

УДК 532.137.3

РАЗРАБОТКА ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ОСНОВ УНИВЕРСАЛЬНОЙ ДВУХСТУПЕНЧАТОЙ ГАЗОГЕНЕРАЦИИ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

Г.Ф. Кузнецов¹, Л.П. Холпанов², И.В. Елюхина¹

¹ Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия

² Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

Решение задачи сжигания различных видов твердого топлива, преимущественно углей, связано с трудностью обеспечения надежного горения при изменении его характеристик. Привлекательной идеей не только для теоретиков, но и эксплуатационников является разработка процесса, устойчивого и эффективного для топлив ухудшенного качества, что может быть реализовано в виде универсальной газогенерирующей приставки, работающей совместно со штатным дожигающим и воспринимающим тепло устройством.

Возможность такой экспериментальной реализации выявлена при использовании схемы двухступенчатой газификации с последующим дожиганием, где в качестве первой ступени служит вихревая камера, а второй ступени – камера с кипящим слоем (рис. 1). Большая часть опытов проводилась с челябинским бурым углем на различных установках от лабораторных до опытно-промышленных [1, 2]. Был опробован ряд схем взаимодействия измельченного топлива с воздухом (кипящий слой, фонтанирующий слой и др.), варьировались скорости газа и частиц, дисперсный состав топлива, конструктивное оформление камеры газогенерации.

Вихревая камера обладает максимальными возможностями форсировки из всех исследованных схем, обеспечивает высокую производительность газогенерирующей установки, но не позволяет получить минимальные значения механического недожога поступающего топлива. Камера с кипящим слоем дает близкий к нулю недожог топлива, низкую производительность газа. Конструкция двухступенчатой газогенерации наиболее полно охватывает требования к сжиганию широкого спектра твердых веществ, которые можно использовать в качестве топлива, уходящие газы содержат гораздо меньше вредных примесей, чем, например, при факельном сжигании, а получающаяся зола является экологически чистым сырьем для производства стройматериалов.

Среди проблем, имеющих место при описании процессов в вихревой камере, отвечающих главным условиям газогенерации твердого топлива, наиболее сложной является организация устойчивых бесшлаковочного

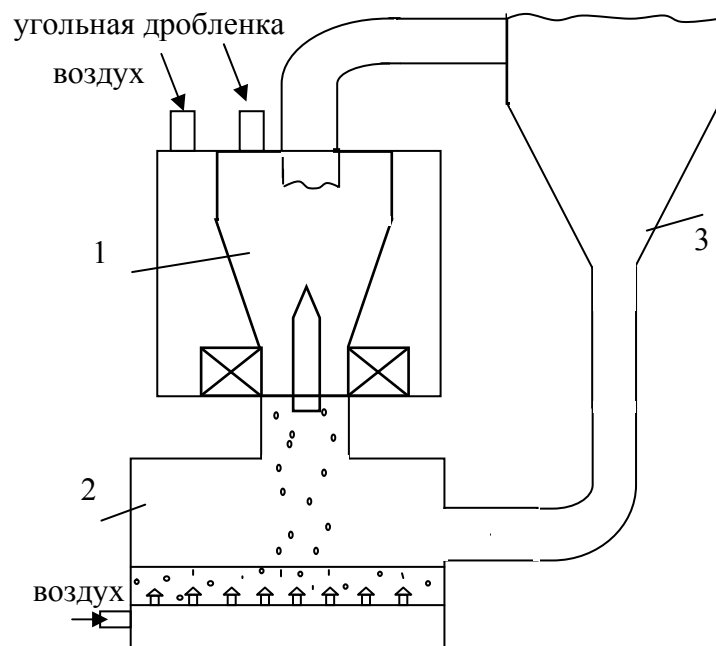


Рис. 1. Укрупненная схема системы сжигания:
1 – вихревая камера, 2 – камера с кипящим слоем,
3 – дожигающее устройство

процесса и зажигания, высокопроизводительной технологии. В первом случае требуется изучить влияние параметров рабочей схемы на распределение частиц, т.к. любое местное возрастание их концентрации создает благоприятные условия для шлакования. Для устойчивости зажигания в камере следует удерживать определенное количество горящего материала, что, прежде всего, определяется объемом уносимых частиц и плотностью частиц в ней.

