

Топливо и энергетика

УДК 532.529:662.62

Теоретическое исследование особенностей аэродинамической структуры и тепломассообменных процессов в надслоевом пространстве топки с циркулирующим кипящим слоем

*Майстренко А.Ю.¹, Рохман Б.Б.¹,
Выфатнюк В.Г.², Чернявский Н.В.¹*

¹ Институт угольных энерготехнологий НАН Украины, Киев

² СПКТБ «Энергомашпроект», Киев

Сделана попытка обобщить математическую модель процессов переноса и горения угля в зоне пневмотранспорта на случай расчета переходной зоны надслоевого пространства (НП) топки крупномасштабной установки с циркулирующим кипящим слоем (ЦКС). Для этого в уравнениях переноса осредненных и пульсационных величин введены члены, описывающие переток массы, импульса и энергии дисперсной фазы из ядра в кольцевую зону. Сформулированы новые граничные условия учитывающие взаимодействия частиц со стенкой, лучистого, кондуктивного и конвективного теплообмена между газодисперсным потоком и экранами. Результаты численных исследований существенно уточняют представления о процессах переноса в пристеночной области в НП топки с ЦКС.

Ключевые слова: циркулирующий кипящий слой, газ, кольцевая зона, ядро, надслоевое пространство, топка, скорость, частица.

Зроблено спробу узагальнити математичну модель процесів переносу та горіння вугілля в зоні пневмотранспорту на випадок розрахунку перехідної зони надшарового простору (НП) топки крупномасштабної установки з циркулюючим киплячим шаром (ЦКШ). Для цього у рівняннях переносу осереднених та пульсаційних величин введено члени, що описують переміщення маси, імпульсу та енергії дисперсної фази з ядра в кільцеву зону. Сформульовано нові граничні умови з урахуванням взаємодії частинок зі стінкою, променистого, кондуктивного та конвективного теплообміну між газодисперсним потоком та екранами. Результати числових досліджень суттєво уточнюють уявлення про процеси переносу у пристіночній області в НП топки з ЦКШ.

Ключові слова: циркулюючий киплячий шар, газ, кільцева зона, ядро, надшаровий простір, топка, швидкість, частинка.

Концепция создания экологически чистых методов термохимической переработки твердых топлив заставляет пересмотреть достоинства традиционных способов его сжигания (факельное и слоевое), выдвигая на первый план системы с многократной циркуляцией коксозольных

частиц через внешние циклоны — топки с циркулирующим кипящим слоем (ЦКС). Несмотря на определенные практические достижения в создании топок с ЦКС известные методики расчета таких аппаратов далеки от совершенства. Поэтому дальнейший прогресс в конструирова-

нии указанных топочных устройств связан с развитием методов математического моделирования протекающих в них процессов.

Основным элементом установки с ЦКС является реактор, в нижней части которого находится кипящий слой (КС), а в верхней — надслоевое пространство (НП), которое условно можно разделить на две части: переходную зону (ПЗ) и зону пневмотранспорта (ЗП). В центральной части ПЗ (ядре) реализуется восходящее движение газодисперсного потока с переменным расходом дисперсной фазы по высоте НП, а в периферийной области (кольцевой зоне (КЗ)) формируется нисходящий плотный поток частиц. В ЗП во всех точках поперечного сечения топки двухфазный поток движется вертикально вверх.

На основании экспериментальных исследований аэродинамики дисперсного потока с использованием холодных пилотных установок ЦКС малого диаметра 100–400 мм установлено, что аэродинамическая структура дисперсного потока в ПЗ неоднородна по сечению аппарата: в центральной части реактора объемная концентрация частиц $\beta = 0,03\text{--}0,05$, а в КЗ — $0,25\text{--}0,30$ [1, 2]. При перепаде давления по установке 152 кПа удельный расход рециркулирующей массы составил $147 \text{ кг}/(\text{с}\cdot\text{м}^2)$, сечение КЗ — 55 % общего сечения НП, скорость газов в ядре потока в 2–3 раза выше среднего значения скорости по всему сечению реактора $u_{g,m} = 4,6 \text{ м}/\text{с}$ [1]. Поскольку основное количество окислителя проходит через ядро потока, КЗ практически не участвует в процессе горения. В таких установках, где влияние стенки на процесс горения коксозольных частиц велико, КЗ играет роль защитного слоя, который препятствует отводу тепла из реакционной области (ядра) к настенным экранам и тем самым создает благоприятные условия для протекания термохимических реакций в центральной части ПЗ.

Совершенно иная картина наблюдается при переходе от пилотных установок к крупномасштабным промышленным ЦКС-котлоагрегатам сечением $s_{\text{НП}} \sim 140 \text{ м}^2$. Здесь влияние настенных экранов топки на процесс горения коксозольных частиц в ядре незначительно, перепад давления в НП $\Delta P_{\text{НП}} = 1000\text{--}2000 \text{ Па}$, концентрация твердой фазы в ядре не превышает $\beta = 0,01$, а толщина КЗ (от 25 до 70 мм в зависимости от высоты НП) пренебрежимо мала по сравнению с характерным гидравлическим радиусом реактора [3]. На этом основании при расчетах крупномасштабных ЦКС-котлоагрегатов применяют упрощенное одномерное моделирование с использованием эмпирической ин-

формации, в частности, о падении β по высоте топки [4]. Полученные расчетные распределения расхода рециркулирующей массы и кислорода, коэффициента теплоотдачи от дисперсного потока к стенке и тепловосприятия настенных экранов, скоростей фаз и температуры газа и частиц по высоте НП топки с ЦКС удовлетворительно коррелируют с известными интегральными характеристиками ЦКС-котлоагрегатов и позволяют объяснить некоторые особенности топочного процесса. Тем не менее, одномерные модели не позволяют должным образом описать особенности аэродинамической структуры и тепломассообменных процессов в НП, связанные с турбулентными и псевдотурбулентными механизмами переноса в химически реагирующем полидисперсном потоке.

Определяющими факторами при моделировании рабочего процесса в ЦКС являются время пребывания частиц в топке и их реакционная поверхность [3]. Эти два фактора тесно связаны с закономерностями движения гетерогенной среды, в частности, с распределением концентрации частиц, процессами их взаимодействия между собой, с настенными экранами и газом, учетом полидисперсности твердой фазы и эволюции распределения частиц по размерам за счет химического реагирования, перераспределением энергии между рейнольдсовыми напряжениями в анизотропном поле энергии хаотического движения примеси, вращением дисперсной фазы и действием силы Магнуса, кондуктивно-конвективным и радиационным теплообменом.

В настоящее время не существует математических моделей, учитывающих в полном объеме все многообразие перечисленных выше эффектов. Известные модели, описывающие процессы переноса в НП, в большинстве базируются на следующей концепции. В концентрированных дисперсных средах, где кинетическая турбулентная энергия газа предполагается малой, определяющую роль в формировании статистических свойств системы играют межчастичные соударения. При этом выдвигается гипотеза о том, что моделирование взаимодействия частиц подобно описанию столкновения молекул несущей среды, поэтому поведение твердой фазы описывается при помощи кинетической теории плотных газов [5–8]. Здесь используется уравнение Энскога для функции распределения частиц по скоростям, которая аппроксимируется функцией распределения Максвелла, полученной из уравнения Больцмана для однородного стационарного состояния при условии, что молекулярные признаки являются аддитивными

инвариантами. Однако приведенная в работах [1–6] система уравнений нестационарна, а реальные межчастичные столкновения не являются упругими. Применение уравнения Больцмана основано на гипотезе о некоррелированности частиц, приходящих в точку соударения, что, строго говоря, для дисперсного потока не доказано. Кроме того, функция распределения Максвелла не учитывает взаимосвязь между компонентами скорости, что не дает возможности учесть перераспределение пульсационной энергии между ними. Это обстоятельство существенно ограничивает применение функции распределения Максвелла, которая может быть использована только в случае описания изотропного поля энергии хаотического движения твердой фазы, хотя на самом деле указанное поле (особенно в пристеночной зоне) является анизотропным. Другим серьезным недостатком указанных моделей является то, что подход к построению модели ограничен описанием явлений, связанных только с псевдотурбулентным механизмом переноса частиц. При этом не учитываются турбулентные механизмы переноса дисперсной фазы, что очень важно при расчетах эффектов и явлений в центральной части канала, где в случае большого сечения пульсационная энергия частиц соизмерима с турбулентной энергией газа. Кроме того, в работах [5–8] не учитывается полидисперсность (что ограничивает описание псевдотурбулентных эффектов), кондуктивно-конвективный и радиационный теплообмен.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию особенностей аэродинамической структуры и теплообменных процессов в НП (ПЗ и ЗП) топки крупномасштабной промышленной установки с ЦКС на основе двумерной модели. Математическая модель построена в эйлеровом приближении с использованием уравнений переноса осредненных и пульсационных параметров дисперсной фазы с учетом лучистого, кондуктивного и конвективного теплообмена, гетерогенных реакций, сил межфазного и межчастичного взаимодействия, турбулентных и псевдотурбулентных эффектов, полидисперсности частиц.

