

*д.т.н. Корсунов К.А.
(Восточно-украинский национальный
университет имени В. Даля, г. Луганск),
к.т.н. Сергиенко С.Н., к.т.н.
Бирюкова Т.В.
(ДонГТУ, г. Алчевск, Украина)*

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА НИЗКОСОРТНЫХ УГЛЕЙ В ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕ

Достаточно большой интерес для энергетики Украины представляют плазменные процессы розжига и стабилизации горения энергетических котлов. В связи с этим актуальным является использование угольной пыли в качестве растопочного топлива. Применение плазмотронов, обеспечивающих генерацию электродуговой плазмы со средне-массовой температурой порядка 3000-4000 К, позволяет решить данную проблему и, что особенно важно, включить в промышленное использование низкосортных углей. В статье выполнено математическое моделирование нагрева и движения мелкодисперсных частиц угля в воздушной плазменной струе, истекающей из сопла плазмотрона, которое может быть использовано при создании установок для плазменной газификации угля и определения режимов работы плазмотронов.

Ключевые слова: *пылеугольная смесь, мелкодисперсные частицы, математическое моделирование, теплофизические данные, плазменная струя, характеристики.*

Досить великий інтерес для енергетики України представляють плазмові процеси розпалу й стабілізації горіння енергетичних котлів. У зв'язку з цим актуальним є використання вугільного пилу як розпалювального палива. Застосування плазмотронів, що забезпечують генерацію електродугової плазми з середньомасовою температурою близько 3000-4000 К, дозволяє вирішити цю проблему і, що особливо важливо, включити в промислові використання низькосортного вугілля. У статті виконано математичне моделювання нагріву і руху дрібнодисперсних частинок вугілля в повітряному плазмовому струмені, що витікає з сопла плазмотрона, яке може бути використано при створенні установок для плазмової газифікації вугілля і визначення режимів роботи плазмотронів.

Ключові слова: *пиловугільна суміш, дрібнодисперсні частинки,*

математичне моделювання, теплофізичні данні, плазмовий струмінь, характеристики.

Введение. С учетом современной геополитической ситуации значительный интерес для промышленности Украины представляет переориентирование энергохозяйства с нефти и газа на уголь. Учитывая, что уголь является «грязным» в экологическом отношении сырьём, поскольку при его переработке образуется большое количество нежелательных веществ, таких, как зола, сернистые соединения, оксиды азота и т.д., во всем мире ведутся исследования по усовершенствованию существующих способов переработки угля и разработки принципиально новых процессов. Особенно интенсивно разрабатываются пять основных способов переработки угля: газификация, прямое сжижение, получение химических продуктов на основе ацетилена, пиролиз и гидропиролиз, переработка побочных продуктов коксования угля. В настоящее время в крупных масштабах реализованы процессы газификации угля различными зарубежными фирмами. Так, компания *Sasol* (ЮАР) еще в 80-е годы XX столетия разработала технологию получения из угля синтетического топлива. В настоящее время эта компания выпускает более 7 млн. тонн топлива, причем около ста побочных продуктов данной технологии экспортируется в более восьмидесяти стран мира [1].

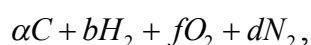
Плазменная газификация угля. В отличие от стандартных методов газификации угля, реализованных фирмами *Lurgi*, *Winkler*, *Koppers-Totzek* и др., использование низкотемпературной плазмы позволит повысить степень превращения углерода угля, облегчить отделение шлака (жидкое шлакоудаление), освободиться от компрессии газа, снизить уровень загрязнения окружающей среды. Прогресс в этой области связан с развитием и совершенствованием плазменных аппаратов. Плазмохимические процессы дают возможность перерабатывать различные виды угля (в том числе с большим включением породы), а получение целевых продуктов (ацетилена, синтез-газа) сопровождается лишь незначительным образованием побочных продуктов, что позволяет использовать плазменные процессы даже небольшой производительности [2-4].

Достаточно большой интерес для энергетики Украины представляют плазменные процессы розжига и стабилизации горения энергетических котлов. Так, известно, что для растопки энергетического котла требуется в среднем 80-120 т мазута. Совместное сжигание угля и обладающего более высокой реакционной способностью мазута ухудшает экономические показатели котлов: на 10–15% повышается механический недожог топлива и на 2–5% снижается КПД [5]. В связи с этим актуальным является использование угольной пыли в качестве растопочного топлива, которая по сравнению с газом и мазутом требует более

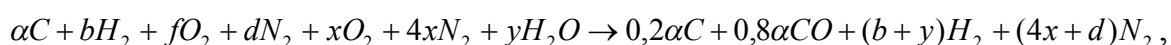
высокой температуры воспламенения и более длительного температурного воздействия, что связано с низким выходом «летучих» веществ по сравнению с газом или мазутом. Применение плазмотронов, обеспечивающих генерацию электродуговой плазмы со среднемассовой температурой порядка 3000-4000 К, позволяет решить данную проблему и, что особенно важно, включить в промышленное использование низкосортных углей.