Частицы угля в камере газогенератора радиусом R двигаются в основном под действием газового потока. При наличии тангенциальной компоненты скорости возникающая центробежная сила приводит к неравномерному распределению частиц в объеме, которое может нарушить нормальный процесс газификации и привести к слипанию частиц, появлению спеков. Для анализа этих явлений запишем уравнение Навье–Стокса для v_φ в цилиндрических координатах (r, φ, z) [3]:

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + \frac{v_\varphi v_r}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \varphi} + \nu (\Delta v_\varphi + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi}{r^2}), \quad (1)$$

где $\Delta v_\varphi = \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial \varphi^2}$; v_φ, v_z, v_r – тангенциальная, осевая и радиальная составляющие скорости; ρ – плотность; $\nu, \eta = \nu \rho$ – кинематическая и динамическая вязкости; P – давление; t – время.

Для одномерного случая и постоянного в азимутальном направлении градиента давления μ уравнение (1) имеет вид

$$-\frac{\mu}{\eta} = \frac{d^2 v_\varphi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv_\varphi}{dr} - \frac{v_\varphi}{r^2}. \quad (2)$$

Существенная составляющая скорости $v_\varphi = -\mu(R\eta - r^2)/(3\eta)$ возрастает с увеличением μ , падает с ростом вязкости и удовлетворяет следующим граничным условиям: $r=0: v_\varphi=0; r=R: v_\varphi=0$. Это выражение для v_φ имеет более монотонное распределение вдоль радиуса по сравнению с известными соотношениями для тангенциальной скорости в вихревой трубе вследствие двух причин: вязкость среды в камере существенно выше, чем вязкость воздуха (или другого газа), а уровень скоростей более низкий. Максимальная скорость из условия $dv_\varphi/dr = R - 2r = 0$ возникает на расстоянии $r = R/2$ от оси трубы. Согласно уравнению неразрывности

$$\frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

и независимости v_φ от φ получаем, что $v_z \sim \text{const}$.

Для оценки влияния распределения частиц в закрученном потоке реакционной камеры запишем уравнение Больцмана

$$N(r, t, v) = N_0(v) - \tau(v) \frac{dN}{dt} v \nabla T + \frac{e}{m} \tau(v) \varepsilon \frac{\partial N}{\partial v} + \frac{e}{mc} \tau(v) [v \times H] \frac{\partial N}{\partial v}, \quad (4)$$

в котором второе и третье слагаемые правой части близки к нулю для случая изотермических условий без учета электрических сил. Тогда (4) имеет вид $N = N_0 + \tau \omega^2 r \cdot dN/dv_\varphi$, где N_0 – стационарная концентрация, обусловленная постоянным потоком частиц со скоростью v_z ; $N(r, t, v_\varphi)$ – локальная концентрация,

ω – угловая скорость; τ – время релаксации, установления стационарного потока после прекращения внешнего возмущения. Из решения уравнения (4)

$$\frac{N - N_0}{N_0} = \exp\left[-\mu\left(-R \ln \frac{r}{R} + 2r\right)/(3\tau\omega^2\eta)\right]. \quad (5)$$

видно, что при $\mu \neq 0$ величина $N(r, t, v_\varphi) > N_0$, т.е. в периферийной области концентрация частиц всегда выше, чем в осевой, что совпадает с результатами экспериментов. При $\eta = 0$, $\omega = 0$ или $r = 0$ второе слагаемое в (5) обращается в нуль: при нулевой вязкости частицы не изменяют своего первоначального распределения, при отсутствии скорости вращения осевая скорость распределена вдоль радиуса равномерно и, следовательно, также не изменяет это распределение. Очевидно, что на оси ($r = 0$) содержание частиц не может быть большим первоначального. При увеличении r концентрация растет, достигая максимальной величины вблизи $r = R/2$, и в опытах возникают очаги шлакования. Отметим, что полученные поля скоростей и концентраций частиц быстрее реализуется для мелких фракций, т.к. для более крупных фракций требуется более продолжительное время для приобретения скорости потоком газа и частиц. Анализ отвечает процессам при относительно небольших тангенциальных скоростях (диаметр камеры ~ 1.5 м, скорость ~ 30 м/с) и случаю $\omega \approx \text{const}$, а, как известно, при больших скоростях центральные и периферийные слои вращаются по различным законам.

