

УДК 662.61:553.6

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА В ТОПКАХ ПАРОВЫХ КОТЛОВ

*А. М. Бубенчиков, А. В. Старченко, В. М. Ушаков*

*НИИ прикладной математики и механики,  
634050 Томск*

Предлагаются математическая модель и метод расчета аэродинамики, горения и теплообмена в топках паровых котлов, работающих на пылеугольном топливе. Проведенные численные расчеты и сравнения с экспериментальными данными показали ее адекватность рассматриваемым процессам.

В ближайшие десятилетия теплоэнергетика будет играть определяющую роль в обеспечении потребностей общества в энергии. Поэтому вопросы горения пылеугольных смесей в топках паровых котлов продолжают оставаться актуальными. Проводимые в настоящее время работы по повышению эффективности сжигания углей тесно связаны с проблемой снижения выбросов в атмосферу окислов азота и серы. Применение приближенных полуэмпирических методов теплового расчета котельных агрегатов [1] в этих условиях становится проблематичным.

Современный уровень развития вычислительной аэродинамики, теории горения и компьютерной техники дает возможность при анализе процессов в топочной камере использовать метод численного моделирования [2-4]. Этот способ имеет ряд преимуществ, к которым прежде всего следует отнести его экономичность, а также высокую информативность, что дает возможность детально анализировать аэродинамическую картину течения и тепловой режим топочной камеры. Кроме того, он позволяет изучать процесс в реальных масштабах, что снимает вопрос об обеспечении подобия реального и исследуемого процессов.

Цель настоящей работы — разработка относительно простой и эффективной численной модели для изучения пространственной аэродинамики и тепло- и массообмена в крупногабаритных вихревых топках и исследование на ее основе термогазодинамической картины процесса сжигания пылеугольного топлива в конкретной топке промышленных масштабов.

### Математическая модель

В работе [2] предложена модель горения, учитывающая выход летучих и выгорание коксового остатка. Аналогичные модели в двумерной постановке предложены также в [3, 4]. Такой подход целесообразно использовать при численном исследовании сжигания углей в малогабаритных топках, а также при изучении процесса выхода котла на стационарный режим работы. Проведенный анализ показывает, что для крупных топок достаточна принятая в настоящей работе модель гетерогенного горения с эффективной брутто-реакцией, определяющей процесс поглощения кислорода, поскольку размеры зон, на которых осуществляется выход летучих и их последующее горение, как правило, меньше размера разностной ячейки. Аналогичным образом складывается ситуация с установлением теплового и динамического равновесия в смеси. В связи с этим целесообразно использовать гомогенное приближение для описания течения газопылевой смеси в крупномасштабной топке.

При выводе системы уравнений, базирующейся на основных положениях теории взаимодействующих и взаимопроникающих континуумов [5], определяющих движение, горение и перенос тепла для смеси газ — пылеугольное топливо, примем следующие допущения.

1. Поскольку топка представляет собой канал сложной геометрической формы с рядом отверстий для подачи топливовоздушной смеси (горелки) и воздуха (окна вдува), процесс необходимо рассматривать в пространственной постановке. Размеры горелок и окон много меньше размеров топки, поэтому считаем подачу топливовоздушной смеси или воздуха однородной по сечению отверстия вдува. Предполагается, что расходы через эти отверстия постоянны во времени, следовательно, процесс стационарный.

2. Движение и тепло- и массообмен происходят в равновесном режиме, т. е. скорости газа и частиц топлива, а также их температуры равны между собой. Это предположение справедливо для мелких твердых частиц ( $d < 50$  мкм) при характерных для реальных топок значениях скоростей ( $\approx 10$  м/с) и размерах ( $\approx 10$  м).

3. Горение описывается брутто-реакцией (горючая часть топлива +  $O_2 \rightarrow$  продукты сгорания) с тепловым эффектом, соответствующим сорту рассматриваемого угля.