В модели используются следующие основные предпосылки: 1) процесс стационарный; 2) газовая смесь состоит из кислорода, диоксида углерода и азота; 3) стехиометрическая схема реакций включает в себя одну гетерогенную реакцию $C + O_2 = CO_2$; 4) изменение давления газа по сечению потока $\partial P / \partial r$ не учитывается; 5) используется приближение пограничного слоя: $v \ll u$, $u' \ll u$, $v' \sim v$, $\partial / \partial z \ll \partial / \partial r$; 6)

дисперсная фаза в НП состоит из коксовых и зольных фракций; 7) гетерогенное горение протекает на поверхности сферических коксовых частиц, вследствие чего их размер уменьшается; 8) так как сечение КЗ составляет менее 2 % поперечного сечения НП и процессы теплообмена и горения протекают в основном в ядре потока, то влияние КЗ не учитывается; 9) восходящий поток дисперсной фазы, состоящий из полидисперсного ансамбля частиц кокса и золы, экранирован «дырчатой» стенкой, за которой располагается КЗ и через которую частицы проникают из ядра в КЗ. Рассматривается односторонний массообмен между реакционной зоной (ядром) и КЗ; 10) расход рециркулирующей массы (РМ) в ядре ПЗ экспоненциально убывает по мере удаления от верхней границы КС; 11) между восходящим газодисперсным потоком и «дырчатой» стенкой происходит кондуктивный, конвективный и лучистый теплообмен.

С учетом сказанного система уравнений, описывающая движение, теплообмен и горение двухфазного полидисперсного потока в приближении узкого канала, имеет следующий вид.

Уравнения неразрывности для компонент газовой фазы:

$$\frac{\partial(C_{O_2} u_g)}{\partial z} + \frac{\partial[r(C_{O_2} v_g + \langle C'_{O_2} v'_g \rangle)]}{r \partial r} = -6 \sum_{j=1}^{M_c} \frac{k_{C+O_2j} S_j \beta_j C_{O_2}}{(k_{C+O_2j} + S_j) \delta_j}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial(C_{CO_2} u_g)}{\partial z} + \frac{\partial[r(C_{CO_2} v_g + \langle C'_{CO_2} v'_g \rangle)]}{r \partial r} = 6 \sum_{j=1}^{M_c} \frac{k_{C+O_2j} S_j \beta_j C_{O_2}}{(k_{C+O_2j} + S_j) \delta_j}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial(C_{N_2} u_g)}{\partial z} + \frac{\partial[r(C_{N_2} v_g + \langle C'_{N_2} v'_g \rangle)]}{r \partial r} = 0. \quad (3)$$

Суммируя уравнения (1)–(3), предварительно умноженные на соответствующие молекулярные массы μ_{CO_2} , μ_{O_2} , μ_{N_2} , получим уравнение неразрывности для газовой смеси:

$$\frac{\partial(\rho_g u_g)}{\partial z} + \frac{\partial[r(\rho_g v_g + \langle \rho'_g v'_g \rangle)]}{r \partial r} = 6 \sum_{j=1}^{M_c} \frac{(\mu_{CO_2} + \mu_{O_2}) k_{C+O_2j} S_j \beta_j C_{O_2}}{(k_{C+O_2j} + S_j) \delta_j}. \quad (4)$$

Уравнения неразрывности для коксовых и зольных частиц:

$$\frac{\partial(\beta_j u_{pj})}{\partial z} + \frac{\partial[r(\beta_j v_{pj} + \langle \beta'_j v'_{pj} \rangle)]}{r \partial r} = -\frac{6 \mu_c k_{C+O_2j} S_j \beta_j C_{O_2}}{(k_{C+O_2j} + S_j) \delta_j \rho_c} - h_j \beta_j u_{pj}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial(n_j u_{pj})}{\partial z} + \frac{\partial[r(n_j v_{pj} + \langle n'_j v'_{pj} \rangle)]}{r \partial r} = -h_j n_j u_{pj}; \quad (6)$$

$$\frac{\partial(\beta_s u_{ps})}{\partial z} + \frac{\partial[r(\beta_s v_{ps} + \langle \beta'_s v'_{ps} \rangle)]}{r \partial r} = -h_s \beta_s u_{ps}. \quad (7)$$

Уравнения сохранения количества движения для газа и частиц:

$$\begin{aligned} & \rho_g u_g \frac{\partial u_g}{\partial z} + (\rho_g v_g + \langle \rho'_g v'_g \rangle) \frac{\partial u_g}{\partial r} = \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left[r \rho_g \left(\eta_g \frac{\partial u_g}{\partial r} - \langle u'_g v'_g \rangle \right) \right] - \frac{\partial P}{\partial z} - \\ & - \sum_{i=1}^{M_r+M_{ab}} F_{air} + 6 \sum_{j=1}^{M_c} \frac{(\mu_{CO_2} - \mu_{O_2}) k_{C+O_2j} S_j \beta_j C_{O_2}}{(k_{C+O_2j} + S_j) \delta_j} (u_{pj} - u_g). \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \rho_{pi} \left[\beta_i u_{pi} \frac{\partial u_{pi}}{\partial z} + (\beta_i v_{pi} + \langle \beta'_i v'_{pi} \rangle) \frac{\partial u_{pi}}{\partial r} \right] = \\ & = - \frac{\rho_{pi}}{r} \frac{\partial (\beta_i r \langle u'_{pi} v'_{pi} \rangle)}{\partial r} + F_{air} + F_{coliz} - \\ & - \rho_{pi} \beta_i g_z - \rho_{pi} h_i \beta_i u_{pi}^2; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \rho_{pi} \left[\beta_i u_{pi} \frac{\partial v_{pi}}{\partial z} + (\beta_i v_{pi} + \langle \beta'_i v'_{pi} \rangle) \frac{\partial v_{pi}}{\partial r} \right] = \\ & = - \frac{\rho_{pi}}{r} \frac{\partial [r(v_{pi} \langle \beta'_i v'_{pi} \rangle + \beta_i \langle v_{pi}^2 \rangle)]}{\partial r} + \\ & + F_{air} + F_{coliz} + \frac{\rho_{pi} \beta_i \langle w_{pi}^2 \rangle}{r} - \rho_{pi} h_i \beta_i u_{pi} v_{pi}. \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнения переноса турбулентной энергии несущей среды (11), сохранения энергии фаз (12), (13), переноса нормального рейнольдсова напряжения $\langle v_{pi}^2 \rangle$ (14) представлены в виде:

$$\begin{aligned} & \rho_g u_g \frac{\partial k_g}{\partial z} + (\rho_g v_g + \langle \rho'_g v'_g \rangle) \frac{\partial k_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left[r \rho_g \left(\frac{\eta_{kg}}{\sigma_k} + \eta_g \right) \frac{\partial k_g}{\partial r} \right] + \rho_g \eta_{kg} \left(\frac{\partial u_g}{\partial r} \right)^2 - \rho_g (\epsilon_g + \sum_{i=1}^{M_r+M_{ab}} \epsilon_{pi}) + \sum_{i=1}^{M_r+M_{ab}} G_{gi} - \\ & - 6 \sum_{j=1}^{M_c} \frac{(\mu_{CO_2} - \mu_{O_2}) k_{C+O_2j} S_j \beta_j C_{O_2}}{(k_{C+O_2j} + S_j) \delta_j} (2k_g - \langle u'_{pj} u'_g \rangle - \langle v'_{pj} v'_g \rangle - \langle w'_{pj} w'_g \rangle). \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & c_g \rho_g u_g \frac{\partial t_g}{\partial z} + c_g (\rho_g v_g + \langle \rho'_g v'_g \rangle) \frac{\partial t_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left[r c_g \rho_g \left(\frac{\eta_g}{Pr_g} \frac{\partial t_g}{\partial r} - \langle t'_g v'_g \rangle \right) \right] + 10^{-3} u_g \frac{\partial P}{\partial z} + 10^{-3} \sum_{i=1}^{M_r+M_{ab}} F_{air} (u_g - u_{pi}) + \\ & + \sum_{i=1}^{M_r+M_{ab}} a_{\Sigma i} (t_{pi} - t_g) \frac{6\beta_i}{\delta_i} + 6 \sum_{j=1}^{M_c} \frac{(\mu_{CO_2} - \mu_{O_2}) k_{C+O_2j} S_j \beta_j C_{O_2}}{(k_{C+O_2j} + S_j) \delta_j} \times \left[c_{pj} t_{pj} - c_g t_g + \frac{0,5(u_g - u_{pi})^2}{10^3} \right] + 10^{-3} \rho_g \eta_{kg} \left(\frac{\partial u_g}{\partial r} \right)^2; \end{aligned} \quad (12)$$

