

Б. П. УСТИМЕНКО

## АЭРОДИАМИКА И ГОРЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ГАЗОВОГО ФАКЕЛА В ЦИКЛОННОЙ ТОПОЧНОЙ КАМЕРЕ

Разработана модель и выполнен численный анализ аэродинамики и горения закрученного диффузионного турбулентного газового факела в циклонной топочной камере. Использовались уравнения сохранения основных характеристик процесса, осредненные по Фавру,  $k - \varepsilon$  модель турбулентности и приближенная схема горения. Были получены распределения компонент вектора скорости, статического давления, температуры и концентрации окислов азота в различных сечениях по длине циклонной камеры.

**1. Введение.** Создание и совершенствование многих теплоэнергетических и технологических устройств привело к необходимости всесторонних исследований и разработки наиболее прогрессивных методов организации аэродинамики, процессов тепло- и массообмена и горения в существующих и проектируемых высокофорсированных установках.

Одним из эффективных путей решения названных выше задач является применение вращающихся (в общем случае криволинейных) турбулентных течений, значительно интенсифицирующих турбулентный обмен вследствие воздействия центробежных сил на пульсационное движение.

В то же время проблема выяснения механизма турбулентного перемешивания и получения общих закономерностей турбулентного потока в

поле центробежных сил представляет значительный научный интерес, так как относится к недостаточно разработанной области гидромеханики. Опубликованные данные о влиянии центробежных сил на турбулентность, обстоятельный обзор которых содержится в работе [1], немногочисленны, относятся к частным случаям и в большинстве случаев основаны на качественных соображениях.

Сложность исследуемых явлений еще более возрастает при рассмотрении процессов турбулентного горения в теплотехнических устройствах, когда на закономерности аэродинамики и тепло- и массопереноса накладывается еще и влияние химических реакций горения.

В теплоэнергетических и энерготехнологических устройствах наиболее часто используется диффузионный режим сжигания органического

топлива, что связано с возможностью регулирования процесса горения исходными параметрами скорости, концентрации и температуры заранее не перемешанных потоков топлива и окислителя. Последнее имеет важное значение для создания и оптимизации технических устройств.

Скорость горения диффузационного факела ограничивается 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 газов в диффузационном пламени термодинамически равновесны. В то же время при расчетах 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.

Чрезвычайно сложная структура закрученных потоков в теплоэнергетических и технологических устройствах, связанная с возникающими в них циркуляционными течениями и осложненная еще и химическими реакциями, вызывает значительные трудности при их теоретическом анализе и расчетах. 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 процесс горения в неоднородных турбулентных средах.

В статье рассмотрены аэродинамика и горение сильнозакрученного турбулентного диффузационного метановоздушного факела в циклонной топочной камере. Расчет этого весьма сложного вращающегося течения с химическими реакциями горения основывается на математическом моделировании процесса турбулентного переноса и химической кинетики горения. Уравнения сохранения массы, количества движения, кинетической энергии пульсационного движения,

диссипации и др. горящей смеси газов в поле центробежных сил осредняются по Фавру-Морковину и дополняются  $k - \varepsilon$  моделью турбулентности и приближенной моделью химического реагирования. Численные расчеты были выполнены с использованием программного комплекса Cinar ICE CFD [2,3]. Программный комплекс базируется на решении уравнений Навье-Стокса с использованием  $k - \varepsilon$  модели турбулентности и физико-химической модели горения газа.

В результате расчетов впервые получены профили компонент вектора скорости с учетом зон циркуляции с обратными токами газов, статического давления, температуры и концентрации окислов азота в различных сечениях по длине циклонной топочной камеры.

**2. Основные уравнения и гипотезы замыкания.** Будем рассматривать установившееся диффузационное турбулентное горение метановоздушного факела при высоких числах Рейнольдса в циклонной топочной камере. При турбулентном горении из-за экзотермичности химических реакций температура продуктов сгорания существенно выше температуры реагентов. Вследствие этого в потоке наблюдаются значительные неоднородности плотности и ее пульсации, что приводит 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 [4], когда все параметры течения, кроме давления, осредняются по массе. Так, например, средние компоненты скорости определяются в виде;

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

Здесь значок  $\langle \rangle$  - обозначает обычное осреднение по времени (например,  $\langle \rho \rangle = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \rho dt$ ), а

тильда обозначает осреднение по массе (напри-

мер,  $\tilde{\Phi} = \frac{1}{T} \langle \rho \Phi dt \rangle$ ). Двойной штрих обозначает пульсации осредненные по массе. Так