4. Топливные частицы имеют сферическую форму и состоят из зольного ядра диаметром  $d_3$  и горючей оболочки с внешним диаметром  $d_0$ . К моменту поступления частиц в топку считается, что вся влага, содержащаяся в них после помола, испарилась (температура подачи топлива должна быть более  $100^\circ\text{C}$ , что и имеет место на практике). Величина  $d_0$  задается из условий задачи, а для определения диаметра зольного остатка используется следующая формула:

$$d_3 = d_0(A^P/(100 - W^P))^{0,333}, \quad (1)$$

где  $W^P$  — влажность топлива, %;  $A^P$  — зольность угля, %.

При этих допущениях в математическую постановку задачи о горении угольной пыли в топке войдут следующие уравнения:

сохранения массы для смеси

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0; \quad (2)$$

сохранения для газовых компонентов

$$\frac{\partial \rho \tilde{C}_b u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{C}_b}{\partial x_i} \right) - J_b; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \tilde{C}_n u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{C}_n}{\partial x_i} \right); \quad (4)$$

сохранения массы и числовой плотности частиц

$$\frac{\partial \rho \tilde{C}_p u_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{C}_p}{\partial x_i} \right) - J_p; \quad (5)$$

$$\frac{\partial n u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial n}{\partial x_i} \right); \quad (6)$$

переноса количества движения для смеси

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (\mu + \mu_t) \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right], \quad j = 1, 2, 3; \quad (7)$$

энергии для смеси

$$\frac{\partial \rho c T u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) c \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] + \left( Q J_p + \frac{\partial q_i^r}{\partial x_i} \right); \quad (8)$$

состояния

$$\rho = \frac{p}{R_0 T (\bar{C}_b / M_{O_2} + \bar{C}_n / M_{N_2} + (1 - \bar{C}_b - \bar{C}_n - \bar{C}_p) / M_f)}. \quad (9)$$

Здесь  $\bar{C}_b = (1 - \bar{C}_p) C_{O_2}$ ,  $C_{O_2} = \rho_{O_2} / \rho_g$  — концентрация молекулярного кислорода;  $\bar{C}_n = (1 - \bar{C}_p) C_{N_2}$ ,  $C_{N_2} = \rho_{N_2} / \rho_g$  — концентрация молекулярного азота;  $\bar{C}_p = \rho_p^0 \alpha / \rho = \rho_p / \rho$  — концентрация частиц топлива в смеси;  $\rho = \rho_p + \rho_g$  — плотность смеси;  $\alpha$  — объемная доля частиц в потоке;  $\rho_p^0$  — плотность угля;  $\rho_g$  — плотность газа;  $J_b = 6 \rho^2 \bar{C}_p \bar{C}_b \bar{W} / (\rho_p^0 d)$  — скорость поглощения кислорода;  $\bar{W} = K_D K_k / (K_D + K_k)$  — обобщенный закон горения;  $K_D = Nu_p D_k / d$  — диффузионная скорость горения;  $K_k = k_0 \exp(-E/RT)$  — кинетическая скорость горения;  $d = (\rho \bar{C}_p / (\rho_p^0 \pi n))^{0,333}$  — текущий диаметр частиц;  $D_k = 16 \cdot 10^{-6} (T/273)^{1,9}$  — коэффициент диффузии;  $Nu_p = 2$  — для равновесного приближения;  $J_p = \beta J_b$ ;  $\beta$  — стехиометрический коэффициент, определяемый на основе [1];  $M_i$  — молекулярная масса компонента;  $u_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) — компоненты вектора скорости;  $\rho, p$  — плотность и давление смеси;  $\mu$  — коэффициент молекулярной вязкости;  $\mu_t$  — турбулентная вязкость;  $Pr, Pr_t$  — молекулярное и турбулентное числа Прандтля;  $Q$  — тепловой эффект реакции горения топлива;  $q_i^r$  — компоненты вектора радиационного теплопереноса;  $c$  — удельная теплоемкость смеси. По повторяющимся индексам в (2)–(9) производится суммирование от 1 до 3.