Технология плазменного розжига получила широкое распространение в течение последних лет на подавляющем большинстве угольных электростанций развитых стран мира. В Китае оборудованием для плазменного розжига оснащены более 470 угольных котлов, суммарной мощностью блоков более 200 млн. кВт, что составляет примерно 30% от общей установленной мощности страны. Плазменный розжиг используется также на угольных электростанциях в Индонезии (6 блок Индонезийской ТЭС «Суналая» (600МВт); Монголии (Улан-Баторская ТЭЦ); Тайвани (1 и 2 блоки Хопингской электростанции (2×660МВт); Словакии (ТЭС «Вояны»). В России первой электростанцией, где применяется безмазутный розжиг, является Хабаровская ТЭЦ-3 ОАО «Дальневосточная генерирующая компания».

Термохимические процессы газификации угля. Так как эмпирическая формула угля по сухой беззольной массе имеет вид



то уравнение газификации горючей части угля в паровоздушной плазме можно записать в виде:



где x, y - количество соответственно кислорода и водяного пара.

Количество летучих, выделившихся из угля, практически не зависит от способа достижения высоких температур, что свидетельствует о том, что пиролиз угля является совокупностью независимых параллельных, а не конкурирующих реакций. Химические превращения при газификации угля достаточно сложны и включают реакции различных типов: деструкцию твердого угля с выделением летучих продуктов; газофазные реакции выделившихся продуктов; реакции типа “газ-твердое тело”, при этом в зависимости от состава угля и плазмообразующего газа в реакционном объеме может протекать более 30 химических реакций [2,4]. В условиях, когда холодный порошок угля подается в поток низкотемпературной плазмы, процесс газификации угля включает ряд стадий:

- нагрев частиц угольного порошка до температуры начала разложения;
- деструкция частиц угля с выделением части продуктов в газовую фазу и образованием коксового остатка;
- превращение выделившихся в газовую фазу продуктов в условиях низкотемпературного плазменного потока;
- нагрев частиц кокса до температуры начала реакций “газ-твердое тело”;
- реакции частиц кокса с газообразными продуктами и плазмообразующим газом.

Вторая, третья и пятая стадии являются химическими. Интенсивность их протекания изменяется по длине реактора: процессы деструкции частиц угля происходят в начальной зоне реактора, а реакции коксового остатка с газообразными компонентами – в конечной его зоне после прогрева твердых частиц до достаточно высоких температур. Вторая и третья стадии начинаются одновременно, однако их скорости определяются различными температурами (в первом случае – температурой твердых частиц, а во втором – температурой плазмообразующего газа), и они протекают практически независимо. Стадия деструкции угля является общей для всех плазмохимических процессов переработки угля, а закономерности третьей и пятой стадий определяются в основном составом плазмообразующего газа.

Цель работы заключалась в математическом моделировании нагрева и движения мелкодисперсных частиц угля в воздушной плазменной струе, истекающей из сопла плазмотрона.

Математическое моделирование включало:

- расчет характеристик электродуговой плазмы в разрядном канале плазмотрона;
- численный расчет параметров плазменной струи, истекающей из сопла плазмотрона;
- численный расчет движения и нагрева мелкодисперсных частиц угля в плазменной струе.

Расчет характеристик электродуговой плазмы в разрядном канале плазмотрона. Для математического описания физических процессов в столбе дуги, расположенной в цилиндрическом разрядном канале плазмотрона, приняты следующие допущения:

- рассматриваемая физическая система обладает цилиндрической симметрией;
- электродуговая плазма столба дуги находится в состоянии локального термодинамического равновесия, а выход собственного объемного излучения плазмы рассматриваем в приближении оптически тонкого слоя;

- работа сил статического давления и вязкого трения, перенос тепла в направлении оси канала за счет теплопроводности пренебрежимо малы по сравнению с джоулевой диссипацией энергии, переносом тепла в радиальном направлении, конвективным теплопереносом и излучением;

- режим течения газа – турбулентный, внешние магнитные поля отсутствуют;

- величина тока не меняется по длине разрядного канала, т.е.

$$I = const ;$$

- объем разрядного канала разбивается на две области: электропроводящую, в которой режим течения газа является турбулентным, а проводимость плазмы аппроксимируется в виде $\sigma = \sigma(S_1)$, и область ламинарного подслоя, примыкающую к стенке канала, в которой $\sigma = 0$.

