 5- $x=5.4m$, 6- $x=9.1m$

устья сопла и далее оно принимает близкое к постоянному значению.

Распределению статического давления соответствуют профили тангенциальной скорости на рис. 3. Вращательная скорость W принимает нулевое значение на оси струи затем возрастает и достигает максимального значения с ростом радиуса (при $r \approx 0.3 - 0.4m$) и вновь уменьшается с удалением от оси. На расстоянии, примерно равном 1.5 калибров и далее от устья струи, она принимает минимальное значение.

Профили продольной u и поперечной v скорости представлены на рис. 4, 5. После перестройки потока в начальных, близких к устью струи сечениях, устанавливается отчетливый профиль продольной скорости с обратными токами, направленными к срезу сопла. Интенсив-

ность обратных токов уменьшается с удалением от сопла и ростом радиуса. Максимальной ширины (примерно 4m) зона обратных токов достигает на расстоянии около 2.5m от сопла.

Поперечная скорость v постепенно уменьшается с удалением от устья струи и на расстоянии около 1.5m и далее приобретает близкие к нулю значения.

На рис. 6 изображены профили температуры T в сильно закрученном диффузионном газовом факеле. Профили температуры имеют максимум вблизи фронта пламени при $r \approx 0.5 - 0.6m$ и $x \approx 0.5 - 1m$. Общий уровень температуры уменьшается с удалением от сопла и ростом радиуса и на расстоянии примерно равном

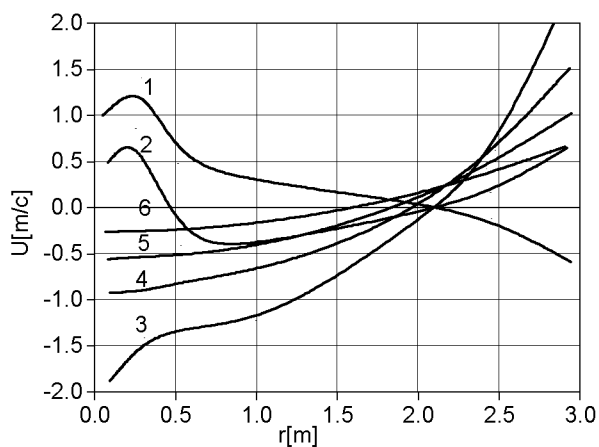


Рис. 4. Профили продольной скорости в поперечных сечениях закрученного факела вихревой горелки. 1- $x=0.5m$, 2- $x=1.5m$, 3- $x=2.5m$, 4- $x=5.5m$, 5- $x=7.5m$, 6- $x=9.5m$

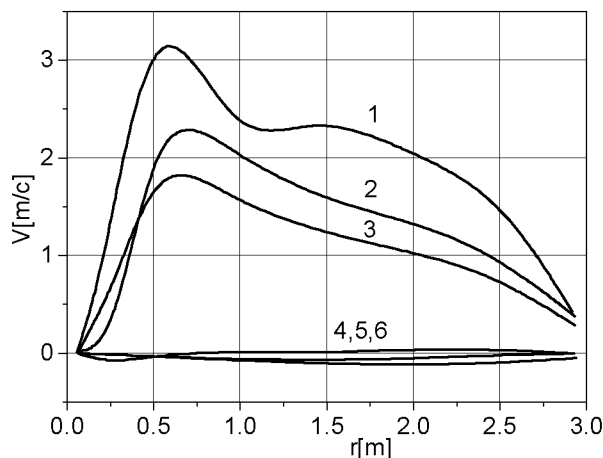


Рис. 5. Профили поперечной скорости в поперечных сечениях закрученного факела вихревой горелки. 1- $x=0.5m$, 2- $x=1m$, 3- $x=1.25m$, 4- $x=1.5m$, 5- $x=5.5m$, 6- $x=9.5m$

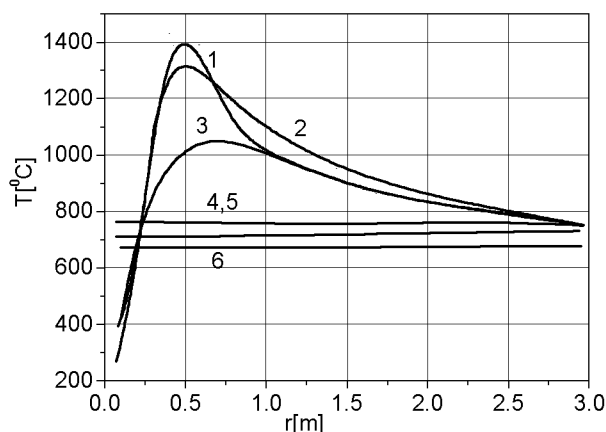


Рис. 6. Профили температуры в поперечных сечениях закрученного факела вихревой горелки. 1- $x=0.5\text{m}$, 2- $x=0.7\text{m}$, 3- $x=1\text{m}$, 4- $x=1.55\text{m}$, 5- $x=4.1\text{m}$, 6- $x=8.1\text{m}$