Для описания турбулентной структуры потока используется стандартная  $k - \varepsilon$ -модель для течений с высокими значениями турбулентного числа Рейнольдса  $Re$  [6].

Компоненты вектора радиационного теплопереноса, играющего важную роль в общем тепловом балансе топки при характерных температурах 800–1400 °С, определялись на основе уравнений  $P_1$ -приближения [7], которые имеют следующий вид:

$$\frac{\partial q_i^r}{\partial x_i} = aH + 4a\sigma T^4; \quad (10)$$

$$\frac{\partial H}{\partial x_i} = -3(a + s)q_i^r, \quad i = 1, 2, 3, \quad (11)$$

где  $\bar{q}^r = \int_0^{4\pi} I \bar{\Omega} d\Omega$  — плотность потока лучистой энергии;  $H = \int_0^{4\pi} I d\Omega$  — удельная энергия излучения;  $I = [H + 3(\bar{q}^r \bar{\Omega})] / (4\pi)$  — интенсивность излучения;  $\bar{\Omega}$  — единичный вектор, характеризующий направление элементарного телесного угла;  $a$  — коэффициент поглощения;  $s$  — коэффициент рассеивания;  $\sigma$  — постоянная Больцмана;  $\bar{q}^r = (q_1^r, q_2^r, q_3^r)$ .

В рассматриваемых условиях поглощение среды обусловлено поглощением излучения частицами, а также трехатомными составляющими дымовых газов:  $a = a_p + a_g$ . В рамках модели излучения крупных и средних частиц нетрудно определить

$$a_p = \varepsilon A = 1,5 \varepsilon \rho \bar{C}_p / (\rho_p^0 d),$$

где  $A$  — суммарная площадь миделевых сечений частиц, приходящихся на единицу объема пылевого облака. Величина  $a_g$  определяется поглощением паров воды и двуокиси азота и определяется по величине концентраций этих компонентов аналогично [1]. Лучистая энергия рассеивается только на частицах, поэтому  $s = s_p$ . Величина  $s_p$  находится по характерному для топок значению критерия Шустера  $Sc = s_p / (s_p + a_p) = 0,5$ .

Способ задания граничных условий для системы уравнений (2)–(9) определяется типом границы. Для входных границ использовались однородные распределения для всех характеристик течения. На выходных границах ставятся мягкие граничные условия, причем расположение выходных границ в этом случае должно быть достаточно удалено от зон возможной рециркуляции потока. Если течение симметрично относительно некоторой плоскости, то плоскость симметрии выбирается в качестве границы и на ней задаются условия симметрии (равенство нулю потоков через эту границу и производных от зависимых величин по нормали к ней). В качестве граничных условий на стенках использовались условия прилипания для скорости, граничные условия первого рода для температуры и метод пристеночных функций [6] для определения трения на стенках канала, конвективной составляющей теплового потока, значений энергии турбулентности и скорости ее диссипации в пристеночной области.

Применение метода пристеночных функций позволяет избежать необходимости использования большого числа точек разностной сетки для описания поведения характеристик потока вблизи твердой границы. В данной работе рассматривается следующая формулировка метода пристеночных функций:

$$\tau_w = \rho \frac{u_p C_\mu^{1/4} \varkappa k_p^{1/2}}{\ln(EC_\mu^{1/4} k_p^{1/2} \rho y_p / \mu)}, \quad C_\mu = 0,09, \quad \varkappa = 0,42, \quad E = 9,0,$$

$$\varepsilon_p = \frac{(k_p C_\mu^{1/2})^{3/2}}{\varkappa y_p}, \quad G_p = \mu_t \frac{\tau_w}{\rho (\varkappa y_p)^2},$$