Здесь введена функция теплопроводности $S_1(T) = \int_0^T \chi(T) dT$;

- для получения аналитических зависимостей применен метод линеаризации Меккера теплофизических свойств и свойств переноса плазмы, т.е. электропроводность, энтальпия и излучательная способность плазмы представлены в виде: $\sigma = \sigma_s S$, $i = i_* + i_s S$, $4\pi W_r = W_{rs} S$, где $S = S_1 - S_*$, i_* и S_* - значения энтальпии и функции теплопроводности на границе электропроводящей области [1,6].

Предполагая, что турбулентность носит гидродинамический характер, (это справедливо в отношении газов с большими относительными молекулярными массами, таких как воздух, аргон, азот и др.), и используя гипотезу Буссинеска (модель турбулентной вязкости), для осредненных по времени значений удельной энтальпии, функции теплопроводности и скорости течения электродуговой плазмы в электропроводящей области разрядного канала получим следующую систему уравнений [7]:

$$\frac{\rho_1 \bar{V}_{1z} i_s}{l} \frac{\partial \bar{S}}{\partial \bar{z}} + \frac{\rho_1 \bar{V}_{1r} i_s}{R} \frac{\partial \bar{S}}{\partial \bar{r}} - \frac{1}{R^2 \bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left[\bar{r} \frac{\chi_T i_s}{c_p} \frac{\partial \bar{S}}{\partial \bar{r}} \right] = \frac{1}{R^2 \bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left[\bar{r} \frac{\partial \bar{S}}{\partial \bar{r}} \right] + \sigma_s \bar{E}^2 \bar{S} - W_{rs} \bar{S} \quad (1)$$

$$\frac{1}{l} \frac{\partial (\rho_1 \bar{V}_{1z})}{\partial \bar{z}} + \frac{1}{R \bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r} \rho_1 \bar{V}_{1r}) = 0, \quad (2)$$

$$I = 2\pi R^2 \sigma_s \bar{E} \int_0^{\bar{r}_s} \bar{r} d\bar{r}. \quad (3)$$

Система уравнений (1)-(3) дополняется начальными и граничными условиями:

$$\begin{aligned} \bar{S}(\bar{r}, 0) = \varphi(\bar{r}), \quad \bar{S}(\bar{\zeta}, \bar{z}) = 0, \quad \frac{\partial \bar{S}}{\partial \bar{r}}(0, \bar{z}) = 0, \\ \rho_1 \bar{V}_{1r}(0, \bar{z}) = 0, \quad \rho_1 \bar{V}_{1z} = \frac{G_0^* \alpha(\bar{z})}{\pi R^2 \bar{\zeta}^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

На границе раздела областей необходимо выполнение условия равенства тепловых потоков, т.е.

$$\left. \frac{\partial S_I}{\partial r} \right|_{r=\zeta-0} = \left. \frac{\partial S_{II}}{\partial r} \right|_{r=\zeta+0}. \quad (5)$$

В качестве $\alpha(\bar{z})$ примем функцию $\alpha(\bar{z}) = 1 + k\bar{z}$. В зависимости от величины и знака k и характера изменения $\bar{\zeta}$ функция $\alpha(\bar{z})$ может как возрастать, так и уменьшаться с ростом \bar{z} , т.е. $\alpha(\bar{z})$ описывает достаточно общий случай изменения плотности потока массы газа вдоль канала плазмотрона.

Аналитическое решение системы уравнений (1)-(4) приводится в [7]. Решение системы уравнений (1)-(4), записанной для ламинарного подслоя при $\sigma = 0$, найдены в [6]. Полученные решения были использованы для расчета распределений скорости и температуры плазменного потока на срезе сопла плазмотрона.

Численный расчет параметров плазменной струи, истекающей из сопла плазмотрона. Основу расчетных программ составила математическая модель плазменной струи. Для математического описания физических процессов в плазменной струе принимались следующие допущения:

- рассматриваемая плазменная система обладает цилиндрической симметрией, а протекающие процессы являются стационарными;
- плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, излучение плазмы – объемное;
- работой сил давления и вязкой диссипацией можно пренебречь, а основным механизмом переноса энергии считается теплопроводность (естественная конвекция в расчет не принимается);
- течение плазмы вязкое дозвуковое.

С учетом указанных допущений система уравнений, описывающих плазменную струю, имеет вид [8]:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho \bar{V}_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho \bar{V}_r r) = 0, \quad (6)$$

$$\rho \bar{V}_z \frac{\partial \bar{V}_z}{\partial z} + \rho \bar{V}_r \frac{\partial \bar{V}_z}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\mu} \frac{\partial \bar{V}_z}{\partial r} \right), \quad (7)$$

$$\rho c_p \left(\bar{V}_r \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} + \bar{V}_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\chi} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{\chi} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) - W. \quad (8)$$

Система уравнений (6)-(8) дополняется граничными условиями. Начало отсчета координат совмещено со срезом сопла на оси канала плазмотрона. Профиль температуры и скорости плазменного потока на срезе сопла $\bar{T} = \bar{T}(0, r)$ и $\bar{V}_z = \bar{V}_z(0, r)$ рассчитывается с помощью аналитических решений системы (1)-(4). Из условия сохранения полного расхода газа через плазмотрон имеет место равенство (при $z = 0$):

$$G = 2\pi \int_0^R \rho \bar{V}_z r dr, \quad (9)$$

где R - радиус разрядного канала плазмотрона на срезе сопла.