$$c_{pi} \beta_i u_{pi} \frac{\partial t_{pi}}{\partial z} + c_{pi} (\beta_i v_{pi} + \langle \beta'_i v'_{pi} \rangle) \frac{\partial t_{pi}}{\partial r} = \frac{\partial (r \beta_i c_{pi} \langle t'_{pi} v'_{pi} \rangle)}{r \partial r} - a_{\Sigma i} (t_{pi} - t_g) \frac{6\beta_i}{\delta_i \rho_{pi}} + \frac{6v_i k_{C+O_2j} S_j \beta_j C_{O_2} Q}{(k_{C+O_2j} + S_j) \delta_j \rho_{pi}} - u_{pi} \beta_i h_i c_{pi} t_{pi} - \frac{\partial (r Q_{rad,i})}{r \partial r}, \quad (13)$$

$$v_j = 1, v_s = 0.$$

$$\begin{aligned} & \beta_i u_{pi} \frac{\partial \langle v_{pi}^2 \rangle}{\partial z} + (\beta_i v_{pi} + \langle \beta'_i v'_{pi} \rangle) \frac{\partial \langle v_{pi}^2 \rangle}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r \tau_i \beta_i \langle v_{pi}^2 \rangle \frac{\partial \langle v_{pi}^2 \rangle}{\partial r} \right) - \frac{2 \partial (\tau_i \beta_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle)}{r \partial r} - 2 \beta_i \langle v'_{pi} v'_{pi} \rangle \frac{\partial v_{pi}}{\partial r} - \\ & - \frac{2 \tau_i \beta_i \langle v'_{pi} v'_{pi} \rangle \partial \langle w_{pi}^2 \rangle}{3r \partial r} - \frac{4 \beta_i \tau_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle \partial \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle}{3r \partial r} + \frac{4 \beta_i \tau_i \langle w_{pi}^2 \rangle^2}{3r^2} - \frac{4 \tau_i \beta_i \langle v_{pi}^2 \rangle \langle w_{pi}^2 \rangle}{3r^2} - \\ & - \frac{4 \beta_i \tau_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle^2}{3r^2} - \langle v_{pi}^2 \rangle h_i \beta_i u_{pi} + \frac{2 \beta_i (\langle v'_{pi} v'_{pi} \rangle - \langle v_{pi}^2 \rangle)}{\tau_i} + A_i, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} A_i = 2 \left\{ \frac{\left[\frac{1-K_n}{2} - \frac{1-K_r}{7} \right]^2 \delta_m^2 \beta_i \left(\frac{\partial u_{pi}}{\partial r} \right)^2 N_{\Sigma i} + \sum_{y \neq i}^{M_r+M_{ab}} \left(\frac{1-K_n - 2(1-K_r)}{7} \right)^2 |u_{py} - u_{pi}|^2 \beta_i m_y^2 N_{\Sigma y,i}}{6912 \beta_m^2} - \right. \\ \left. - \sum_{i=1}^{M_r+M_{ab}} U_i \frac{\left[1 - \left(\frac{1-K_n}{2} - \frac{1-K_r}{7} \right)^2 \right] \langle v'_{py,j} \rangle^2 \beta_i m_y^2 N_{\Sigma y,i}}{3(m_y + m_i)^2} \right\}, \quad K_n < 0. \end{aligned}$$

Уравнения переноса момента $\langle w'_{pi} \rangle$ (15), рейнольдсова напряжения $\langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle$ (16), аксиальной составляющей пульсационной энергии частиц $\langle u'^2_{pi} \rangle$ (17) имеют вид:

$$\beta_i u_{pi} \frac{\partial \langle w'^2_{pi} \rangle}{\partial z} + (\beta_i v_{pi} + \langle \beta'_i v'_{pi} \rangle) \frac{\partial \langle w'^2_{pi} \rangle}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r \tau_i \beta_i \langle v'^2_{pi} \rangle \frac{\partial \langle w'^2_{pi} \rangle}{\partial r} \right) + \frac{2\partial}{\partial r} \left(r \tau_i \beta_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle \frac{\partial \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle}{\partial r} \right) - \frac{2\partial(\tau_i \beta_i \langle w'^2_{pi} \rangle)}{3r\partial r} + \frac{2\partial(\tau_i \beta_i \langle v'^2_{pi} \rangle \langle w'^2_{pi} \rangle)}{3r\partial r} + \frac{2\partial(\tau_i \beta_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle^2)}{3r\partial r} - \frac{2\beta_i v_{pi} \langle w'^2_{pi} \rangle}{r} + \frac{2\tau_i \beta_i \langle v'^2_{pi} \rangle \partial \langle w'^2_{pi} \rangle}{3r\partial r} + \frac{4\tau_i \beta_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle \partial \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle}{3r\partial r} - \frac{4\tau_i \beta_i \langle w'^2_{pi} \rangle^2}{3r^2} + \frac{4\tau_i \beta_i \langle v'^2_{pi} \rangle \langle w'^2_{pi} \rangle}{3r^2} + \frac{4\tau_i \beta_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle^2}{3r^2} - \langle w'^2_{pi} \rangle h_i \beta_i u_{pi} + \frac{2\beta_i}{\tau_i} (\langle w'_{pi} w'_g \rangle - \langle w'^2_{pi} \rangle) + A_i. \quad (15)$$

$$\beta_i u_{pi} \frac{\partial \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle}{\partial z} + (\beta_i v_{pi} + \langle \beta'_i v'_{pi} \rangle) \frac{\partial \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle}{\partial r} = \frac{2\partial}{\partial r} \left(\beta_i r \tau_i \langle v'^2_{pi} \rangle \frac{\partial \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle}{\partial r} \right) - \beta_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle \frac{\partial v_{pi}}{\partial r} + \frac{2\partial(\beta_i \tau_i \langle v'^2_{pi} \rangle \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle)}{3r\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \beta_i \tau_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle \frac{\partial \langle v'^2_{pi} \rangle}{\partial r} \right) - \frac{4\partial(\beta_i \tau_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle \langle w'^2_{pi} \rangle)}{3r\partial r} - \frac{\beta_i \tau_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle \partial \langle w'^2_{pi} \rangle}{r \partial r} - \frac{10\beta_i \tau_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle \langle w'^2_{pi} \rangle}{3r^2} - \frac{\beta_i v_{pi} \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle}{r} + \frac{2\tau_i \beta_i \langle v'^2_{pi} \rangle \partial \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle}{3r \partial r} + \frac{2\beta_i \tau_i \langle v'^2_{pi} \rangle \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle}{3r^2} - \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle h_i \beta_i u_{pi} + \frac{\beta_i \tau_i \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle \partial \langle v'^2_{pi} \rangle}{3r \partial r} + \frac{\beta_i (\langle v'_g w'_{pi} \rangle + \langle v'_{pi} w'_g \rangle - 2 \langle w'_{pi} v'_{pi} \rangle)}{\tau_i}. \quad (16)$$

$$\beta_i u_{pi} \frac{\partial \langle u'^2_{pi} \rangle}{\partial z} + (\beta_i v_{pi} + \langle \beta'_i v'_{pi} \rangle) \frac{\partial \langle u'^2_{pi} \rangle}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\beta_i r \tau_i \langle v'^2_{pi} \rangle \frac{\partial \langle u'^2_{pi} \rangle}{\partial r} \right) + 2\beta_i \tau_i \langle v'^2_{pi} \rangle \left(\frac{\partial u_{pi}}{\partial r} \right)^2 + \frac{2\beta_i}{\tau_i} (\langle u'_{pi} u'_g \rangle - \langle u'^2_{pi} \rangle) - \langle u'^2_{pi} \rangle h_i \beta_i u_{pi} + A_i. \quad (17)$$

Корреляции второго порядка $\langle \beta'_i v'_{pi} \rangle$, $\langle \rho'_g v'_g \rangle$, $\langle u'_{pi} v'_{pi} \rangle$, $\langle C'_\chi v'_g \rangle$, $\langle t'_g v'_g \rangle$, $\langle t'_{pi} v'_{pi} \rangle$, $\langle n'_j v'_{pi} \rangle$, $\langle u'_g v'_g \rangle$, фигурирующие в уравнениях (1)–(17), вычисляются на основе гипотезы Бусинеска [9]. Смешанные моменты $\langle v'_{pi} v'_g \rangle$, $\langle w'_{pi} w'_g \rangle$, $\langle v'_g w'_{pi} \rangle$, $\langle v'_{pi} w'_g \rangle$, $\langle u'_{pi} u'_g \rangle$, присутствующие в уравнениях (11), (14)–(17), определяются через корреляции несущего потока в локальном приближении в соответствии с рекомендациями [9].