С учетом того, что $dv_\varphi = \mu(R - 2r)dr/(3\eta)$, $v_\varphi^2 = \mu^2(R^2r^2 - 2Rr^3 + r^4)/(9\eta^2)$, для безразмерной координаты $\xi = r/R$ имеем:

$$\left[\frac{\xi}{1-\xi} \exp\left(-\frac{1}{1-\xi}\right)\right]^{\frac{3\eta}{\tau\mu R}} = \frac{N - N_0}{N_0}, \quad (6)$$

откуда следует, что концентрация частиц не отличается от начальной при $r = R$, что соответствует известным представлениям закономерностей вихревых течений, а максимальная концентрация отвечает расстоянию от оси, большему половины R . Здесь не учитывалась сила трения на стенке, действующая на частицы. Любое такое торможение частиц приводит к снижению их скорости и, следовательно, повышенной вероятности шлакования, образования спеков. Анализ спеков, возникающих в камере при температуре выше 900°C , показывает, что они имеют свое основание на стенке и вытянутую вдоль радиуса форму примерно до $R/2$, т.е. в той его части, где реализуется наибольшая концентрация, а на стенке камеры находятся, в первую очередь, крупные частицы. Разыскивая экстремум (6), получаем:

$$\frac{-2(1-\xi) - (1-2\xi)}{(1-\xi)^2} \leq 0, \quad (7)$$

что отвечает выводам при $\omega = \text{const}$, т.е. такое допущение здесь возможно.

Для ответа на ряд вопросов, возникающих при расчете подвижных слоев и в прикладных задачах наладки новых технологий, нужно учитывать влияние и причины неизотермичности внутри слоя. В осесимметричной постановке, имеющей практическую значимость, скорость движения описывается формулой Пуазейля: $v = \Delta PR^2(1 - \xi^2)/(4\ell\eta)$, где ΔP – перепад давлений; l – высота слоя в камере; $\eta = \pi\rho\Delta PR^2/(8\ell\Phi)$ определяется при известной плотности потока Φ массы кипящего слоя, направленного вертикально вверх. Согласно измерениям ротационным методом величина эффективной вязкости сравнима с таковой для воды. При решении принят

подвод теплоты снизу, учитываются теплофизические и гидродинамические свойства слоя. В рамках стационарного уравнения Фурье–Кирхгофа распределение возмущения температуры T в кипящем слое

$$\delta(1-\xi^2)\frac{\partial T}{\partial x} = \left(\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial T}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right), \quad (8)$$

где $0 \leq x = \frac{z}{R} \leq \frac{\ell}{R}$; $\delta = \frac{\Delta PR^3}{4\ell\eta\alpha}$; $\alpha = \frac{\lambda}{c_p}$; λ – коэффициент теплопроводности; c –

удельная теплоемкость; α – коэффициент температуропроводности.

В предположении частиц квазиброуновскими, и, следовательно, по идее Перрена, подчиняющихся газовым законам, коэффициент теплопроводности смеси можно рассчитать по закону Брокау:

$$\lambda = 0.5 \frac{\left[\lambda_1 \lambda_2 (\lambda_1^2 + \lambda_2^2) + \nu_1 \nu_2 (\lambda_1^2 + \lambda_2^2) \right]}{\nu_1 \lambda_2 + \nu_2 \lambda_1}, \quad (9)$$

где $\nu_1 = M_1 / (M_1 + M_2)$, $\nu_2 = M_2 / (M_1 + M_2)$; M_1 , M_2 – массовые доли газа и частиц; λ_1 , λ_2 – теплопроводности газа и частиц; ν_1 и ν_2 – их мольные доли.

Теплоемкость материала слоя определяется из условия аддитивности его внутренней энергии для газа и частиц: $c = (\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2) / (\rho_1 + \rho_2)$, где c_1 , c_2 – удельные теплоемкости газа и частиц.