На оси струи (при $r = 0$) граничные условия имеют вид

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \bar{V}_z}{\partial r} = 0, \quad \bar{V}_r = 0. \quad (10)$$

В качестве граничных условий внешней области плазменной струи принимаются условия гладкого “сопряжения” струи с окружающей средой [9], т.е. при $r = R_c$ имеем

$$T = T_\infty, \quad V_z = 0. \quad (11)$$

Величина радиуса струи R_c выбирается такой, чтобы при $r = R_c$ и любом значении z

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \delta_1 \quad \text{и} \quad \frac{\partial V_z}{\partial r} = \delta_2, \quad (12)$$

где δ - некая малая величина.

Кроме того, при определении теплового R_{c1} и динамического R_{c2} радиусов струи были использованы интегральные соотношения [10]:

$$\int_0^{R_{c1}} \rho \bar{V}_z c_p (\bar{T} - T_\infty) r dr = const, \quad \int_0^{R_{c2}} \rho \bar{V}_z^2 r dr = const. \quad (13)$$

Систему уравнений (2.68)-(2.76) необходимо дополнить зависимостями молекулярных коэффициентов переноса, теплофизических пара-

метров и радиационных потерь плазмообразующего газа (воздуха) от температуры и давления:

$$\rho = \rho(T, p); \quad c_p = c_p(T, p); \quad \chi = \chi(T, P); \quad \mu = \mu(T, p); \quad W = W(T, p), \quad (14)$$

которые были взяты из [9].

Входящие в уравнения (7) и (8) коэффициенты вязкости и теплопроводности плазмы имеют вид:

$$\bar{\mu} = \mu + \mu_T, \quad \bar{\chi} = \chi + \chi_T,$$

где μ_T , χ_T - коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности.

Коэффициент турбулентной теплопроводности χ_T выражается через коэффициент турбулентной вязкости с помощью соотношения

$$\chi_T = \mu_T \frac{c_p}{Pr_T},$$

где турбулентное число Прандтля принималось равным $Pr_T = 0,8$ [9], а значение турбулентной вязкости μ_T определялось по методике, предложенной в [11].

Данная система уравнений решалась численно методом конечных разностей.

Численный расчет движения и нагрева мелкодисперсных частиц угля в плазменной струе. Для моделирования взаимодействия потока частиц пылеугольной смеси с плазменной струей предложена модель загруженной плазменной струи, позволяющая рассчитывать не только скорость и нагрев частиц в плазменной струе, но и учесть обратное влияние частиц на параметры плазмы – захолаживание и торможение последней. Для моделирования взаимодействия потока нагреваемых частиц с плазменной струей применен метод квазиодной частицы, согласно которому поведение большого числа частиц рассматривается без учета их взаимного влияния (столкновений, экранировки, дробления и т.п.). Тогда можно применить уравнения нагрева и движения одной частицы для определения параметров всего потока частиц. Отметим, что такой метод справедлив только для масштаба плазменной струи, гораздо большего размера обрабатываемых частиц. Частица с начальным диаметром $d_{ч0}$ вводится в плазменную струю так, как показано на рис. 1, при этом необходимо задать Z_0 - координату точки ввода, φ - угол ввода частицы, d_c - диаметр транспортирующего канала и g_c - расход транспортирующей

щего газа. Расчет нагрева частиц в плазменной струе основывается на решении нестационарного уравнения теплопроводности

$$\rho_c c_{pc} \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \chi_c \frac{\partial T_c}{\partial r} \right), \quad (15)$$

где $T_c(r, t)$ - пространственно-временное распределение температуры частицы; $\rho_c(T_c)$, $c_{pc}(T_c)$, $\chi_c(T_c)$ - плотность, теплоемкость и теплопроводность материала частицы.

Уравнение (15) дополняется начальными и граничными условиями

$$T_c(0) = T_0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial T_c(0, t)}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad -\chi_c \frac{\partial T_c}{\partial r} \Big|_{r=R_c} = q(t). \quad (17)$$

Здесь $q(t)$ - вводимый через поверхность частицы тепловой поток; $R_c(t)$ - текущий радиус частицы, который изменяется в результате испарения частицы, когда ее температура достигает значения $T_{\text{кун}}$.

