

## МОДЕЛЬ ПАРОВОЗДУШНОЙ ГАЗИФИКАЦИИ ТВЕРДОГО ГОРЮЧЕГО В ФИЛЬТРАЦИОННОМ РЕЖИМЕ

Е. А. Салганский, В. П. Фурсов, С. В. Глазов, М. В. Салганская,  
Г. Б. Манелис

Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, sea@icp.ac.ru

Предложена двухтемпературная математическая модель стационарного фильтрационного горения твердого топлива в открытых системах. В качестве газообразного окислителя рассматривались воздух и его смесь с парами воды. Модель учитывает зависимость теплоемкостей фаз от температуры и состава, конечность длины реактора и позволяет рассчитывать состав газообразных продуктов сгорания. Представлены результаты расчетов газификации смеси углерода с инертным компонентом. Показано, что термодинамический расчет важен для оценки сверху КПД газификации. В режиме переходных волн горения даже достаточно длинный реактор становится «коротким», что приводит к увеличению выноса тепла продуктами реакции и, как следствие, к уменьшению КПД процесса.

Ключевые слова: сверхадиабатический режим горения, фильтрационное горение, газификация твердого топлива, тепловая волна, пористая среда.

Под фильтрационным горением (ФГ) понимается распространение волн экзотермического превращения в пористой среде при фильтрации газа [1–4]. Механизм распространения зоны реакции в таких системах обычно включает прогрев исходных веществ перед фронтом горения и локальное химическое взаимодействие реагентов с выделением тепла. Специфическим элементом, определяющим особенность горения таких систем, является фильтрация газа, выступающего в роли не только участника химической реакции, но и теплоносителя, формирующего тепловую структуру волны горения. Распространение волны экзотермического превращения в смеси конденсированного топлива с инертным компонентом при фильтрации через нее окислителя приводит к так называемым «сверхадиабатическим» разогревам [5, 6]. Они возникают в связи с тем, что выделяющееся тепло не уносится с продуктами реакции, а концентрируется в зоне горения, что позволяет существенно повысить температуру в ней. Простота реализации сверхадиабатических разогревов выгодно отличает процесс ФГ от других процессов горения. Принцип ФГ встречается в природных (подземные пламена, тление), технологических (газификация угля, самораспространяющийся вы-

сокотемпературный синтез) и промышленных (агломерация руд, переработка мусора) процессах [7, 8]. Однако следует отметить, что процесс ФГ, несмотря на все возрастающий интерес к нему, исследован далеко не полностью.

Принципиальная схема ФГ твердого топлива в открытых системах представлена на рис. 1. В связи с тем, что практически любое топливо изначально содержит химически инертные примеси (например, золу), пористая среда перед зоной реакции в общем случае представляет собой смесь конденсированного топлива с инертным материалом. За фронтом горения остается пористый остаток, содержащий балласт и конденсированные продукты горения. Выделяющееся в реакции тепло переносится в непрореагировавшие слои вещества с более низкой температурой и инициирует в них собственное тепловыделение, в результате чего осуществляется самоподдерживающийся процесс распространения волны реакции. Вследствие гетерогенного взаимодействия твердого горючего с газообразным окислителем в волне ФГ могут образовываться как конденсированные, так и газообразные продукты. Брутто-схема реакции имеет вид:

$$\text{топливо } (s) + \text{окислитель } (g) + \text{инертный компонент } (s, g) = \text{продукты } (s, g) + \text{инертный компонент } (s, g)$$

( $s$  — конденсированная фаза,  $g$  — газо-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 03-03-32752).



Рис. 1. Схема процесса

вая). Здесь инертный компонент обозначает не участвующие в реакциях окисления и газификации газы и конденсированные вещества. К ним можно отнести азот воздуха, золу твердого топлива и т. д.