$$I_w^{conv} = \frac{(T_p - T_w) C \rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{Pr_t \ln(EC_\mu^{1/4} k_p^{1/2} \rho y_p / \mu) / \varkappa + 8,74 Pr_t f(Pr/Pr_t)},$$

$$f(Pr/Pr_t) = (Pr/Pr_t - 1)(Pr_t/Pr)^{1/4}, \quad Pr_t = 0,9,$$

где  $y_p$  — расстояние от стенки до ближайшего узла расчетной сетки (предполагается, что  $y_p$  находится вне вязкого подслоя);  $u_p$ ,  $\varepsilon_p$ ,  $G_p$  — скорость потока, диссипация и генерация энергии турбулентности при  $y = y_p$ ; величина  $k_p$  определяется из соответствующего уравнения  $k$ – $\varepsilon$ -модели турбулентности в предположении отсутствия диффузионного потока через грань, совпадающую со стенкой. Для концентраций компонентов смеси на стенках принималось равенство нулю их производных по нормали.

### Численный метод решения

Поставленная задача решалась численно на неравномерных шахматных сетках в декартовой системе координат. Дискретизация исходных дифференциальных уравнений системы (2)–(11) осуществлялась с помощью метода контрольного объема [8], основная идея которого заключается в следующем. Расчетную область разбивают на некоторое число непересекающихся контрольных объемов так, что каждая узловая точка содержится в одном контрольном объеме. Причем получающиеся контрольные объемы имеют форму параллелепипедов для внутренних объемов и

части граничных, а также форму призм для граничных узлов у наклонных поверхностей. Затем дифференциальные уравнения интегрируются по каждому контрольному объему. Для вычисления интегралов используются кусочные профили, которые описывают изменение зависимых величин между узловыми точками. В результате интегрирования получается дискретный аналог дифференциальных уравнений, в который входят значения искомых функций в нескольких соседних узловых точках:

$$b_P \Phi_P = \sum_{nb} b_{nb} \Phi_{nb} + S_P, \quad (12)$$

где  $\Phi_P, \Phi_{nb}$  — значения искомой функции в узле  $P$  и в соседних узлах;  $b_P, b_{nb}$  — коэффициенты дискретного аналога дифференциального уравнения;  $S_P$  — источниковый член.

В данной работе для вычисления диффузионных потоков на гранях контрольного объема используется центрально-разностная схема, имеющая второй порядок точности. Такой подход в определении диффузионных потоков применяется во всех разностных схемах. Он наиболее оптимален для обеспечения надлежащей точности расчетов [8]. При определении конвективных потоков в данном методе расчета используется схема квадратичной интерполяции против потока (схема Леонарда), имеющая также второй порядок точности и позволяющая в значительной мере минимизировать вычислительные ошибки, обусловленные влиянием искусственной диффузии [9].

Источниковый член в (12) линеаризуется следующим образом:

$$S_P = S'_P - S''_P \Phi_P, \quad S''_P > 0. \quad (13)$$

Полученная в результате аппроксимации система алгебраических уравнений решалась итерационным методом Гаусса — Зейделя (для компонент скорости) и с помощью алгоритма TDMA [8] для скалярных характеристик. При расчете поля давления применялся алгоритм SIMPLE [8]. Поскольку основные дифференциальные уравнения нелинейные и взаимосвязанные, использовались глобальные итерации до тех пор, пока не перестанут изменяться результирующие значения искомых величин. Сходимость вычислительного процесса контролировалась по максимальной невязке, определяемой для каждого из транспортных уравнений, а также по общей величине расхода и поправке давления.