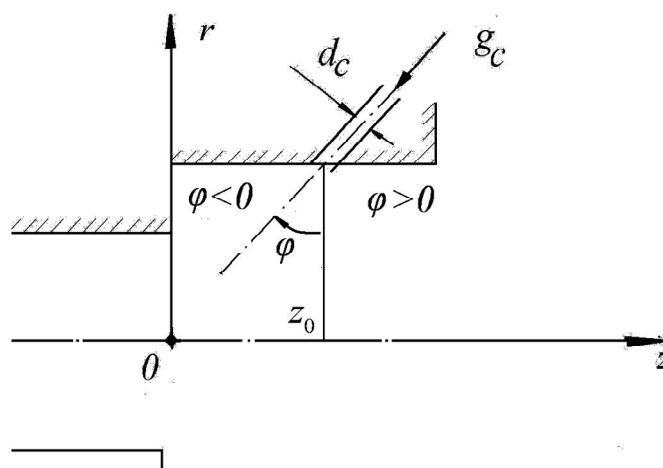


Рисунок 1 – Схема ввода нагреваемых частиц в плазменную струю

Будем считать, что скорость испарения материала частицы не ограничивается скоростью разлета пара, а наличие пара вокруг частицы не ограничивает поступающий в нее тепловой поток. Обмен энергией между частицей и плазменной струей описывается на основе комбинированной модели конвективно-радиационного теплообмена [10,11]:

$$q = \alpha(\tilde{T} - T_c) + \varepsilon_T \sigma_{sb}(\tilde{T}^4 - T_c^4), \quad (18)$$

где \tilde{T} - температура плазмы в точке нахождения частицы, определяемая с учетом локального снижения температуры исходной струи за счет ее загрузки порошковым материалом; σ_{sb} - постоянная Стефана-Больцмана. Коэффициент теплообмена α оценивается на основе критериальной зависимости [10]:

$$Nu = 2 \frac{\chi_T}{\chi} + 0,6 Re^{0,5} Pr^{0,33} \left(\frac{\rho \mu}{\rho_T \mu_T} \right)^{0,2}, \quad (19)$$

где числа Нуссельта и Рейнольдса вычисляются с использованием текущего значения скорости и радиуса частицы:

$$Nu = \frac{2\alpha R_q}{\chi}, \quad Re = \frac{\rho |\vec{V}_z - \vec{V}_q| 2R_q}{\mu}, \quad (20)$$

\vec{V}_z - скорость плазменного потока в точке нахождения частицы, определяемая с учетом локального снижения скорости плазмы за счет загрузки порошковым материалом.

При описании движения частиц порошкового материала будем считать, что на частицу действует только сила аэродинамического сопротивления

$$\vec{F} = 0,5 \rho C_d S (\vec{V}_z - \vec{V}_q) |\vec{V}_z - \vec{V}_q|, \quad (21)$$

где $S = \pi R_q^2$ - миделево сечение частицы, а коэффициент лобового сопротивления в диапазоне $1 < Re < 500$ вычисляется по формуле Л.С. Клячко [10]:

$$C_d = 24 Re^{-1} + 4 Re^{-0,333}. \quad (22)$$

Расчет скорости частицы в плазменной струе сводится к решению уравнения движения

$$\frac{d(m_q \vec{V}_q)}{dt} = \vec{F}. \quad (23)$$

Для приближенного определения величины снижения энтальпии (и, соответственно, температуры) и скорости плазменной струи за счет ее загрузки дисперсным материалом используются следующие соотношения

$$\tilde{i} = i - \frac{K}{m_q} \Delta i_q, \quad (24)$$

$$\vec{V}_z = V_z - K(V_q - V_q \sin \varphi), \quad (25)$$

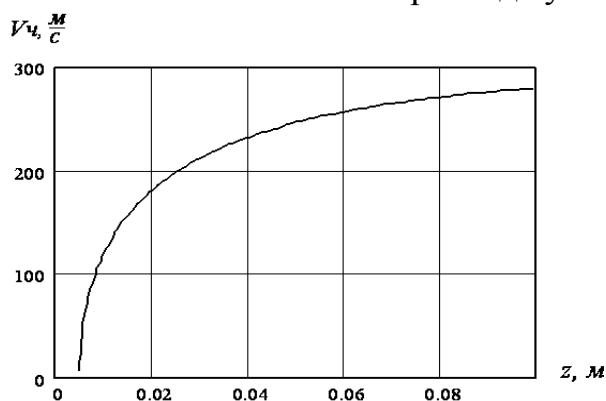
где K - коэффициент загрузки струи порошком, $K = \frac{M_q}{G}$; M_q - массовый расход обрабатываемого материала; Δi_q - приращение энтальпии частицы.