Левые части уравнений (1)–(7) учитывают конвективный и пульсационный перенос фаз в аксиальном и радиальном направлениях, правые – влияние гетерогенной реакции $C + O_2 = CO_2$ и миграцию частиц из ядра в КЗ. В уравнении движения газа (8) фигурируют вязкие и рейнольдсовы напряжения, градиент давления, сила аэродинамического сопротивления и сила реакции, возникающая при переходе сгоревшего углерода в газовую фазу. Уравнения (9), (10) включают в себя турбулентные напряжения, силы тяжести, межфазного и межчастичного взаимодействия, центробежную силу, возникающую за счет трансверсальных пульсаций скорости частиц, а также перенос импульса из ядра потока в КЗ. В правой части уравнения

(11) первый член описывает молекулярный и турбулентный перенос пульсационной энергии, второй – ее генерацию за счет энергии осредненного движения, третий – ее диссипацию, обусловленную вязкостью газовой фазы и присутствующих в ней частиц, четвертый – генерацию турбулентной энергии в следах за частицами, последний – затраты пульсационной энергии газа, связанные с вовлечением в пульсационное движение нового вещества CO_2 . В (12) учитываются молекулярный и турбулентный перенос газового потока, работа рейнольдсовых напряжений, сил давления и межфазного взаимодействия, лучистый и конвективный теплообмен между газом и частицами, а также избыток энthalпии и недостаток кинетической энергии той части вещества частиц кокса, которая переходит в газ за счет гетерогенной реакции. В (13) фигурируют члены, учитывающие пульсационный теплоперенос в твердой фазе, теплообмен между несущей средой и дисперсной фазой, тепловыделение за счет гетерогенной реакции, перенос энthalпии между зонами (ядро – кольцо) и радиационный теплоперенос в дисперсной фазе.

Рассмотрим физический смысл уравнений (14)–(17) на примере уравнения (17) для пере-

менной $\langle u'_{pi}{}^2 \rangle$. Первый член правой части уравнения описывает пульсационный перенос хаотической энергии $\langle u'_{pi}{}^2 \rangle$, второй — ее порождение, третий — генерацию и диссипацию турбулентной энергии дисперсной фазы за счет действия силы аэродинамического сопротивления, четвертый — перенос пульсационной энергии из ядра в КЗ, пятый — скорость производства и диссипации псевдотурбулентной энергии твердой фазы из-за межчастичных столкновений.

Граничные условия на оси потока для уравнений (1)–(17) задаются из соображения симметрии ($r = 0$) (соотношение (18)).

Граничные условия на стенке канала ($r = R$) формируются соотношениями (19)–(28), в которых учитываются взаимодействие частиц со стенкой топки, лучистый, кондуктивный и конвективный теплообмен между газодисперсным потоком и стенкой, гетерогенные реакции, конвективный и радиационный теплообмен между дисперсной фазой и газом, миграцию частиц из ядра потока в КЗ.

Выражения (19), (22)–(25) получены с использованием методики расчета, описанной в работе [10], согласно которой рассчитываются два противоположно направленных потока частиц: к «дырчатой» стенке и от нее после удара с учетом того, что от нее отражается лишь $(1 - f_i)$ часть частиц. Далее $v_{pi,w}$, $u_{pi,w}$, $\langle v'_{pi}v'_{pi} \rangle_w$, $\langle w'_{pi}w'_{pi} \rangle_w$, $\langle u'_{pi}u'_{pi} \rangle_w$, $\langle w'_{pi}w'_{pi} \rangle_w$ находятся осреднением параметров этих потоков. Выраже-

ния (26), (27) определяются интегрированием уравнений (12), (13) по половинному контрольному объему, непосредственно примыкающему к настенным экранам [11].

Полная система уравнений (1)–(17) с граничными условиями (18)–(28) содержит уравнения двух типов: параболические и гиперболические. Эта система решается маршевым методом с использованием прямой и обратной прогонок и итераций для параболических уравнений (1)–(3), (5)–(9), (11)–(17) на каждом шаге продольной координаты. Конвективный член в радиальном направлении в параболических уравнениях аппроксимируется по гибридной схеме [12]. Уравнение неразрывности газа (4) и сохранения количества движения частиц (10) аппроксимируется по неявной четырехточечной схеме [13]. Линеаризация конвективных членов проводится при помощи метода Ньютона [12]. Градиент давления исключается с помощью известного метода Симуни [14]. Используя при интегрировании уравнения (10) вычислительную схему бегущего счета, находим значение радиальной скорости частиц у стенки топки, что позволяет из первого выражения (19) определить величину $\beta_{i,w}$, а из уравнения сохранения массы твердой фазы (20) — долю частиц f_i , мигрирующих из ядра потока в КЗ. Для определения переноса лучистой энергии $\partial(rQ_{\text{radi}})/(\partial r)$, фигурирующей в уравнении (13), используется локально одномерная двух-точечная модель излучения Гибсона [15].

$$\frac{\partial C_{\tau}}{\partial r} = \frac{\partial u_{\tau}}{\partial r} = \frac{\partial k_{\tau}}{\partial r} = \frac{\partial \beta_{\tau}}{\partial r} = \frac{\partial n_{\tau}}{\partial r} = v_{\tau} = v_{pi} = \frac{\partial t_{\tau}}{\partial r} = \frac{\partial t_{pi}}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial u_{pi}}{\partial r} = \frac{\partial \langle v'_{pi}v'_{pi} \rangle}{\partial r} = \frac{\partial \langle w'_{pi}w'_{pi} \rangle}{\partial r} = \frac{\partial \langle u'_{pi}u'_{pi} \rangle}{\partial r} = \frac{\partial \langle w'_{pi}w'_{pi} \rangle}{\partial r} = 0, \quad (18)$$

$$v_{pi,w} = \frac{\delta_i K_n f_i}{12\sqrt{2}\beta_{i,w}(1-K_n)(1-f_i)} \left(\frac{\partial v_{pi}}{\partial r} \right)_w, \quad u_{pi,w} = \frac{\delta_i [7K_n - (5+2K_{\tau})(1-f_i)]}{24\sqrt{2}\beta_{i,w}(1-K_{\tau})(1-f_i)} \left(\frac{\partial u_{pi}}{\partial r} \right)_w; \quad (19)$$

$$f_i \left[r_w v_{pi,w} \beta_{i,w} - (rD_{pi})_w \left(\frac{\partial \beta_i}{\partial r} \right)_w \right] = (r\beta_i u_{pi})_w h_i \Delta r; \quad (20) \quad f_i \left[r_w v_{pi,w} n_{i,w} - (rD_{pi})_w \left(\frac{\partial n_i}{\partial r} \right)_w \right] = (rn_i u_{pi})_w h_i \Delta r; \quad (21)$$

$$\langle v'_{pi}v'_{pi} \rangle_w = \frac{K_n \delta_i [1-K_n(1-f_i)]}{12\sqrt{2}\beta_{i,w}(1-f_i)(1-K_n^2)} \left(\frac{\partial \langle v'_{pi}v'_{pi} \rangle}{\partial r} \right)_w; \quad (22) \quad \langle w'_{pi}w'_{pi} \rangle_w = \frac{[K_n - (5+2K_{\tau})^2(1-f_i)/49] \delta_i}{12\sqrt{2}\beta_{i,w}(1-f_i)[1-(5+2K_{\tau})^2/49]} \left(\frac{\partial \langle w'_{pi}w'_{pi} \rangle}{\partial r} \right)_w; \quad (23)$$

$$\langle u'_{pi}u'_{pi} \rangle_w = \frac{[(5+2K_{\tau})^2(1-f_i)/49 - K_n] \delta_i}{12\sqrt{2}\beta_{i,w}(1-f_i)[(5+2K_{\tau})^2/49 - 1]} \left(\frac{\partial \langle u'_{pi}u'_{pi} \rangle}{\partial r} \right)_w; \quad (24) \quad \langle w'_{pi}v'_{pi} \rangle_w = \frac{K_n \delta_i [7+(5+2K_{\tau})(1-f_i)]}{12\sqrt{2}\beta_{i,w}(1-f_i)[7+K_n(5+2K_{\tau})]} \left(\frac{\partial \langle w'_{pi}v'_{pi} \rangle}{\partial r} \right)_w; \quad (25)$$

$$\left(\frac{rp_{pi}\beta_i c_{pi} n_{i,pi}}{Pr_{i,pi}} \right)_{r=R-\frac{\Delta r}{2}} \left(\frac{\partial t_{pi}}{\partial r} \right)_{r=R-\Delta r} = -[\alpha_{\text{cond}}(t_{pi} - t_w)r]_w - [ru_{pi}\beta_i c_{pi} t_{pi}]_w \frac{\rho_{pi} h_i \Delta r}{2} - \quad (26)$$

$$-3\Delta r \left[\alpha_{\Sigma,i}(t_{pi} - t_g) \frac{\beta_i r}{\delta_i} \right]_w + 3v_i Q \Delta r \left[\frac{k_{C+O_2,i} S_i \beta_i C_{O_2,r}}{(k_{C+O_2,i} + S_i) \delta_i} \right]_w - \frac{rp_{pi} \Delta r}{2} \left[\frac{\partial(rQ_{\text{radi}})}{r \partial r} \right]_w;$$