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

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,  $\tilde{u}_j, \tilde{\Phi}$  – осредненные по Фавру компоненты вектора скорости и переносимая величина в цилиндрических координатах,  $\tilde{S}_{g,\Phi}$  – газовоздушный 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 введены обозначения:  $\mu_l$  – эффективный коэффициент вязкости, равный сумме коэффициентов молекулярной  $\mu$  и турбулентной  $\mu_t$  вязкости,  $\sigma_\phi$  – число Прандтля-Шмидта для величины  $\tilde{\Phi}$ . Коэффициент турбулентной вязкости

принимается равным  $\mu_t = C_\mu \langle \rho \rangle \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{\epsilon}}$ , а производство турбулентной энергии

$$G = r \mu_t \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}. \quad \text{Константы, используемые}$$

в  $k - \epsilon$  модели турбулентности принимают обычные значения [5]:

$$C_\mu = 0.09, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92.$$

Для замыкания уравнений сохранения (3) воспользуемся, как и обычно, предположением о градиентном характере турбулентного переноса. Для плотности потока скалярной величины  $q$  предположение о градиентном ха-

рактере означает, что  $\langle \rho u_i'' q'' \rangle = - \langle \rho \rangle \mu_t \frac{dq}{dx_i}$ , а

для компоненты векторной величины  $u_j$  плотность потока представляется в виде

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

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  $\tilde{\epsilon}_N = C_\mu \frac{\tilde{k}_N^{1.5}}{L}$ , где  $\tilde{u}_N$  – компонента скопости на входе, нормальная к границе,  $C_k$  и

$C_\mu$  – эмпирические константы, имеющие порядок 0.02 - 0.1,  $L$  – характерная для данной турбулентной структуры длина (например, равная разности между максимальным и минимальным радиусами входа).

Таблица

Уравнение	$\tilde{\Phi}$	$\Gamma_{l,\Phi}$	$\tilde{S}_{g,\Phi}$
Масс	1	0	0
Моментов	$\tilde{u}_i$	$\mu_l = \mu + \mu_t$	$-r \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (r \mu_l \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\mu_l \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k})$
Энтальпии	$\tilde{h}$	$\mu_l / \sigma_h$	$S_{Rad}$
Турбулентной кинетической энергии	$\tilde{k}$	$\mu_l / \sigma_k$	$G - \langle \rho \rangle r \tilde{\epsilon}$
Диссипации турбулентной энергии	$\tilde{\epsilon}$	$\mu_l / \sigma_\epsilon$	$C_1 r \frac{\tilde{\epsilon}}{\tilde{k}} G - C_2 \langle \rho \rangle r^2 \frac{\tilde{\epsilon}^2}{\tilde{k}}$
Фракции смеси	$\tilde{f}_i$	$\mu_l / \sigma_f$	0

Для расчета выбросов экологически вредных окислов азота воспользуемся следующими соображениями. Количество образующихся окислов азота 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  $[O] = \frac{k_p}{(RT)^{0.5}} [O_2]^{0.5}$ . Здесь  $[ ]$  - обозначает молярное количество вещества, коэффициенты  $k_i$  - представлены в работе [6].

Быстрые окислы азота возникают посредством воздействия фрагментов углеводорода на молекулярный азот в зоне пламени [7] 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 [8].

**3. Результаты расчета.** Будем рассчитывать аэродинамику и горение диффузионного турбулентного метановоздушного факела в циклонной топочной камере, имеющей следующие геометрические и рабочие параметры. Диаметр циклонной камеры 2м, длина - 4м. Воздух поступает в камеру через сопло, расположенное в начальном сечении, имеющее кольцевую форму с меньшим внутренним радиусом 0.9м и внешним - 1м. Через него поступает воздух, имеющий тангенциальную скорость 100м/с и аксиальную 2м/с с температурой 250° С. Через второе сопло, имеющее также кольцевую форму с меньшим внутренним радиусом - 0.85м и внешним - 0.9м поступает метан, имеющий температуру 250° С, тангенциальную скорость - 100м/с и аксиальную - 0.25м/с. Продукты сгорания удаляются из камеры через центральную диафрагму, имеющую радиус - 0.5м.

На рис. 1 представлена картина распределения вектора скорости в поперечных сечениях циклонной камеры по ее длине. Как видно из рисунка, имеет место качественное совпадение этого распределения с подобным распределением, полученным при исследовании аэродинамики изотермического потока в циклонной камере [9].