Апробация предложенной математической модели и метода расчета для изотермических условий выполнялась на экспериментальных данных для задачи об истечении круглой турбулентной струи в поперечный поток [10] и на данных экспериментальной визуализации движения жидкости

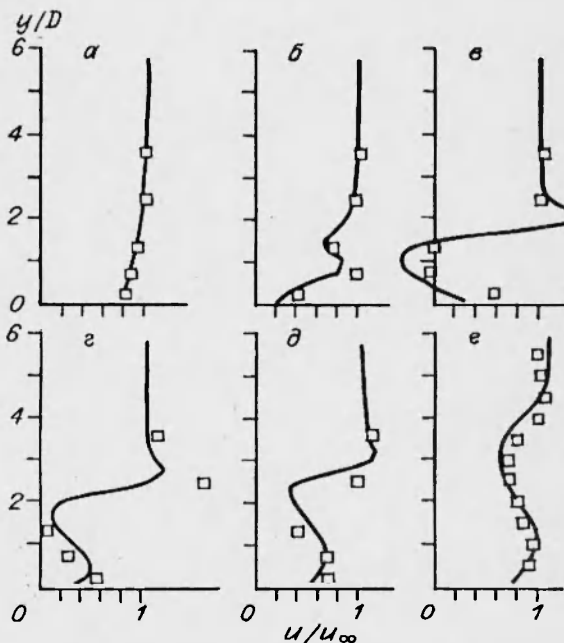


Рис. 1. Распределение продольной компоненты скорости на оси симметрии для струи в сносимом потоке при  $x/D = -1$  (а), 0 (б), 1 (в), 2 (г), 4 (д) и 8 (е).

( $\rho = \text{const}$ ) в гидромодели топки котла [11].

На рис. 1 представлены профили компоненты скорости  $u/u_\infty$  (по направлению движения сносящего потока) в плоскости симметрии для различных расстояний от оси отверстия  $x$ . Здесь  $y$  — расстояние от обтекаемой пластины,  $D$  — диаметр отверстия,  $u_\infty$  — скорость сносящего потока, точки — эксперимент [8]. Отношение скоростей струи и поперечного потока равно 2,3. Из рис. 1 видно, что расчеты удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными. Кроме того, несмотря на использование изотропной модели турбулентности, в расчетах фиксировалась двухвихревая структура течения в дальней области потока.

На рис. 2 представлены геометрические размеры модели топки с указанием сечений, в которых с помощью видеокамеры проводилась визуализация течения [11]. Скорость подачи воды через горелочные отверстия равнялась 1,23 м/с. Для визуализации картины течения использовались сферические частицы сополимера стирола с плотностью, близкой к плотности воды. На рисунке отмечено доминирующее над течением в выделенной плоскости движение (точки) в направлении, перпендикулярном рассматриваемой плоскости (на наблюдателя), и в противоположном направлении (крестики).