$$\left(\frac{rc_g \rho_g \eta_g}{Pr_g} \right)_{r=R-\frac{\Delta r}{2}} \left(\frac{\partial t_g}{\partial r} \right)_{r=R-\Delta r} = -[\alpha_{\text{conv}}(t_g - t_w)r]_w + 3\Delta r \sum_{i=1}^{M_c+M_{\text{ash}}} [\alpha_{\Sigma,i}(t_{pi} - t_g) \frac{\beta_i r}{\delta_i}]_w; \quad (27)$$

$$u_g = k_g = \partial C_{pi}/\partial r = 0. \quad (28)$$

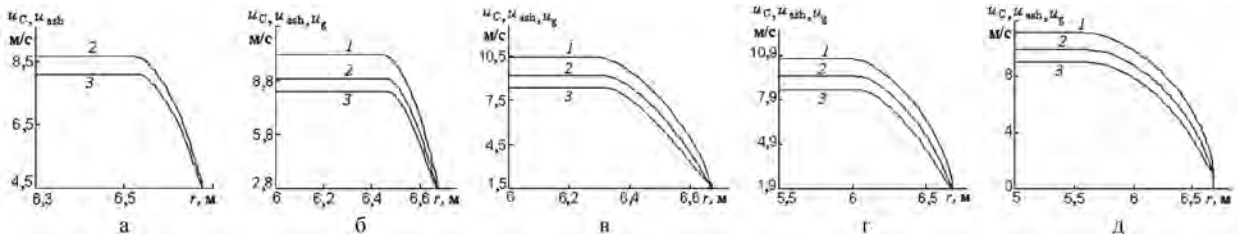


Рис.1. Распределение аксиальных скоростей газа $u_g(r)$, частиц кокса $u_c(r)$ и золы $u_{ash}(r)$ по поперечному сечению ядра потока на разных отметках НП (z , м): а – 3; б – 5; в – 7; г – 10; д – 15; 1 – газ; 2 – кокс; 3 – зола (вариант I).

Исходные данные для расчета НП топки котлоагрегата с ЦКС

Наименование	Варианты расчета			
	I	II	III	IV
Постоянная спада экспоненты [16], m^{-1} :				
h_C	0,4	0,49	0,49	0,9
h_{ash}	0,4	0,49	0,49	0,9
Расход частиц на входе:				
кокс $B_C \cdot 10^{-6}$, кг/ч	4,2	5,5	1,3	3,14
зола $B_{ash} \cdot 10^{-7}$, кг/ч	2,8	5,3	4,99	1,5
Концентрация углерода в РМ на входе C_C , %	13	9,4	2,55	17,3
Температура стенки экранов НП t_w , °C	700	650	500	700
Расходы газовых компонентов на входе, кг/ч:				
O_2 W_{O_2}	160986	160986	160986	112690
CO_2 W_{CO_2}	265627	265627	265627	185939
N_2 $W_{N_2} \cdot 10^{-6}$	1,19	1,19	1,19	0,83
Средняя скорость газа на входе $u_{g,m0}$, м/с	10	10	10	7
Средняя скорость частиц кокса и золы на входе, м/с	8	8	8	6
Удельный расход рециркулирующей массы на входе, кг/(с·м ²)	64	116,5	101,6	35,9

Обсудим четыре варианта расчета рабочего процесса горения АШ в НП топки с ЦКС, начальные условия для которых приведены в таблице. Распределение полей температур, концентраций и скоростей фаз во входном сечении НП принимается равномерным. В варианте I рассчитывается топочная камера, состоящая из переходной области $0 < z < 8$ м и зоны пневмотранспорта $8 м < z < 26$ м, а в вариантах II–IV рассчитывается только переходная зона. Для всех вариантов: $t_{g,b} = t_{C0} = t_{ash0} = 900$ °C; $\delta_{C0} = 0,3$ мм; $\delta_{ash} = 0,4$ мм; $E_a = 128000$ кДж/кмоль; $k_0 = 27500$ м/с; $K_n = K_\tau = 0,85$; $\rho_{ash} = 1650$ кг/м³; $\rho_C = 1300$ кг/м³; $S_{НП} = 140$ м².

На рис.1–3 показано распределение кинематических характеристик полидисперсного потока коксозольных частиц по поперечному сечению топки на различных отметках НП котлоагрегата с ЦКС. Видно, что в диапазоне $0 < z \leq 7$ м происходит значительное уменьшение скоростей частиц u_C и u_{ash} у стенки топки ($r = 6,68$ м) от 8 м/с (см. таблицу) до 1,58–1,87 м/с (рис.1, а-в, кривые 2, 3). Это связано прежде всего с изменением характера распределения зависимостей $\beta_C(r)$ и $\beta_{ash}(r)$ по высоте рассматриваемого интервала (переход от равномерного распределения на входе в НП к неравномерному с макси-

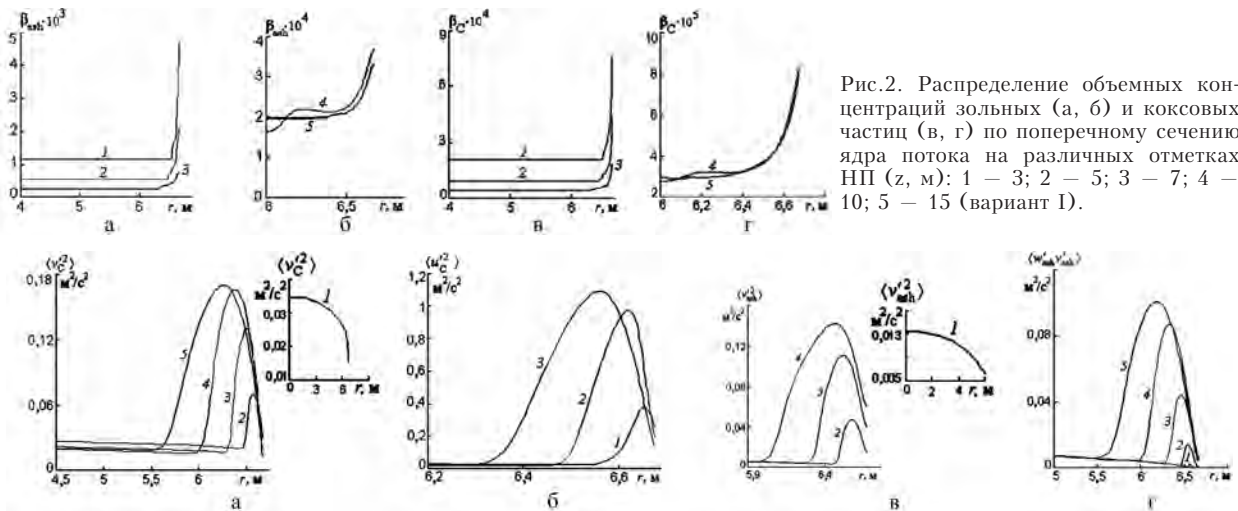


Рис.2. Распределение объемных концентраций зольных (а, б) и коксовых частиц (в, г) по поперечному сечению ядра потока на различных отметках НП (z , м): 1 – 3; 2 – 5; 3 – 7; 4 – 10; 5 – 15 (вариант I).

Рис.3. Распределение по поперечному сечению ядра потока вторых моментов $\langle v_C'^2 \rangle$ (а), $\langle v_C'^2 \rangle$ (б), $\langle v_{ash}'^2 \rangle$ (в) и $\langle v_{ash}'^2 \rangle$ (г) пульсационной скорости зольных и коксовых частиц на различных отметках НП (z , м): 1 – 3; 2 – 5; 3 – 7; 4 – 10; 5 – 15 (вариант I).

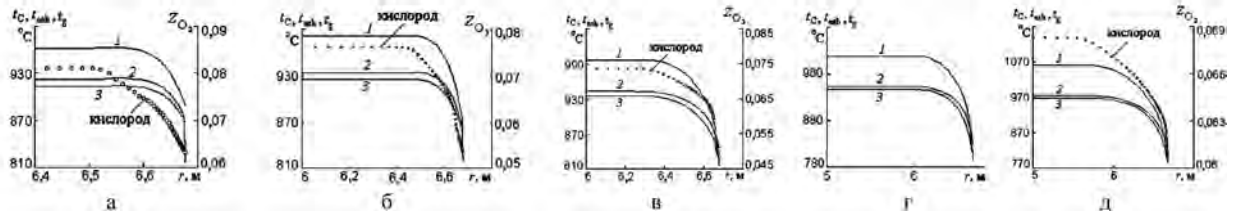


Рис.4. Распределение доли O_2 $Z_{O_2}(r)$, температур газа $t_g(r)$, частиц кокса $t_C(r)$ и золы $t_{ash}(r)$ по поперечному сечению ядра потока на разных отметках НП ($z, м$): а – 3; б – 5; в – 7; г – 10; д – 15; 1 – газ; 2 – кокс; 3 – зола (вариант I).