Результаты математического моделирования нагрева и движения мелкодисперсных частиц угля в воздушной плазменной струе. Основная цель математического моделирования нагрева частиц пылеугольной смеси заключалась в установлении возможности нагрева мелкодисперсных частиц донбасских углей до температур 700-800 К и выше в плазменной струе электродуговых плазмотронов, при этом принимались следующие предположения:

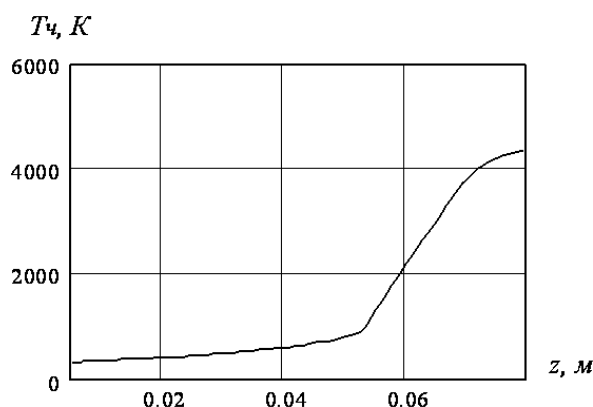
- смешение до полной однофазности происходит мгновенно;

- смесь монодисперсна и частицы не взаимодействуют между собой;
- частицы угля – сферы, целиком заполненные материалом;
- поскольку изменение размера частиц угля при выделении летучих зависит от состава угля сложным образом, то диаметр частиц принимался постоянным;
- вследствие малости размеров частиц и достаточно высокой теплопроводности угля градиент температуры внутри частиц пренебрежимо мал;
- движение и нагрев частиц угольного порошка происходит в приосевой области плазменного потока;
- плазмообразующий газ постоянного химического состава.

Для моделирования использовались теплофизические данные угля Донецкого бассейна марки ГД (шахта «Центральная») [12]. На рис. 2 и 3 показаны осевые распределения температуры и скорости частиц угля марки ГД при разных значениях массового расхода угольной пыли.

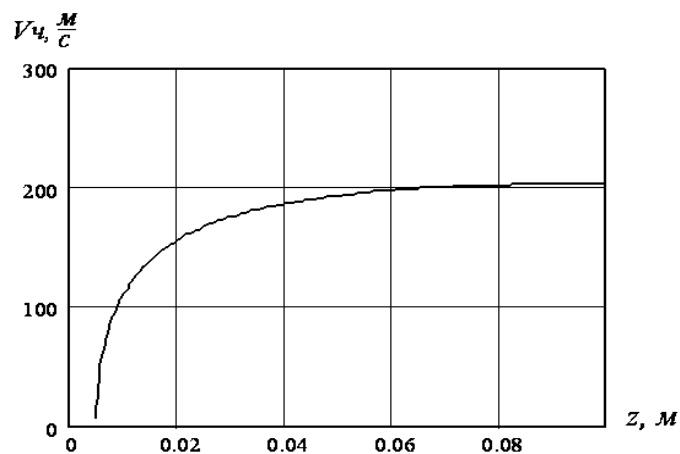


а

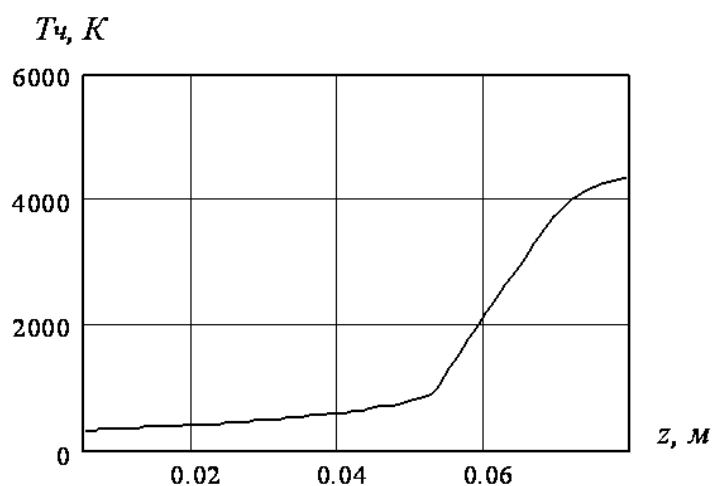


б

Рисунок 2 - Распределение скорости (а) и температуры (б) частиц угля диаметром 40 мкм марки ГД при массовом расходе 500 кг/ч



а



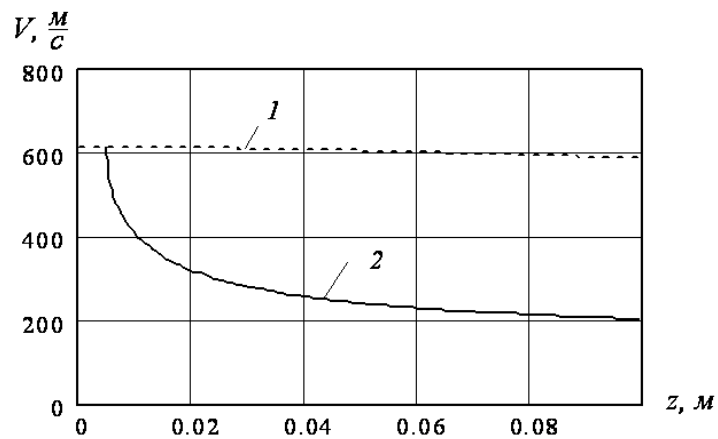
б

Рисунок 3 - Распределение скорости (а) и температуры (б) частиц угля диаметром 40 мкм марки ГД при массовом расходе 1000 кг/ч