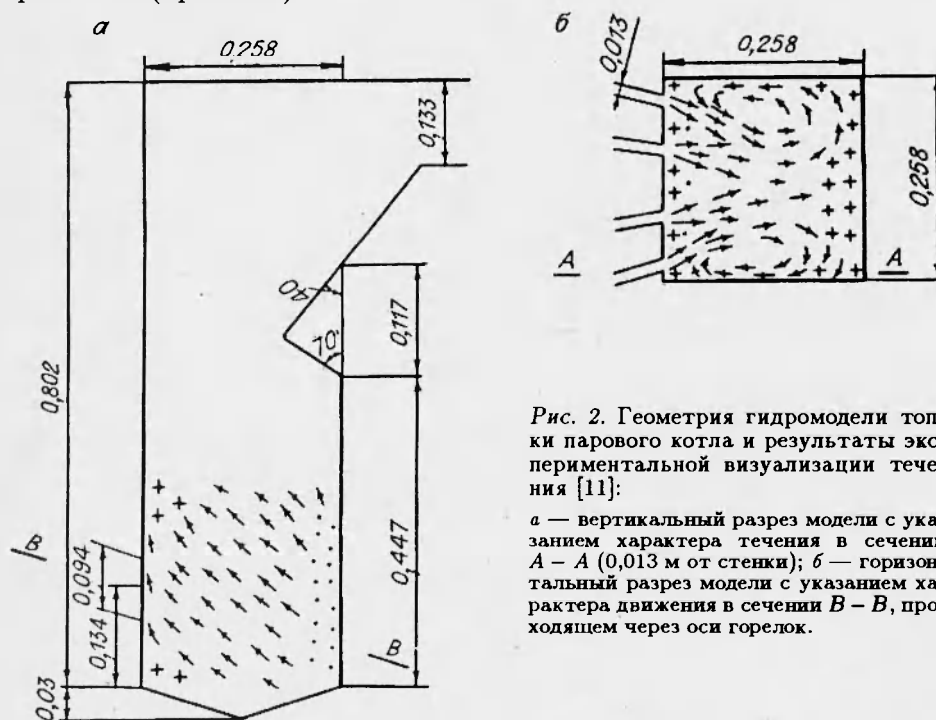


Рис. 2. Геометрия гидромодели топки парового котла и результаты экспериментальной визуализации течения [11]:

*a* — вертикальный разрез модели с указанием характера течения в сечении *A — A* (0,013 м от стенки); *b* — горизонтальный разрез модели с указанием характера движения в сечении *B — B*, проходящем через оси горелок.

Полученные опытным путем качественные распределения скорости служили основой для проверки математической модели и метода расчета течений в топке парового котла. Так как течение симметрично относительно вертикальной плоскости, проходящей посередине между центральными горелками (см. рис. 2), расчеты проводились лишь для половины объема топки. Конечно-разностная сетка содержала 40 узлов по высоте топки, 30 по ширине и 20 по глубине (от плоскости симметрии). На рис. 3 представлено распределение скорости потока в вертикальном сечении *A — A* (см. рис. 2), расположенном на расстоянии 0,013 м от стенки модели. На рис. 4 приведены рассчитанные поля скорости для горизонтального сечения, проходящего через оси горелок. Из сравнения рис. 3 и 4 с данными визуализации потока видно, что полученные численно по-

ля скорости правильно описывают картину течения, имеющего место в гидромодели топки.

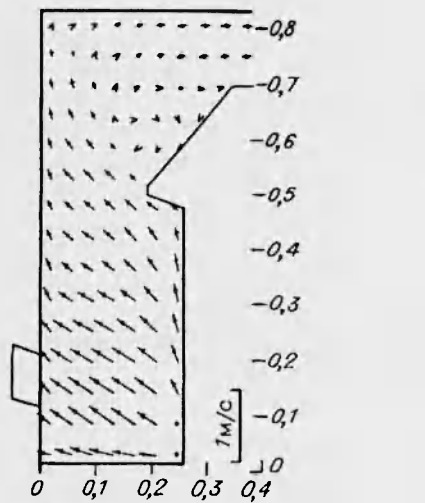


Рис. 3. Распределение скорости течения в сечении А — А; знак > указывает направление движения в плоскости рисунка, если модуль скорости в этой точке меньше 0,16 от  $u_{\max}$ .

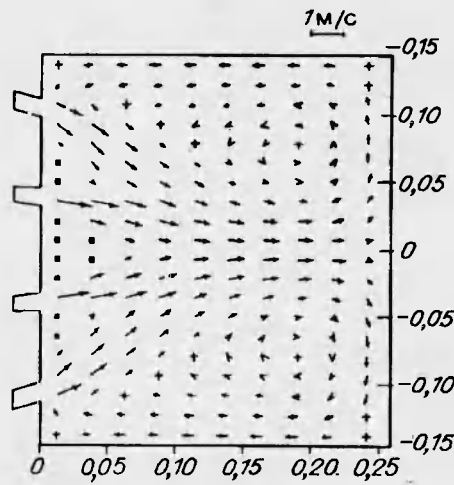


Рис. 4. Распределение скорости течения в горизонтальном сечении, проходящем через оси горелок:

+ — доминирующее над горизонтальным подъемное движение; ■ — опускное.