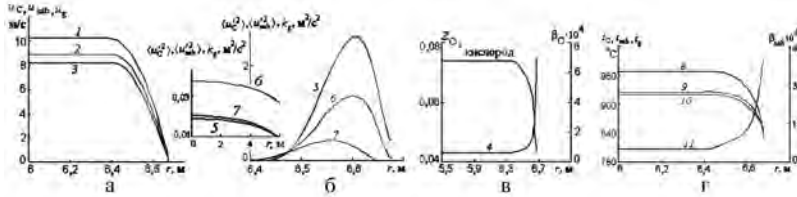


Рис.5. Распределение по поперечному сечению ядра потока на отметке НП $z = 5,5 м$ аксиальных скоростей (а) и пульсационных энергий (б) фаз, доли кислорода и концентрации кокса (в), концентрации золы и температур фаз (г): 1, 7, 9 – газ; 2, 4, 6, 8 – кокс; 3, 5, 10, 11 – зола; 5, 6 – $\langle v'_{pi^2} \rangle$; 8, 10 – t_{pi} ; 4, 11 – β_i (вариант II; индекс $i = j, s$).

мумами функций $\beta_C(r)$ и $\beta_{ash}(r)$ в пристеночной зоне, а минимумами – в приосевой (рис.2)).

Если характер распределения кривых $\beta_C(r)$ и $\beta_{ash}(r)$ сохраняется во всех сечениях, принадлежащих интервалу $3 м \leq z \leq 7 м$ ($\beta_{C,max}/\beta_{C,min} = 3,7-4,8$, $\beta_{ash,max}/\beta_{ash,min} = 3,5-3,9$ (рис.2, а, в, кривые 1-3)), то поведение зависимостей $\langle v'_C{}^2 \rangle(r)$ и $\langle v'_{ash}{}^2 \rangle(r)$ претерпевает значительные изменения по высоте переходной зоны (рис.3, а, в).

В области высоких значений β_C и β_{ash} ($z = 3 м$) функции $\langle v'_C{}^2 \rangle(r)$ и $\langle v'_{ash}{}^2 \rangle(r)$ убывают (кривые 1), а на участке $3 м < z \leq 7 м$ происходит перестройка указанных профилей (смещение максимумов $\langle v'_C{}^2 \rangle(r)$ и $\langle v'_{ash}{}^2 \rangle(r)$ от оси в периферийную область (ср. кривые 1 и 2), причем значения $\langle v'_C{}^2 \rangle_{max}$ и $\langle v'_{ash}{}^2 \rangle_{max}$ увеличиваются с ростом координаты z (кривые 2-5). Подобная картина наблюдается также при эволюции реинольдсовых напряжений $\langle u'_C{}^2 \rangle$ и $\langle w'_{ash} v'_{ash} \rangle$ в диапазоне $3 м \leq z \leq 7 м$ (рис.3, б, г). Отношение составляющих энергии хаотического движения коксовых частиц $\langle u'_C{}^2 \rangle / \langle v'_C{}^2 \rangle$ существенно меняется по поперечному сечению реактора. Например, в интервале $0 < r < 6 м$ на отметке НП $z = 7 м$ указан-

ное соотношение изменяется незначительно (от 1,16 до 1,3), а у стенки ($r = 6,56 м$) – более существенно (до 9) (рис.3, а, б, кривые 3). Таким образом, поле пульсационной энергии коксовых частиц в ядре потока можно считать близким к изотропному, а в пристеночной зоне – анизотропным.

На рис.4 показаны профили температур фаз в различных сечениях НП топочной камеры котла с ЦКС. В ядре потока $0 < r < (5,8-6,68) м$ наблюдается равномерное распределение температур газа и коксозольных частиц, а в пристеночной зоне резкое убывание $t_g(r)$, $t_C(r)$ и $t_{ash}(r)$. Это происходит несмотря на более интенсивное выгорание кислорода по сравнению с зоной ядра за счет высокой концентрации частиц кокса в рассматриваемой области (рис.2, в, г). Такое падение температур фаз связано в основном с кондуктивно-конвективным теплообменом между газодисперсным потоком и настенными экранами. Из рис.4 видно, что температурный напор $t_C(r) - t_{ash}(r)$ возрастает в реакционной зоне от $49 °C$ ($z = 3 м$) до $90 °C$ ($z = 15 м$), а у стенки на участке $3 м \leq z \leq 7 м$ падает от 21 до $6 °C$.

Повышение удельного расхода рециркулирующей массы на входе в НП от $64 кг/(с \cdot м^2)$

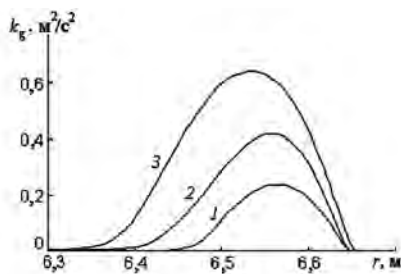


Рис.6. Распределение турбулентной энергии газа по поперечному сечению топки: 1 – вариант I ($z = 5 м$); 2 – вариант II ($z = 5,5 м$); 3 – вариант III ($z = 6 м$).

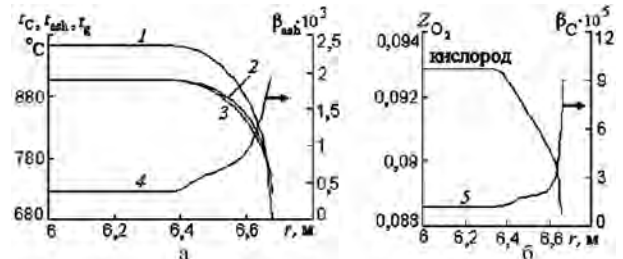


Рис.7. Распределение по поперечному сечению ядра потока на отметке НП $z = 6 м$ температур фаз и концентрации золы (а), концентрации кокса и доли окислителя (б): 1, 5 – кокс; 2 – газ; 3, 4 – зола; 1, 3 – t_{pi} ; 4, 5 – β_i (вариант III; индекс $i = j, s$).

(вариант I) до 116,5 кг/(с·м²) (вариант II) приводит к заметному уменьшению скоростей дисперсной фазы у стенки ($r = 6,68$ м): $u_{CII,w}/u_{CI,w} = 0,23$ и $u_{ashII,w}/u_{ashI,w} = 0,171$ (ср. рис.1,б и рис.5,а, кривые 2, 3), что связано с ростом концентраций β_C и β_{ash} ($\beta_{ashII,w}/\beta_{ashI,w} = 2$; $\beta_{CII,w}/\beta_{CI,w} = 1,6$; рис.2, а, в, кривые 2; рис.5, в, г, кривые 4, 11).

Несмотря на увеличение концентрации дисперсной фазы β_{Σ} в пристеночной области значения функции $k_g(r)$ в интервале $6,4 \text{ м} < r < 6,68 \text{ м}$ возрастают за счет того, что генерация пульсационной энергии газа в следах за крупными частицами G_g превалирует над скоростью ее диссипации ε_p , связанной с присутствием дисперсной примеси в газе (см. (11); рис.6, кривые 1, 2). Аналогично наблюдается тенденция роста аксиальной компоненты пульсационной энергии коксовых частиц $\langle u'_{C^2} \rangle$: $(\langle u'_{CII^2} \rangle / \langle u'_{CI^2} \rangle)_{r=6,62 \text{ м}} = 1,4$ (рис.3, б, кривая 2; рис.5, б, кривая 6). Это можно объяснить увеличением градиента аксиальной скорости дисперсной фазы $|\partial u_{CII} / \partial r| > |\partial u_{CI} / \partial r|$ (рис.1,б, рис.5,а, кривые 2), вследствие чего возрастает скорость генерации хаотической энергии твердой фазы из-за столкновения монодисперсных частиц (см. (17)).