Вследствие тангенциального подвода воздуха в циклонной камере возникает устойчивое вращательное движение газового потока со сложным пространственным полем скорости. Можно выделить две области газовоздушного потока, движущегося по направлению к выходной диафрагме. Пристенная область положительных значений аксиальной скорости, следуя принятой в этой области терминологии, соответствует «основному вихрю». Центральная область положительных значений представляет собой «выходной вихрь». Центральный поток проходит

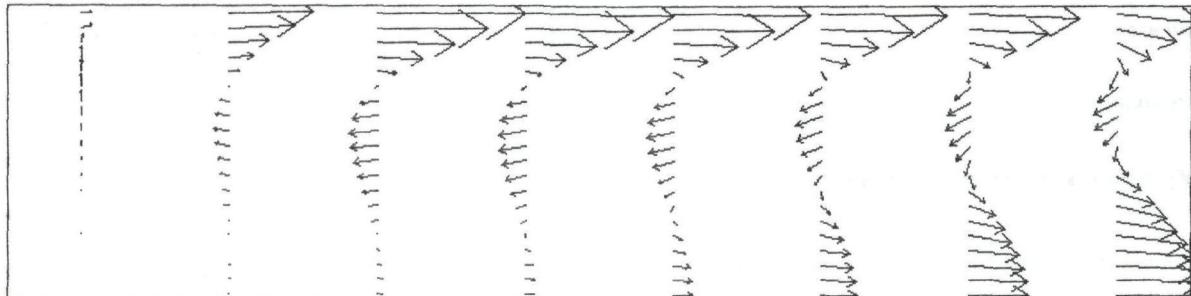


Рис. 1. Профили вектора скорости в поперечных сечениях факела в циклонной топке

непосредственно в выходное отверстие, периферийный же частично тормозится у выходной диафрагмы, поворачивает назад и образует «кольцевой обратный ток», проникающий более или менее высоко по направлению к входному сечению камеры. Обратные токи газов возникают в связи со значительным разрежением в центральной области циклонной камеры, образующимся вследствие интенсивного вращения. Эти обратные токи, состоящие главным образом из раскаленных продуктов сгорания, обеспечивают надежное зажигание и устойчивое горение факела.

Профиля продольной (аксиальной) скорости показаны на рис. 2. На нем отчетливо видны области положительных значений скорости в периферийной и приосевой области и обширная зона

обратных токов, занимающая значительную часть центральной области камеры. Аксиальная скорость несколько уменьшается в периферийной области камеры с удалением от входного сечения и, наоборот, возрастает в приосевой области. Обратные токи достигают максимальных значений, как по величине скорости, так и по ширине зоны их распространения в сечениях 4,5 и 6 с удалением от входного сечения.

Профили поперечной (радиальной) скорости изображены на рис. 3. Они имеют минимальное значение в приосевой области и возрастают в периферийной. При этом в начальных сечениях (1, 2 и 3) они направлены в сторону увеличения радиуса, а с удалением от входа (сечения 4, 5 и 6) в обратном направлении. Как аксиальные скорости,

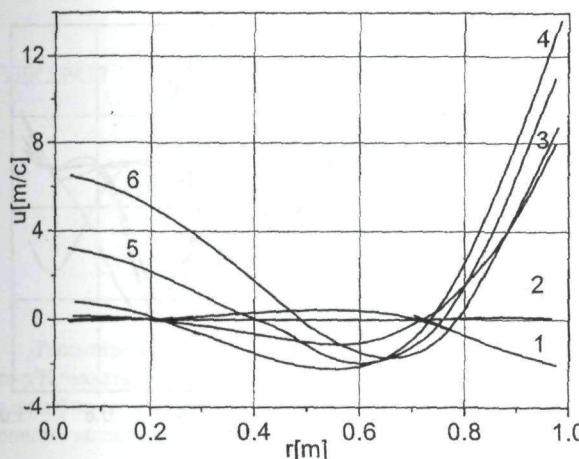


Рис. 2. Профили аксиальной скорости в поперечных сечениях циклонной камеры.  
1 -  $x=0.25\text{м}$ , 2 -  $x=0.5\text{м}$ , 3 -  $x=1.0\text{м}$ , 4 -  $x=2.0\text{м}$ ,  
5 -  $x=3.0\text{м}$ , 6 -  $x=3.74\text{м}$