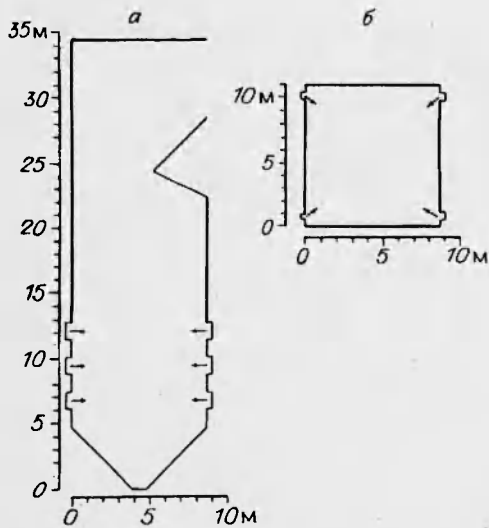


Рис. 5. Геометрические размеры реальной топки парового котла с указанием расположения и направления подачи топливовоздушной смеси:

а — вертикальное сечение; б — горизонтальное; стрелки — направления вдува смеси угольных частиц и воздуха.

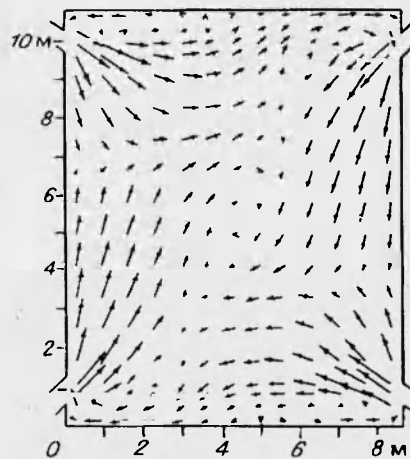


Рис. 6. Поле скорости в сечении первого яруса подачи топлива (6,8 м от низа топки).

Проведенные тестовые расчеты дают возможность обоснованно применять рассматриваемую математическую модель для численного исследования аэродинамики, теплообмена и процессов горения для реальных топок.

### Результаты и обсуждение

На рис. 5 представлены геометрические размеры топки и схема расположения окон подачи топливоздушной смеси котла БКЗ-420 с твердым шлакоудалением. Через горелки подается смесь пылеугольного топлива, воздуха и газообразных продуктов сжигания угля с температурой  $140^\circ\text{C}$ . Расход топлива  $14,4\text{ кг/с}$  и воздуха  $39,2\text{ м}^3/\text{с}$ . Подогретый до  $T = 360^\circ\text{C}$  воздух подается через окно, окружающее горелку. Расход воздуха  $216,4\text{ м}^3/\text{с}$ . Диаметр условной окружности тангенциальной подачи смеси составляет  $0,8\text{ м}$ .

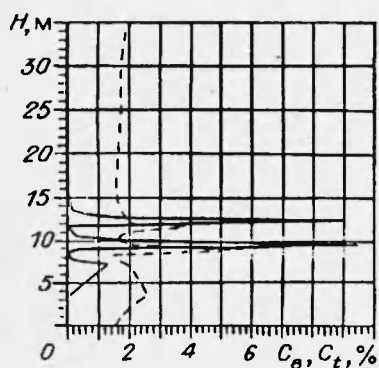


Рис. 7. Распределение среднемассовой концентрации кислорода  $\bar{C}_o$  (штриховая линия) и содержания горючей части в частицах  $C_t = (d^3 - d_3^3)/(d_0^3 - d_3^3)$  (сплошная) по высоте топки.

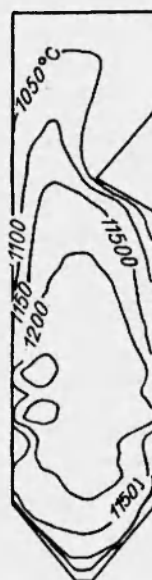


Рис. 8. Изолинии температур в среднем вертикальном сечении топки.