Продольные составляющие пульсационных энергий частиц кокса $\langle u'_{CII^2} \rangle$ и золы $\langle u'_{ashII^2} \rangle$ (вариант II) значительно превышают турбулентную энергию газа в пристеночной области $6,45 \text{ м} < r < 6,68 \text{ м}$: $(\langle u'_{CII^2} \rangle / k_{gII})_{r=6,58 \text{ м}} = 3,25$ и $(\langle u'_{ashII^2} \rangle / k_{gII})_{r=6,58 \text{ м}} = 6$ (рис.5, б, кривые 5–7). В ядре потока ($0 < r < 6,45 \text{ м}$) отношения $\langle u'_{CII^2} \rangle / k_{gII} = 1,85\text{--}2,9$ и $\langle u'_{ashII^2} \rangle / k_{gII} \approx 1$. На основании сказанного можно утверждать, что основным механизмом перемешивания инерционных частиц в неизотермических потоках в пристеночной области является пульсационная энергия дисперсной фазы, а в приосевой зоне необходимо учитывать два механизма переноса: турбулентного и псевдотурбулентного происхождения. В варианте II

количество израсходованного на горение кислорода в пристеночной области в 1,4 раза выше, чем в I ($\beta_{CII,w}/\beta_{CI,w} = 1,6$), однако температуры коксовых $t_{CII,w}$ и зольных $t_{ashII,w}$ частиц в варианте II оказываются ниже, чем в варианте I ($t_{CI,w} - t_{CII,w} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ и $t_{ashI,w} - t_{ashII,w} = 9 \text{ }^\circ\text{C}$; рис.4, б, кривые 1, 3; рис.5, г, кривые 8, 10) за счет того, что температура стенки экранов НП $t_{wI} > t_{wII}$ (см. таблицу).

Уменьшение концентрации углерода в рециркулирующей массе на входе в НП от 9,4 до 2,55 % и температуры экранных поверхностей топочной камеры на 150 °С (см. таблицу, варианты II, III) способствует понижению интенсивности выгорания кислорода в пристеночной зоне в 7,8 раз, температур частиц кокса на 148 °С и золы на 95 °С (рис.5, г, кривые 8, 10; рис.7,а, кривые 1, 3). В результате температура коксовых частиц $t_{CII,w} = 684 \text{ }^\circ\text{C}$ оказывается близкой к предельно допустимой температуре, выбранной из условия их дезактивации [17], что может препятствовать их повторному воспламенению при миграции из пристеночной области в реакционную зону.

Уменьшение скорости газа от 10 до 7 м/с, удельного расхода рециркулирующей массы на входе в НП от 116,5 до 35,9 кг/(с·м²) и повышение значений постоянных спада экспонент от 0,49 до 0,9 (см. таблицу, варианты II и IV) приводит к следующим изменениям параметров рабочего процесса в ПЗ:

а) скорость межфазного скольжения в ядре потока $u_g - u_C$ понижается в 1,2 раза, а межфракционного – увеличивается в 1,3 раза (ср. рис.5, а и рис.8, а);

б) отношение аксиальных компонент пульсационной энергии частиц кокса составляет $(\langle u'_{CII^2} \rangle / \langle u'_{CIV^2} \rangle)_{r=6,6 \text{ м}} = 1,8$, а золы – $(\langle u'_{ashII^2} \rangle / \langle u'_{ashIV^2} \rangle)_{r=6,6 \text{ м}} = 1,66$ (рис.5, б, кривые 5, 6; рис.8, в, кривые 9, 10);

в) перепад температур для коксовых частиц между приосевой зоной и пристеночной об-

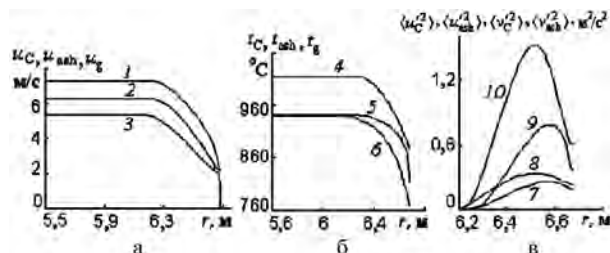


Рис.8. Распределение по поперечному сечению ядра потока на отметке НП $z = 5$ м аксиальных скоростей (а) и температур (б) фаз, составляющих пульсационных энергий частиц (в): 1, 5 – газ; 2, 4, 7, 9 – кокс; 3, 6, 8, 10 – зола; 9, 10 – $\langle u'_{pi^2} \rangle$; 7, 8 – $\langle v'_{pi^2} \rangle$ (вариант IV; индекс $i = j, s$).

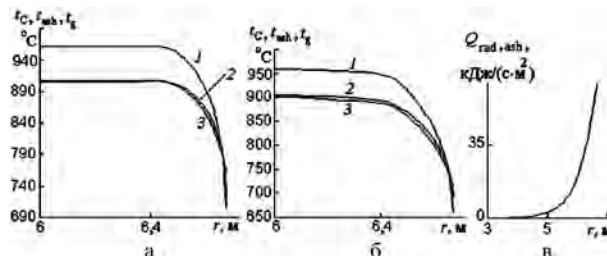


Рис.9. Распределение по поперечному сечению ядра потока на отметке НП $z = 5,5$ м температур зольных t_{ash} и коксовых t_C частиц и газа t_g без учета лучистого теплопереноса (а), с его учетом (б), удельного радиационного потока в ансамбле зольных частиц (в): 1 – кокс; 2 – газ; 3 – зола (вариант III).

ластью $t_{C,r=0} - t_{C,w}$ в обоих вариантах практически одинаков в отличие от зольных частиц — $(t_{ash,r=0} - t_{ash,w})_{II} / (t_{ash,r=0} - t_{ash,w})_{IV} = 0,49$ (рис.5, г, кривые 8, 10; рис.8, б, кривые 4, 6), хотя температура стенки в варианте IV на 50 °С выше, чем в варианте II (см. таблицу).

На рис.1–8 представлены результаты расчетов процессов переноса в НП топки с ЦКС без влияния радиационного теплопереноса в дисперсной фазе (последние слагаемые правых частей уравнений (13) и (26)).

На рис.9, а, б показан пример сравнения расчетных значений температур коксовых и зольных частиц, полученных с учетом влияния радиационного теплопереноса в твердой фазе и без его учета. Видно, что в пристеночной зоне влияние радиационного теплообмена между дисперсной фазой и экранами топочной камеры приводит к уменьшению температуры частиц кокса $t_{C,w}$ на 44 °С и золы $t_{ash,w}$ — на 48 °С. Резкое возрастание удельного радиационного теплового потока $Q_{rad,ash}$ у стенки связано с увеличением температурного напора при $r \rightarrow R$ (рис.9, в).

Выводы

При помощи разработанной двухмерной математической модели движения, тепломассообмена и химического реагирования полидисперсного ансамбля коксозольных частиц была получена детальная информация об аэродинамической структуре и физико-химических процессах в НП топки крупномасштабного промышленного котла, предназначенного для сжигания АШ. Данная модель дает результаты, существенно уточняющие представления о процессах переноса в пристеночной области, связанных с тепломассообменом и горением, и дает информацию о ее границах, важную для правильной организации диагностики процесса в топках ЦКС-котлоагрегатов. Эта информация может быть использована при проектировании котлов с ЦКС на стадии рабочего проектирования, а также при наладке и эксплуатации существующих агрегатов.

Установлено, что структура полидисперсного потока в ПЗ неоднородна по сечению топки. В ядре НП наблюдается равномерное распределение концентрационных, скоростных и температурных полей фаз, а у стенки происходит резкое изменение рассматриваемых параметров. Так, например, объемная концентрация частиц у стенки на порядок выше, чем в приосевой зоне.

Выявлено, что в пристеночной зоне коксолод выгорает более интенсивно по сравнению с ядром потока из-за существенно более высокой

концентрации частиц кокса. Это происходит на фоне резкого падения температур фаз, связанного в основном с кондуктивно-конвективным теплообменом между газодисперсным потоком и настенными экранами.

Изучено влияние кондуктивно-конвективного и радиационного теплообмена (между двухфазным потоком и настенными экранами НП) на распределение температур фаз в пристеночной зоне. Установлено, что учет влияния радиационного теплообмена между дисперсной фазой и экранами приводит к уменьшению температуры частиц на 40–50 °С.

При организации процесса горения АШ в НП с малой концентрацией углерода в рециркулирующей массе возникает опасность переохлаждения коксозольных частиц в пристеночной зоне, которое существенно сказывается на их повторном воспламенении при миграции из пристеночной области в реакционную зону.

Полученные в расчетах ненулевые положительные значения u_C и u_{ash} у «дырчатой» стенки не противоречат изначально принятому определению границы между ядром (с восходящим дисперсным потоком) и КЗ (с нисходящим), но свидетельствуют о необходимости уточнения распределения полей параметров фаз во входном сечении НП (по сравнению с приятым равномерным) на основании расчета процессов переноса в КС или прямых экспериментальных измерений.

Результаты численных исследований показывают, что поскольку практически по всей площади поперечного сечения реактора (за исключением пристеночной зоны) основные осредненные параметры фаз изменяются незначительно, на стадиях эскизного и технического конструирования НП топочных камер крупномасштабных промышленных котлов с ЦКС с достаточной степенью точности можно использовать одномерные модели [4].