В зависимости от соотношения теплоемкостей потоков фаз (произведение удельной теплоемкости на массовую скорость фазы) наблюдается три типа волны горения [9, 10]:

нормальная волна, когда теплоемкость потока конденсированной фазы больше теплоемкости потока газовой фазы и зона реакции идет впереди конвективной волны теплообмена;

инверсная волна, когда теплоемкость потока конденсированной фазы меньше теплоемкости потока газовой фазы и зона реакции идет позади конвективной волны теплообмена;

переходная волна, когда теплоемкости потоков фаз близки и зона реакции находится между конвективными волнами теплообмена.

В работе представлена двухтемпературная математическая модель одномерного стационарного фильтрационного горения твердого топлива, являющаяся развитием модели, представленной в [9, 10]. Новизна задачи заключается в том, что в качестве газообразного окислителя рассматривается как воздух, так и его смесь с парами воды. Модель позволяет также рассчитывать состав газообразных продуктов сгорания.

Модель строится на следующих предположениях.

- Толщину зоны химических реакций можно считать малой по сравнению с общей толщиной прогретого слоя, т. е. зона реакции представляет собой разрыв с бесконечными скоростями химического реагирования и теплообмена.
- В зоне реакции реагенты расходуются полностью, т. е. происходят полное выго-

рание горючего из конденсированной фазы и полное расходование окислителя, поступающего с газифицирующим агентом.

- В зоне реакции мгновенно устанавливается термодинамическое равновесие. Таким образом, предполагается, что продукты выходят из зоны реакции при максимальной температуре (температуре горения).
- Поскольку в случае реактора достаточно большого объема потери тепла через стенки реактора неизмеримо меньше характерной тепловой мощности, вырабатываемой в зоне горения, теплотерями через стенки реактора (адиабатический реактор) можно пренебречь. Вынос тепла из реактора происходит за счет потока горячих продуктов реакции. Кондуктивного и радиационного отвода тепла с торцов реактора нет.
- Течение газа безнапорное и определяется заданным потоком.

С учетом сделанных допущений модель имеет ограниченную область применения и в общем случае носит качественный характер, так как при варьировании расхода газа в достаточно широком диапазоне данные приближения перестают выполняться.

Рассматривалось горение (газификация) смеси «углерод — инертный материал» в противотоке воздуха или смеси «воздух — пары воды». Считалось, что твердая фаза состоит из двух частей: негорючей (инертный компонент) и горючей (топливо). В расчетах теплофизические характеристики инертного компонента принимались такими же, как у графита или  $Al_2O_3$  (корунд). Состав газообразных продуктов сгорания полагался следующим:  $CO_2$ ,

СО, Н<sub>2</sub>, Н<sub>2</sub>О (пар), N<sub>2</sub>. Образованием СН<sub>4</sub> при газификации углерода можно пренебречь, так как оно имеет значение в основном при газификации при давлении выше атмосферного [11]. Система координат связана с фронтом горения.

Рассмотрим основные уравнения модели.

Уравнения сохранения энергии:

- нормальная волна горения

$$iH_i(T_l) - iH_i(T_0) = -mH_m(T_0) - dH_d(T_0) - wH_w(T_0) + w_0H_w(T_0); \quad (1)$$

- переходная волна горения:

$$iH_i(T_l) + mH_m(T_r) + nH_n(T_r) + dH_d(T_r) + hH_h(T_r) + wH_w(T_r) = iH_i(T_0) + w_0H_w(T_0); \quad (1')$$

- инверсная волна горения:

$$mH_m(T_r) + nH_n(T_r) + dH_d(T_r) + hH_h(T_r) + wH_w(T_r) = w_0H_w(T_0). \quad (1'')$$

Уравнение сохранения энтальпии в зоне реакции (на разрыве) имеет вид:

$$xH_x(T_g^G) + nH_n(T_g^G) + w_0H_w(T_g^G) + cH_c(T_s^G) + iH_i(T_s^G) = iH_i(T^G) + mH_m(T^G) + nH_n(T^G) + dH_d(T^G) + hH_h(T^G) + wH_w(T^G), \quad (2)$$