Разыскивая решение уравнения (8) в виде

$$T = T_1 \exp(-\beta x) \theta(\xi), \quad (10)$$

для случая $x < 1$ находим:

$$\xi^2 \frac{d^2 \theta}{d\xi^2} + \xi \frac{d\theta}{d\xi} \left[(\delta\beta + \beta^2) \xi^2 - \delta\beta \xi^4 \right] \theta = 0. \quad (11)$$

В задаче требуется определить распределение температур в окрестности оси ячейки, где интенсивность течения наибольшая. Если учесть, что $0 \leq \xi \leq 1$, $\delta\beta + \beta^2 > \delta\beta$, то в указанной окрестности слагаемым, пропорциональным ξ^4 , можно пренебречь. Тогда решение (11) дается функцией Бесселя нулевого порядка

$$\theta(\xi) = I_0 \left(\sqrt{\delta\beta + \beta^2} \xi \right), \quad (12)$$

откуда видно, что температура максимальна в центре камеры при $\xi=0$. Поскольку I_0 – четная функция, градиент температуры в центре равен нулю:

$$\frac{\partial \theta(\xi)}{\partial \xi} = -\sqrt{\delta\beta + \beta^2} I_0 \left(\sqrt{\delta\beta + \beta^2} \right) \xi = 0. \quad (13)$$

При $\xi=1$ течение у стенок отсутствует и $T=0$. Приравнивая коэффициент $\sqrt{\delta\beta + \beta^2}$ при $\xi=1$ первому корню функции Бесселя $I = \gamma_1 \sim 2.4$, находим параметр затухания температуры с высотой

$$\beta_1 = -\delta/2 + \sqrt{\delta^2/4 + \gamma_1^2}. \quad (14)$$

В рамках реальных условий можно выполнить разложение по степеням γ_1^2 и ограничиться двумя первыми членами: первый равен нулю, второй – $\beta \cong \gamma_1^2 / \delta$. Подставляя полученные выражения в (10), получаем

$$T = T_0 \exp\left(-\gamma_1^2 x / \delta\right) I_0(\gamma_1 \xi). \quad (15)$$

Из анализа выражений следует, что затухание тем медленнее, чем больше перепад давления ΔP , меньше вязкость η и α , что отвечает опытным данным. Очевидна и роль радиуса камеры: при слишком малом R течение затруднено в виду того, что на границе скорости наименьшие; затруднено и выравнивание температуры, т.к. роль вынужденной конвекции снижается, уступив место молекулярной диффузии.

Для определения постоянной T_0 (если она не определяется иным путем) можно воспользоваться плотностью потока тепловой энергии через нижнее основание ячейки

$$Q = T_1 \rho c \langle v_z \rangle \langle \theta \rangle, \quad x=0; \quad \langle v_z \rangle = \int_0^R \frac{v_z \cdot 2\pi r \cdot dr}{\pi r^2}, \quad (16)$$

где v_z определяется из уравнения Навье–Стокса, которое в линейном приближении для камеры длиной l имеет вид

$$-\frac{\Delta P}{l} = \eta \left(\frac{d^2 v_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv_z}{dr} \right), \quad (17)$$

а его решение $v_z = \Delta P (R^2 - r^2) / (4\eta l)$ и среднее значение скорости $\langle v_z \rangle = \Delta P R^2 / (8\eta l)$.

Из (16), выражая среднее значение температуры по сечению ячейки через ее предэкспоненциальный множитель, находим, что

$$\langle T \rangle = T_1 \int_0^1 I_0(\gamma_1 \xi) \xi d\xi = T_1 \frac{2I_1(\gamma_1)}{\gamma_1}, \quad Q = T_1 \rho c \frac{\Delta P R^2}{8\eta l} \frac{I_1(\gamma_1)}{\gamma_1}, \quad T_1 = \frac{8Q\eta\gamma_1 l}{\rho c R^2 \Delta P I_1(\gamma_1)}. \quad (18)$$

Полная температура

$$T_{II} = T_0 + \frac{8Q\eta\gamma_1 l}{\rho c R^2 \Delta P I_1(\gamma_1)} \exp(-\beta x) \theta(\xi), \quad (19)$$

т.е. затухание температуры происходит тем медленнее, чем больше перепад давления (скорость), чем меньше вязкость и коэффициент теплопроводности, что соответствует результатам опытов и расчетов по точной теории, и может быть получено без существенной потери точности при использовании упрощенной модели.