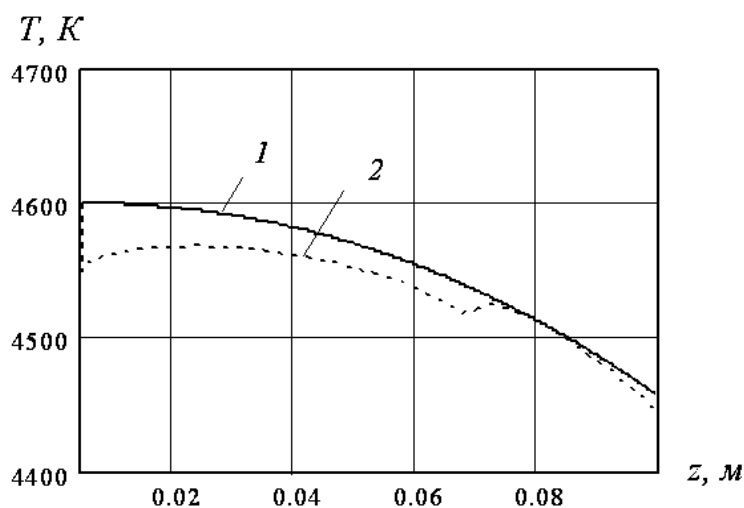
Диаметр частиц принимался равным 40 мкм, место подачи - на расстоянии $5 \cdot 10^{-3}$ м от среза сопла плазмотрона, начальная скорость частиц – 55 м/с. Расчет показал, что увеличение загрузки плазменной струи нагреваемым материалом с 500 кг/ч до 1000 кг/ч приводит к заметному уменьшению скорости движения частиц угля и незначительному изменению распределения температуры частиц, что связано со снижением температуры и скорости в исходной плазменной струе при загрузке ее порошковым материалом (рис. 4).

На рис. 5 приведены расчетные данные нагрева частиц угля марки ГД при расходе газа $G = 0,142$ кг/с, силе тока $I = 1000$ А и массовом расходе 2000 кг/ч в зависимости от диаметра частиц угля. Как видно, увеличение диаметра частиц приводит к снижению скорости движения и температуры частиц, причем при указанных режимах нагрева значи-

тельный рост температуры для частиц с диаметром 20 мкм наблюдается на дистанции порядка 0,045 м, тогда как для частиц с диаметрами 40 мкм и 60 мкм рост температуры более монотонный.