где выражения для энтальпии каждого компонента получены путем аппроксимации табличных данных [12]:

$$H_n = -1.27479 + 0.030589T + 1.77535 \cdot 10^{-6}T^2 - 1.41907 \cdot 10^{-10}T^3;$$

$$H_x = -0.73716 + 0.0293749T + 4.488605 \times 10^{-6}T^2 - 9.880367 \cdot 10^{-10}T^3 + 9.855075 \cdot 10^{-14}T^4;$$

$$H_m = -111.873 + 0.0310805T + 1.70057 \cdot 10^{-6}T^2 - 1.3689 \cdot 10^{-10}T^3;$$

$$H_c = -0.332752 + 0.00993901T + 1.20137 \times 10^{-5}T^2 - 4.35331 \cdot 10^{-9}T^3 + 6.09092 \cdot 10^{-13}T^4;$$

$$H_d = -394.47058 + 0.0380656T + 1.439375 \times 10^{-5}T^2 - 3.873967 \cdot 10^{-9}T^3 + 3.885525 \cdot 10^{-13}T^4;$$

$$H_h = -0.575374 + 0.0276348T + 2.16409 \times 10^{-6}T^2 - 1.09127 \cdot 10^{-10}T^3;$$

$$H_w = -243.244 + 0.0343718T + 5.79296 \cdot 10^{-6}T^2 - 3.94384 \cdot 10^{-10}T^3;$$

$$H_i = -0.332752 + 0.00993901T + 1.20137 \times 10^{-5}T^2 - 4.35331 \cdot 10^{-9}T^3 + 6.09092 \cdot 10^{-13}T^4$$

(для графита);

$$H_i = -1678.9 + 0.097859T + 2.08648 \cdot 10^{-5}T^2 - 3.32063 \cdot 10^{-9}T^3 \quad (\text{для корунда}).$$

Уравнения теплообмена между газовой и твердой фазами при  $-L_l < X < 0$  и  $0 < X < L_r$  соответственно записываются в виде

$$J_g C_g \frac{dT_g}{dx} = -\alpha F (T_g - T_s), \quad J'_g C'_g \frac{dT_g}{dx} = -\alpha F (T_g - T_s), \quad (3)$$

$$J_s C_s \frac{dT_s}{dx} = \alpha F (T_s - T_g), \quad J'_s C'_s \frac{dT_s}{dx} = \alpha F (T_s - T_g),$$

где

$$J_g C_g = xC_x + nC_n + w_0C_w, \quad J_s C_s = iC_i,$$

$$J'_g C'_g = mC_m + dC_d + hC_h + nC_n + wC_w,$$

$$J'_s C'_s = cC_c + iC_i.$$

Здесь  $T$  — температура; мольные расходы:  $i$  — инертного компонента,  $x$  — кислорода,  $n$  — азота,  $c$  — углерода,  $m$  — монооксида углерода,  $d$  — диоксида углерода,  $h$  — водорода,  $w$  — паров воды;  $H$  — энтальпия;  $C$  — удельная теплоемкость;  $J$  — удельный расход;  $\alpha$  — коэффициент теплообмена;  $F$  — удельная поверхность частиц;  $L$  — длина реактора. Индексы: 0 — начальные условия,  $g$  — газовая фаза,  $s$  — конденсированная,  $G$  — значения в зоне горения,  $i$  — инертный компонент,  $x$  — кислород,  $n$  — азот,  $c$  — углерод,  $m$  — монооксид углерода,  $d$  — диоксид углерода,  $h$  — водород,  $w$  — пары воды,  $l$  — значения на левом торце реактора,  $r$  — на правом.

При вынужденной фильтрации газа кондуктивный перенос тепла пренебрежимо мал по сравнению с конвективным переносом [13], поэтому членом со второй производной температуры по координате пренебрегаем. Приведем оценку отношения кондуктивного переноса тепла к конвективному. Для этого решаем аналитически уравнение теплопроводности в предположении постоянства характеристик процесса. Итоговое выражение имеет вид

$$\lambda \frac{d^2T}{dX^2} / C\rho v \frac{dT}{dX} \approx \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{3\lambda^2(1-\Phi)\text{Nu}}{(C\rho v r)^2}} - \frac{1}{2},$$

где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности воздуха,  $\rho$  — плотность,  $v$  — скорость фильтрации воздуха,  $X$  — координата,  $\Phi$  — коэффициент

упаковки частиц,  $r$  — характерный размер частиц,  $Nu$  — число Нуссельта. Видно, что с увеличением скорости фильтрации и размера частиц отношение кондуктивного переноса тепла к конвективному стремится к нулю.