Ранее не учитывалось влияние изменения температуры на распределение частиц в камере. Радиальное распределение здесь не существенно вследствие перемешивания при адекватной организации процесса, но в продольном направлении происходит резкое наращивание температуры, которое в конечном счете отразится на распределении частиц. Из уравнений Больцмана и Фурье–Кирхгофа с учетом $dT = T_1 \beta \exp(-\beta x) dx$,

$N = N_0 - \tau \cdot dN/dt \cdot v_x \cdot dT/dx$, определяем:

$$N = \left(N_0 - \tau \frac{dN}{T_1 \beta \exp(\beta x) dx} \cdot \alpha T_1 \beta^2 e^{\beta x} \right) = N_0 - \tau \alpha \beta \frac{dN}{dx} \quad \text{или} \quad \frac{N - N_0}{N_0} = \exp\left(\frac{x}{\tau \alpha \beta}\right). \quad (20)$$

Из (20) видно, что влияние T сказывается через теплофизические параметры τ, α, β и чем они выше, тем меньше $N - N_0$ и неравномерность распределения. В случае камеры с коническим участком (рис. 2) оценка v_φ выполняется из

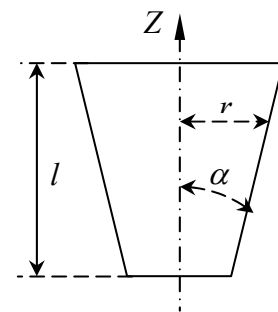


Рис. 2. Схема конического участка

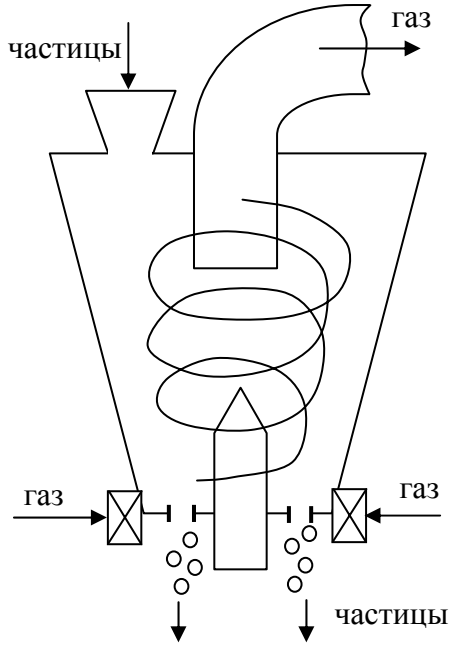


Рис. 3. Схема вихревой камеры

$$v_{\varphi} = \left(\frac{1 - x \operatorname{tg} \alpha}{1 + x \operatorname{tg} \alpha} \right) \frac{\mu}{3\eta} (Rr - r^2), \quad (21)$$

а схемное ее решение отмечено на рис. 3 [5].

Для камеры с псевдооживленным слоем определим количество тепла Q , выделяемое в прирешеточной зоне, в зависимости от различных параметров, на которые влияет работа вихревой камеры. В слое с большой поверхностью камеры 2 (рис. 1) возникают циркуляционные ячейки [4], для изучения процессов в которых с достаточной достоверностью можно ограничиться одной из

них. Поток $Q = 2\pi c \rho \Delta T \int_0^R v r dr$, где ΔT – температурный напор; v – осевая скорость течения; R – радиус ячейки.

Псевдооживленный слой представляет смесь твердых частиц и газа, которые существенно отличаются по физическим свойствам и, полный

поток тепла складывается из переносимых ими по отдельности. Скорость течения газа в ячейке v_1 определяется формулой Пуазейля

$$v_1 = \Delta P (R^2 - r^2) / (4\eta l), \quad (22)$$

при $r \in [0, R]$, где ΔP – перепад P на длине; η – вязкость газа в слое; l – длина ячейки.

Тогда поток тепла, переносимый газом,

$$Q_1 = \left(\kappa_1 2\pi c_1 \rho \Delta T \Delta P R^4 \right) / (16\eta l), \quad \kappa_1 = m_1 / m_2, \quad (23)$$

где κ_1 показывает отношение весовых долей расхода газа в слое и движущихся в направлении газа частиц (индекс 1 отвечает газу, 2 – частицам). Скорость отдельных частиц определяется из динамического уравнения

$$\frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_2 \frac{dv_2}{dt} = -\frac{4}{3} \pi r_0^3 g (\rho_2 - \rho_1) + 6\pi \eta r_0 (v_1 - v_2), \quad \text{и } v_2 = (v_1 - \tau g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}) (1 - \exp(-t/\tau)), \quad (24)$$