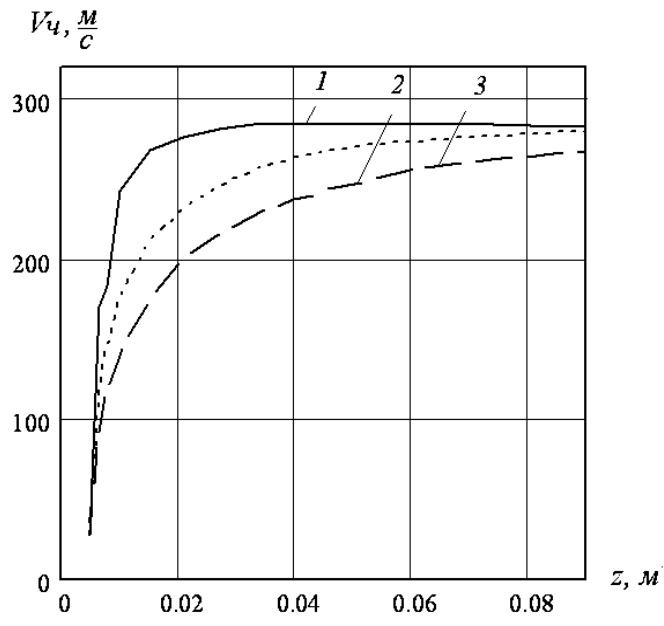
а



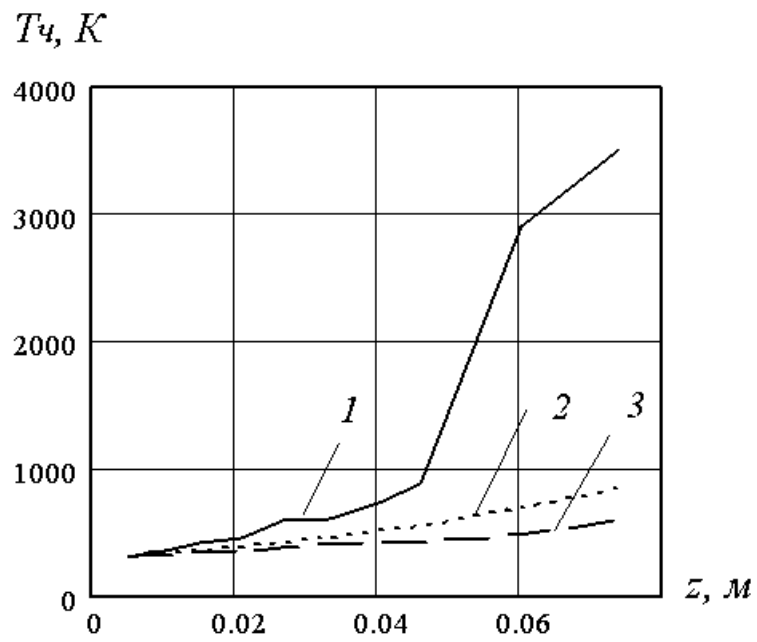
б

- 1 – невозмущенная плазменная струя;
 2 – плазменная струя с загрузкой угольной пылью

Рисунок 4 - Осевые распределения скорости (а) и температуры (б) плазменной струи при ее загрузке угольным порошком с массовым расходом 1000 кг/ч



а



б

1 – 20 мкм; 2 – 40 мкм; 3 – 60 мкм

Рисунок 5 - Распределения скорости (а) и температуры (б) частиц угля марки ГД в зависимости от диаметра частиц

Таким образом, выполненное математическое моделирование движения и нагрева частиц угля может быть использовано при создании установок для плазменной газификации угля и определения режимов работы плазмотронов.

Библиографический список

1. Дзюба В.Л. Физика, техника и применение низкотемпературной плазмы / В.Л. Дзюба, К.А. Корсунов. – Луганск: Изд-во ВНУ им. В. Даля, 2007. – 448 с.
2. Плазмохимическая переработка угля / М.Ф. Жуков, Р.А. Калинин, А.А. Левицкий, Л.С. Полак. – М.: Наука, 1990. – 200 с.
3. Рутберг Ф.Г. Экспериментальная разработка методов плазменной газификации каменного угля как основы создания технологии производства жидких топлив / Ф.Г. Рутберг // Энергоэффективность: междунар. науч.-практ. конф.: тезисы докл. – К.: Институт газа НАНУ, 2008. – С.10.
4. Бочкис Д.М. Плазмохимическая газификация высокозольного углеродсодержащего топлива с получением синтез-газа для прямой конверсии аммиака / Д.М. Бочкис, В.И. Цыганов // Плазмотехнология: сб. науч. трудов. – К.: УМК ВО, 1991. – С.48-51.
5. Тимошевский А.Н. Применение систем плазменного воспламенения угольной пыли в котлах Таишагольской производственно-отопительной котельной / [А.Н. Тимошевский, И.М. Засыпкин, С.П. Ващенко и др.] // Новости теплоснабжения. – 2002. - №1(17). – С.14-21.
6. Даутов Г.Ю. Плазмотроны со стабилизированными электрическими дугами / Г.Ю. Даутов, В.Л. Дзюба, И.Н. Карп. – К.: Наук. думка, 1984. – 168 с.
7. Корсунов К.А. Исследование электрической дуги в условиях турбулентного теплообмена / К.А. Корсунов // Электротехника та електроенергетика. – 2003. - № 2. – С.20-23.
8. Численный расчет параметров воздушной плазменной струи / В.Л. Дзюба, К.А. Корсунов, Г.С. Калюжный, С.Н. Сергиенко // Сборник трудов ДонГТУ. – Алчевск, ДонГТУ, 2009. – Вып. 29. – С.305-312.
9. Теория столба электрической дуги / [В.С. Энгельшт, В.Ц. Гурович, Г.А. Десятков и др.]. – Новосибирск: Наука, 1990. – 376 с. – (Низкотемпературная плазма. Т. 17).
10. Донской А.В. Электроплазменные процессы и установки в машиностроении / А.В. Донской, В.С. Клубникин. – Л.: Машиностроение, 1979. – 221 с.

11. Компьютерное моделирование процесса плазменного напыления / [Ю.С. Борисов, И.В. Кривцун, А.Ф. Мужиченко и др.] // Автоматическая сварка. – 2000. - № 12. – С.42-51.

12. Ильченко К.Д. Теплофизические свойства углей Украины / К.Д. Ильченко, М.Б. Ревенко // *Металлургическая теплотехника: сб. науч. трудов Национальной металлургической академии Украины.* – Днепропетровск: Новая идеология, 2009. – Вып. 1 (16). – С.110 – 117.

Рекомендована к печати д.т.н., проф. Заблодским Н.Н.