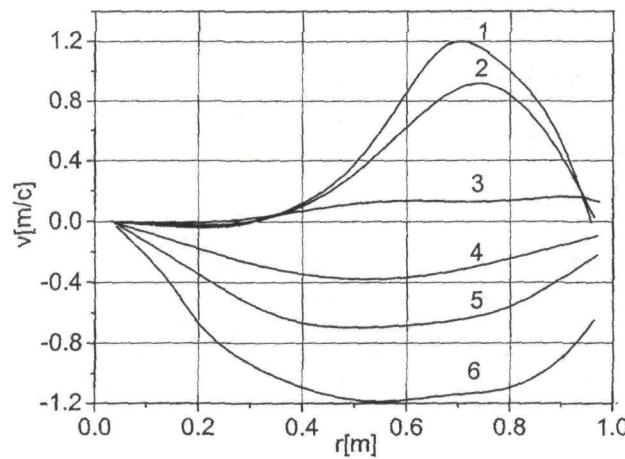


Рис. 3. Профили радиальной скорости в поперечных сечениях факела в циклонной топке.  
1 -  $x=0.25\text{м}$ , 2 -  $x=0.5\text{м}$ , 3 -  $x=1.0\text{м}$ , 4 -  $x=2.0\text{м}$ ,  
5 -  $x=3.0\text{м}$ , 6 -  $x=3.74\text{м}$

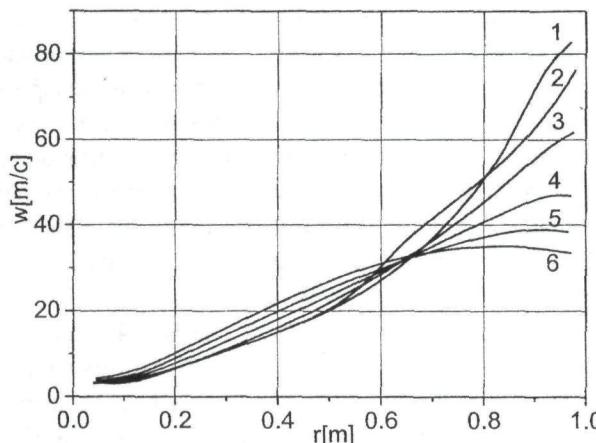
так и радиальные по своей величине в основной области полотка на порядок меньше тангенциальной скорости (рис. 4).

Вращательные (тангенциальные) скорости имеют максимальные значения вблизи цилиндрической стенки и постепенно уменьшаются с уменьшением радиуса принимая практически нулевые значения на оси камеры. Значения величины тангенциальной скорости в периферийной области постепенно снижаются с удалением от входного сечения.

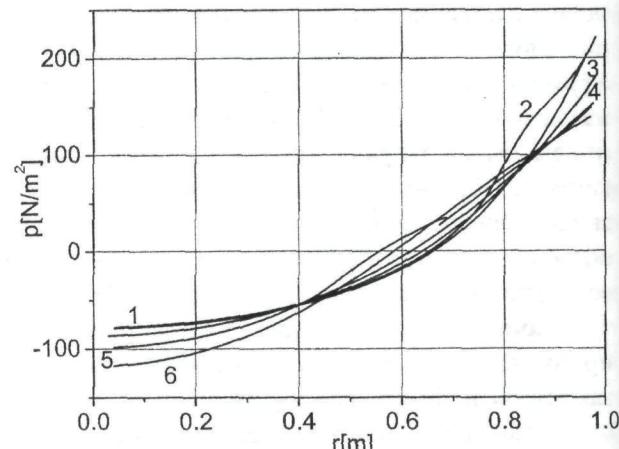
С распределением тангенциальной скорости по радиусу циклона неразрывно связано распре-

деление статического давления (рис. 5), обеспечивающее равновесие вращающегося потока. Оно имеет максимум у стенки камеры и уменьшается по направлению к ее оси, принимая здесь отрицательные значения.

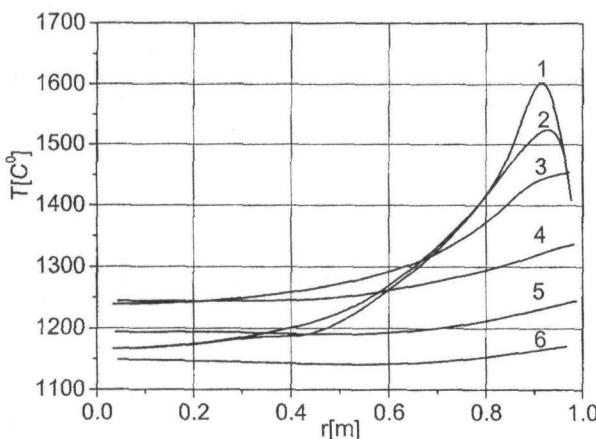
На рис. 6 изображены профили температуры в поперечных сечениях циклонной камеры по ее длине. Профили температуры имеют максимальные значения в периферийной области у фронта пламени. Общий уровень температуры уменьшается с удалением от входа и на расстоянии 3м и далее от него (сечения 5 и 6) становится практически постоянным во всем объеме камеры.