Результаты расчетов показали, что в топке образуется закрученное движение смеси газа и частиц (рис. 6). Относительно холодные струи, поступающие из сопел горелок и окон подачи воздуха в результате их прогрева и последующего горения, значительно расширяются. В нижней части топки имеет место опускное движение в центре колонны и подъемное по периферии. За аэродинамическим выступом образуется зона рециркуляционного движения.

На рис. 7 представлены среднемассовые концентрации кислорода и содержания горючей части в частицах по высоте топки  $H$ . Видно, что наиболее интенсивно смесь горит в области расположения горелок и окон подачи воздуха, причем горение угольных частиц заканчивается при  $H = 15\text{ м}$ . Горение угольной пыли ( $d_0 = 25\text{ мкм}$ ) идет столь интенсивно, что при подходе к очередному ярусу подаваемого топлива горючая часть пылеугольной смеси, поступающей с предшествующего яруса, практически полностью сгорает. Следует отметить существенное отличие в распределении концентраций кислорода и выгораемой доли в частицах в зоне первого яруса горелок по сравнению с другими ярусами. Это объясняется тем, что часть воздуха и топлива из первого яруса за счет опускного закрученного движения в ядре колонны реагирует в нижней части топочного объема, в то время как горение у второго и третьего ярусов происходит при подъемном вращательном движении смеси.



На рис. 8 приведены изолинии температур в среднем вертикальном сечении топки. Видно, что максимальные температуры имеют место в зоне активного горения. Далее по высоте топки, а также в нижней ее части наблюдается охлаждение факела вследствие интенсивного радиационного теплопереноса к стенкам. Рассчитанное на основе предложенной математической модели среднемассовое значение температуры на выходе из топки ( $1050^\circ\text{C}$ ) удовлетворительно согласуется со значением, получаемым по полуэмпирическому методу [1] ( $T_{\text{вых}} = 1100^\circ\text{C}$ ).

Таким образом, в настоящей работе предложена эффективная, согласованная по энергетическим характеристикам реальных углей численная модель процессов течения, горения и теплообмена в топках крупных масштабов. Ввиду относительной простоты она может быть использована в инженерной практике при проведении работ по проектированию и реконструкции котлов.

Данные исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тепловой расчет котельных агрегатов (нормативный метод) / Под ред. Н. В. Кузнецова. М.: Энергия, 1973.
2. Файвлэнд, Вессел. Численная трехмерная модель для расчета характеристик пылеугольной топки // Современ. машиностроение. Сер. А.: Пер. журн. Trans. ASME. 1989. № 1. С. 158-169.
3. Lockwood F. C., Salooja A. P., Syed S. A. A prediction method for coal-fired furnaces // Combust. and Flame. 1980. V. 38, N 1. P. 1-15.
4. Ji C. C., Cohen R. B. An investigation of the combustion of pulverized coal-air mixture in different combustor geometries // Combust. and Flame. 1992. V. 90, N 3-4. P. 307-343.
5. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
6. Launder V. E., Spalding D. E. The numerical computation of turbulent flows // Computer Methods in Appl. Mech. and Eng. 1974. V. 3, N 2. P. 269-289.
7. Оцисик М. Н. Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976.
8. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.
9. Leonard B. P. A. Stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation // Computer Methods in Appl. Mech. and Eng. 1979. V. 19, N 1. P. 59-98.
10. Краб, Дюрао, Уайтло. Истечение круглой струи в поперечный поток // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов: Пер. журн. Trans. ASME. J. Fluids Eng. 1981. Т. 103, № 1. С. 192-203.
11. Федецкий И. И. Исследование процессов в минеральной части назаровского угля в топке с плоскими параллельными струями. Дис... канд. техн. наук. Томск, 1980.

Поступила в редакцию 19/II 1994 г.,  
в окончательном варианте — 11/X 1994 г.