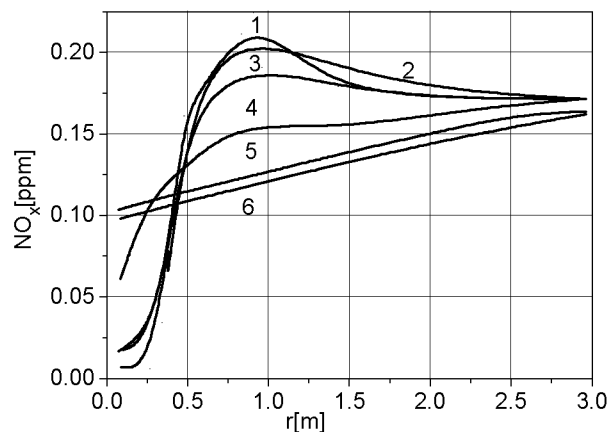


Рис. 7. Профили концентрации окислов азота в поперечных сечениях закрученного факела вихревой горелки. 1- $x=0.5\text{m}$, 2- $x=0.72\text{m}$, 3- $x=1\text{m}$, 4- $x=1.5\text{m}$, 5- $x=3.6\text{m}$, 6- $x=7.5\text{m}$

$x \approx 1.5\text{m}$ и далее становится практически постоянным.

С профилем температуры коррелируется и распределение концентрации окислов азота NO_x (рис. 7). Максимальные значения концентрации окислов азота в начальных сечениях ($x \approx 0.5 - 1\text{m}$) принимает в зоне максимальных температур факела при $r \approx 0.8\text{m}$, резко уменьшается с уменьшением радиуса и постепенно уменьшается с ростом радиуса. При удалении от сопла (примерно при $x \approx 1.5 - 7.5\text{m}$) концентрация окислов азота постепенно возрастает с расстоянием от оси струи, хотя уровень их концентрации заметно меньше, чем в начальных сечениях.

В заключение отметим, что выполненный расчет аэродинамики и горения сильно закрученного турбулентного диффузионного метановоздушного факела позволил получить детальную картину структуры факела, включающую развитую зону рециркуляции с обратными токами продуктов сгорания. Получены подробные распределения компонент вектора скорости, статического давления, температуры и концентрации окислов азота в различных сечениях по длине факела. Отмечено, что наличие зоны рециркуляции газов способствует устойчивости зажигания и горения факела

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов Ю.В. Газогорелочные устройства. М.: Недра, 1972. С. 376.
2. Устименко Б.П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. Алма-Ата: Издат. «Наука» КазССР, 1977. С. 228.
3. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. С. 736.
4. Янкоски Ф.К., Локвуд В.УЕ., Мессерле В.Е., Карпенко Е.И., Устименко А.Б. Моделирование плазменной подготовки угольной пыли к сжиганию // Теплофизика и аэромеханика. 2004. 11(3). С. 473-486.
5. Lockwood F.C., Machmud T., Yehia M.A. Simulation of pulverized coal test furnace performance Fuel., 77(12), 1998, P. 1329.
6. Турбулентные течения реагирующих газов / Под ред. П.А.Либби, Ф.А. Вильямса. М.: Мир, 1983. С. 325.
7. Кузнецов В.Р., Сабельников В.А. Турбулентность и горение. М.: Наука, 1986. С. 288.
8. Hanson R.K., Salimian S. Survey of rate Constants H/ N/O System Combustion Chemistry. W.C. Gardiner.(ed), 1984. P. 361.
9. De Soete G.C. Overall Reaction Rates of NO and N_2 Formation from Fuel Nitrogen 15 Symposium (Int.) on Combustion. The Combustion Institute, 1975. P. 1093.
10. Missaghi M., Pourkashanian M., Williams A., Yap L. The prediction of NO Emission from an Industrial Burner. 2 European Conference on Industrial Furnaces and Boilers, 1991. Vilamoura, Portugal.

Summary

Numerical simulation of the turbulent swirled diffusion gas flame of the vortical burner was fulfilled. Averaged by Favre equations of conservation for the considered flame, $k-\varepsilon$ model of turbulence and proximate scheme of the combustion process were used. Profiles of the velocity vectors, temperature, and NO_x concentrations in various sections along the flame were pictured and analyzed.

Поступила 10.10.07г.