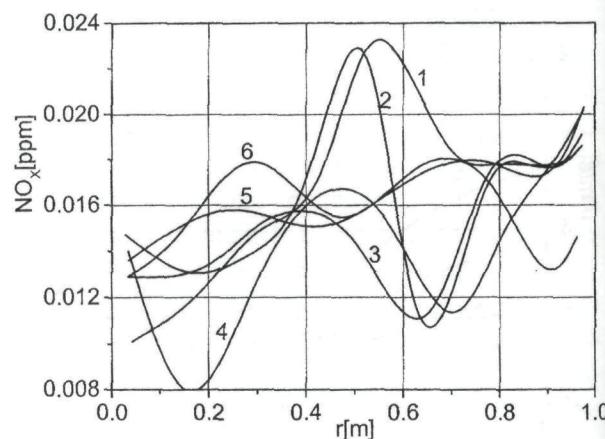
**Рис. 4.** Профили тангенциальной скорости в поперечных сечениях факела в циклонной топке. 1 -  $x=0.25\text{м}$ , 2 -  $x=0.5\text{м}$ , 3 -  $x=1.0\text{м}$ , 4 -  $x=2.0\text{м}$ , 5 -  $x=3.0\text{м}$ , 6 -  $x=3.74\text{м}$



**Рис. 5.** Профили статического давления в поперечных сечениях факела в циклонной топке. 1 -  $x=0.25\text{м}$ , 2 -  $x=0.5\text{м}$ , 3 -  $x=1.0\text{м}$ , 4 -  $x=2.0\text{м}$ , 5 -  $x=3.0\text{м}$ , 6 -  $x=3.74\text{м}$



**Рис. 6.** Профили температуры в поперечных сечениях факела в циклонной топке. 1 -  $x=0.25\text{м}$ , 2 -  $x=0.5\text{м}$ , 3 -  $x=1.0\text{м}$ , 4 -  $x=2.0\text{м}$ , 5 -  $x=3.0\text{м}$ , 6 -  $x=3.74\text{м}$



**Рис. 7.** Профили оксидов азота в поперечных сечениях факела в циклонной топке. 1 -  $x=0.25\text{м}$ , 2 -  $x=0.5\text{м}$ , 3 -  $x=1.0\text{м}$ , 4 -  $x=2.0\text{м}$ , 5 -  $x=3.0\text{м}$ , 6 -  $x=3.74\text{м}$

Концентрация окислов азота в циклонной топочной камере при диффузионном горении турбулентного метановоздушного факела принимает низкие значения и не превышает 0.024 ppm (рис. 7).

В заключение отметим, что выполненный расчет аэродинамики и горения закрученного турбулентного диффузионного метановоздушного факела в циклонной топочной камере позволил впервые 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 различ-

ных сечениях по длине камеры. Отмечено, что наличие зоны рециркуляции газов способствует устойчивости зажигания и горения факела. Показано также наличие соответствия качественной картины аэродинамики газовоздушного потока при изотермических продувках и горении в циклонной топке.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Устименко Б.П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. Алма-Ата: Изд. «Наука», Каз ССР, 1977. С. 228.
2. Янкости Ф.К., Локвуд В.Е., 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.

3. Lockwood F.C., Machmud T., Yehia M.A. Simulation of pulverized coal test furnace performance // Fuel. 1998. 77(12). P. 1322.
4. Тurbulentные течения реагирующих газов / Под ред. П. А. Либби, Ф. А. Вильямса. М.: Мир, 1983. С. 325.
5. Кузнецов В.Р., Сабельников В.А. Турбулентность и горение. М.: Наука, 1986. Гл. ред. Физ.-мат. лит. С. 288.
6. Hanson R.K., Salimian S. Survey of rate Constants H/N/O System Combustion Chemistry. W. C. Gardiner (ed). 1984. P. 361.
7. De Soete G.G. Overall Reaction Rates of NO and N Formation from Fuel Nitrogen. 15<sup>th</sup> Symposium (Int.) on Combustion. The Combustion Institute. 1975. P. 1093.
8. 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.
9. Устименко Б.П. Аэродинамика вращающихся газовых потоков в циклонной топочной камере // Горение и плазмохимия. 2008. Т. 4, №4. С. 127-134.

### Summary

A model was developed and numerical analysis of aerodynamic and combustion swirled diffusion turbulent gas flame in a cyclone furnace was fulfilled. Averaged by Favre conservation equations for the process main characteristics,  $k - \varepsilon$  turbulence model and approximate scheme of combustion were used. Distributions of velocity vector components, static pressure, temperature and nitrogen oxides concentrations in different sections along the cyclone furnace were found.

Поступила 24.04.08г.