Условные обозначения

V	— расход, кг/ч
C	— концентрация кмоль/м ³
c	— теплоемкость, кДж/(кг·К)
D	— коэффициент диффузии, м ² /с
E _a	— энергия активации, кДж/кмоль
F	— сила, кг/(с ² ·м ²)
f	— доля частиц, поступающая из ядра в КЗ
G	— генерация турбулентной энергии газа в следах за частицами, кг/(с ³ ·м)
g	— ускорение свободного падения, м/с ²
h	— постоянная спада экспоненты, м ⁻¹
K	— коэффициент восстановления скорости при ударе
k	— кинетическая пульсационная энергия, м ² /с ²

k_{C+O_2} – константа скорости реакции, м/с
 k_0 – предэкспоненциальный множитель, м/с
 M – количество фракций
 m – масса частицы, кг
 N – частота ударов, 1/с
 n – счетная концентрация частиц
 P – давление газа, Н/м²
 Pr – критерий Прандтля
 Q – тепловой эффект, кДж/кмоль
 Q_{rad} – лучистая энергия, (кДж·м)/(с·кг)
 R – радиус канала, м
 r, z – радиальная и продольная координаты, м
 S – коэффициент массообмена, м/с
 s – сечение, м²
 t – температура, °С
 u, v, w – осредненные составляющие вектора скорости, м/с
 U – коэффициент
 V – вектор скорости
 Z – массовая доля компоненты газовой смеси
 α – коэффициент теплообмена, кДж/(с·м²·К)
 β – объемная концентрация частиц
 δ – диаметр частицы, м
 ε – диссипация пульсационной энергии, м²/с³
 η – кинематическая вязкость, м²/с
 μ – молекулярная масса, кг/кмоль
 ρ – плотность, кг/м³
 σ – эмпирическая постоянная
 τ – время динамической релаксации, с
 ν – параметр
 ΔP – перепад давления, Н/м²
 Δr – шаг по координате r , м

Индексы: а – сила аэродинамического сопротивления частицы; ash – зола; b – кипящий слой; C – углерод; CO₂ – углекислый газ; col – соударения; conv, cond, rad – конвективный, кондуктивный и лучистый теплообмен; g – газ; i = j, s; j = 1 – M_C; s = 1 – M_{ash}; k – пульсационная энергия газа; m – среднее значение; max, min – максимальный и минимальный параметры; N₂ – азот; n – нормальный; O₂ – кислород; p – частица; t – пульсации; w – стенка канала; y = 1 – M_C + M_{ash}; τ – тангенциальный; χ = 1–3 относятся к O₂, CO₂, N₂; np – надслоевое пространство; Σ – суммарный (лучистый + конвективный) теплообмен (или суммарная частота соударений за счет хаотического и осредненного движения); 0 – начальные условия; I, II, IV – варианты расчета; / – пульсационная составляющая при временном осреднении; <> – осреднение по времени и пространству.

Список литературы

1. Bader R., Findlay J., Knowlton T. M. Gas/solids flow patterns in a 30.5-cm-diameter circulating fluidized bed // *Circul. Fluidized Bed Technol. II. Proc. 2nd Intern. Conf.* – Oxford : Pergamon, 1988. – P. 123–137.
2. Hartge E.U., Rensner D., Werther J. Solids concentration and velocity patterns in circulating fluidized beds // *Ibid.* – P. 165–180.

3. Рябов Г.А., Фоломеев О.М., Трухачев С.Н. Экспериментальное исследование взаимосвязи процессов теплообмена и гидродинамики аэродинамической модели котла ЦКС // *Тепломассообмен Минский междунар. форум-2000.* – № 6. – С. 131–139.
4. Майстренко А.Ю., Рохман Б.Б., Топал А.И. и др. Инженерная методика и численные результаты расчетов топki котлоагрегата с циркулирующим кипящим слоем // *Энерготехнологии и ресурсосбережение.* – 2010. – № 5. – С. 6–13.
5. Ding J., Gidaspow D. A Bubbling fluidization model using kinetic theory of granular flow // *AIChE J.* – 1990. – Vol. 36, № 4. – P. 523–538.
6. Lun C.K.K., Savage S.B., Jeffrey D.J. et al. Kinetic theories for granular flow : Inelastic particles in Couette flow an slightly inelastic particles in general flow-field // *J. Fluid Mech.* – 1984. – Vol. 140, № 4. – P. 223–256.
7. Бувич Ю.А. Гидродинамическая модель дисперсного потока // *Изв. АН СССР. Механика жидкостей и газов.* – 1994. – № 1. – С. 79–87.
8. Andersen E. Statistic approach to continuum models for turbulent gas-particle flows : Ph.D. Thesis, Technical University of Denmark, Lyngby, 1990. – 164 p.
9. Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П. Турбулентные течения газовзвеси. – Киев : Наук. думка, 1987.
10. Шрайбер А.А., Рохман Б.Б. Моделирование аэродинамики двухфазного потока в переходной зоне надслоевого пространства реактора с циркулирующим кипящим слоем // *Пром. теплотехника.* – 2004. – Т. 26, № 2. – С. 6–12.
11. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М. : Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
12. Андерсон Д., Тоннехилл Д., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. – М. : Мир, 1990. – Т. 2. – 336 с.
13. Дорфман Л.А. Численные методы в газодинамике турбомашин. – Л. : Энергия, 1974. – 272 с.
14. Симуни Л.М. Численное решение задачи о неизотермическом движении жидкости в плоской трубе // *Инж.-физ. журн.* – 1966. – Т. 10, № 1. – С. 85–91.
15. Gibson M.M., Monahan I.A. A simple model of radiation heat transfer from a cloud of burning particles in a confined gas stream // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* – 1971. – Vol. 14. – P. 141–147.
16. Kunii D. Entrainment of solids from fluidized beds. I. Hold-up of solids in the freeboard. II. Operation of fast fluidized beds // *J. Powder Technol.* – 1990. – Vol. 61. – P. 193–206.
17. Чернявский Н.В., Соболев В.С., Голенко И.Л. Влияние эффекта дезактивации на процесс сжигания АШ в ЦКС // *Труды науч.-техн. семинара «Разработка новых угольных технологий для нужд энергетики».* – Киев : Знание, 1994. – С. 22–23.

Поступила в редакцию 01.03.11

The Theoretical Investigation of Aerodynamics Structure, Heat and Mass Transfer Processes in Freeboard Transition Zone of Circulating Fluidized Bed Fire-Chamber

*Maystrenko A.Yu.¹, Rokhman B.B.¹,
Vyfatnyuk V.G.², Chernyavskiy N.V.¹*

¹ Coal Energy Technologies Institute of NASU, Kiev

² Special Design and Technological Construction Bureau «Energomashproect», Kiev

An attempt to generalize mathematical model of coal transfer and combustion processes in pneumatic transport zone for furnace freeboard (FB) transition zone for calculation case of the large-scale circulating fluidized bed (CFB) installation is performed. The additional members into transport equations of averaged and fluctuating variables for this purpose are introduced. The members describe dispersed phase crossflow of mass, momentum and energy from the flow core to the annular zone. New boundary conditions which consider wall and particles interaction, radiant, conductive and convective heat transfer between gas-particle flow and screens are formulated. The numerical studies results substantially specify representations of transfer processes in wall-attached region in FB zone of CFB furnace.

Key words: circulating fluidized bed, gas, annular zone, core, freeboard, furnace, velocity, particle.

УДК 621.43

Расчетно-экспериментальное исследование процесса сгорания водорода в одноцилиндровом четырехтактном двигателе с искровым воспламенением

Марченко А.П.¹, Осетров А.А.¹, Дубей И.², Маамри Р.²

¹ Национальный технический университет «ХПИ», Харьков

² Университет провинции Квебек, Труа Ривьер, Канада

Обработкой экспериментальных данных получены постоянные эмпирические коэффициенты в формулах Вибе для определения количества выгоревшего топлива и скорости сгорания. Исследовано влияние угла опережения зажигания, степени сжатия и коэффициента избытка воздуха на динамику и продолжительность сгорания водорода. Показано, что наибольшее влияние на процесс сгорания водорода оказывает коэффициент избытка воздуха в цилиндре. Предложена функциональная зависимость продолжительности сгорания от коэффициента избытка воздуха.

Ключевые слова: сгорание, тепловыделение, водород, формула Вибе, одноцилиндровый двигатель, искровое воспламенение, степень сжатия, угол опережения зажигания, коэффициент избытка воздуха.

Обробкою експериментальних даних отримано постійні емпіричні коефіцієнти у формулах Вібе для визначення кількості палива, що вигоріло, та швидкості згорання. Досліджено вплив кута випередження запалювання, ступеня стиснення та коефіцієнта надлишку повітря на динаміку та тривалість згорання водню. Показано, що найбільший вплив на процес згорання водню здійснює коефіцієнт надлишку повітря у циліндрі. Запропоновано функціональну залежність тривалості згорання від коефіцієнта надлишку повітря.

Ключові слова: згорання, тепловиділення, водень, формула Вібе, одноциліндровий двигун, іскрове запалювання, ступінь стиску, кут випередження запалювання, коефіцієнт надлишку повітря.