где учитываются силы тяжести и трения, выталкивающая сила, предполагается, что частицы квазикруглые радиусом r_0 ; $\tau = \pi \rho_2 r_0^2 / (4.5\eta)$, v_2 удовлетворяет начальному условию равенства нулю скорости частиц. Затем происходит подъем слоя и его псевдооживление и тем быстрее, чем меньше время релаксации τ . Последняя величина естественным образом зависит от плотности частиц ρ_2 , их радиуса r_0 и вязкости газа η . В развитом псевдооживленном слое $\exp(-t/\tau) \rightarrow 0$ и увлечение частиц потоком возможно при условии $\tau g - (\rho_2 - \rho_1) / \rho_2 < v_1$, т.е. когда

$$\frac{\Delta P}{l} > \frac{\pi \rho_2 r_0^2 g}{18(R^2 - r^2)} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \cong \frac{\pi \rho_2 r_0^2 g}{18(R^2 - r^2)} \quad (\rho_2 \gg \rho_1). \quad (25)$$

Радиус, на котором частицы размера r_0 не двигаются в направлении газа, $R - r = \pi \rho_2 r_0^2 g l / (18 \Delta P (R + r))$, а доля частиц, перемещающихся в обратном направлении, существенно меньше половины. Тепловой поток, переносимый частицами,

$$Q_2 = \left(\frac{\kappa_2 2\pi c_2 \rho_2 \Delta TR^4}{\eta} \right) \cdot \left[\frac{1}{16} \frac{\Delta P}{\ell} - \frac{g}{9} \frac{r_0^2 (\rho_2 - \rho_1)}{R_k^2} \right], \quad (26)$$

$\kappa_2 = m_2 / m_1$, m_2 – весовой расход частиц, движущихся в направлении газового потока.

Очевидно, что вторым слагаемым (26) можно пренебречь как пропорциональным силе тяжести, уменьшенной в r_0^2 / R^2 раза, а первое слагаемое определяется перепадом давления в слое (в псевдооживленном состоянии эти величины уравновешены). Тогда отношение тепловых потоков $Q_2 / Q_1 \approx \kappa_2 c_2 \rho_2 / (\kappa_1 c_1 \rho_1)$. Для действительных условий κ_1 и κ_2 сравнимы, как c_1 и c_2 ($c_1 \sim 1000$ Дж/кг·К, $c_2 \sim 600$ Дж/кг·К), но $\rho_2 > \rho_1$ более, чем на три порядка, поэтому Q будет переноситься в основном частицами.

Тепловыделение в псевдооживленном слое происходит равномерно по его площади, в основном в прирешеточной зоне, где наиболее вероятно возникновение очагов шлакования в областях с ухудшенным теплоотводом. Анализ гидродинамики показывает, что в отдельных точках циркуляционных ячеек скорости могут быть существенно меньше средних (примерно на 30%), что нарушает теплообмен при в целом одинаковом тепловыделении, зависящем, прежде всего, от равномерности подвода воздуха. Таким образом, развитая теория позволяет сформулировать основные предложения и построить расчетную методику новой технологии двухступенчатой газификации с учетом конкретных условий ее внедрения на практике, в частности, отвечающих наиболее опасным точкам системы с позиций возникновения перегрева и начала шлакования, что подтверждается и результатами эксперимента.

Работа выполнена при поддержке РФФИ–Урал № 07-02-96016 (в части реологии).

Литература

- [1] А.С. № 1629693. Топка с кипящим слоем. Г.Ф. Кузнецов, А.К. Джундубаев, В.А. Елюхин и др. Открытия. Изобретения. 1990. № 7.
- [2] А.С. № 1698573. Камера сгорания. Г.Ф. Кузнецов, В.В. Кондратенко, Б.Г. Дегтярь и др. Открытия. Изобретения. 1992. № 46.
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [4] Бородуля В.А., Дикаленко В.И. Двухстадийная модель сжигания твердого топлива в кипящем слое инертной насадки. Физика горения и взрыва. 1983. № 4.
- [5] Патент № 2258866. Способ сжигания измельченного топлива. Г.Ф. Кузнецов, Е.В. Торопов, Л.П. Холпанов, И.В. Елюхина. Изобретения. 2005. № 23.