Состав газообразных продуктов сгорания определялся следующими уравнениями:

$$\begin{aligned}mv &= k_1 dh, \\ (w + m + d + h + n) \frac{d}{m^2} &= p_0 k_2, \\ 2x + w_0 &= m + 2d + w, \\ w_0 &= h + w, \\ k_1 &= \frac{K_{CO_2} K_{H_2}}{K_{CO} K_{H_2O}}, \quad k_2 = \frac{K_{CO}^2}{K_{CO_2} p(c)},\end{aligned}\quad (4)$$

где  $K$  — константа равновесия реакции диссоциации вещества на одноатомные газы,  $p$  — давление,  $p(c)$  — давление паров углерода,  $k_1$ ,  $k_2$  — константы равновесия, зависящие только от температуры. Первые два выражения представляют собой уравнения равновесия, связывающие мольные доли компонентов (уравнение состояния идеального газа, а также задание полного давления как суммы парциальных давлений компонентов), вторые два отображают поэлементное сохранение кислорода и водорода при переходе через зону реакции.

Концентрации инертного компонента и топлива связаны соотношением

$$c = i \frac{M_i}{M_c} \frac{a}{1-a}, \quad (5)$$

где  $M$  — молярная масса,  $a$  — доля топлива в шихте.

Удельная поверхность частиц

$$F = 6\Phi/r. \quad (6)$$

При выводе этого соотношения предполагалось, что частицы имеют форму куба.

Выражения для коэффициента теплоотдачи и критериев  $Re$  и  $Pr$  имеют вид

$$\alpha = \frac{\lambda Nu}{2r}, \quad Re = \frac{(1-\Phi)\rho_g v 2r}{\mu}, \quad Pr = \frac{C_g \mu}{\lambda}, \quad (7)$$

где  $\mu$  — динамическая вязкость воздуха. Использовалось следующее эмпирическое выражение для критерия  $Nu$  [14]:

$$Nu = 2 + 1.1 Re^{0.6} Pr^{1/3}. \quad (8)$$

Система (1)–(8) замыкается соответствующими граничными условиями:

$$X = -L_l: \quad T_g = T_0; \quad X = L_r: \quad T_s = T_0. \quad (9)$$

Система решалась модифицированным методом Эйлера со вторым порядком точности по координате [15].

В качестве начальных параметров были заданы параметры лабораторной экспериментальной установки. Характерный размер частиц принят равным 0.01 м, коэффициент упаковки 0.55. Удельный расход воздуха, если не оговорено дополнительно, равнялся  $0.28 \text{ м}^3/(\text{с}\cdot\text{м}^2)$  (или  $1000 \text{ м}^3/(\text{ч}\cdot\text{м}^2)$ ). Начальная температура  $25^\circ\text{C}$ . Термодинамические характеристики веществ приведены в справочнике [12].

Расчеты проводились до значений температур не более  $4000^\circ\text{C}$  при использовании термодинамических характеристик инертного компонента, как у графита, и не более  $2000^\circ\text{C}$  в случае термодинамических характеристик, как у корунда.

Согласно работе [16] общую картину ФГ можно представить следующим образом (рис. 2,а). В зависимости от соотношения теплоемкостей потоков газовой и конденсированной фаз различают три пространственные структуры (слева направо): нормальная волна горения, точка инверсии и инверсная волна (рассматривается бесконечный реактор). Нормальная волна реализуется, когда доля горючего компонента в исходной смеси такова, что теплоемкость потока газовой фазы меньше теплоемкости потока конденсированной фазы, т. е. тепло, выделяющееся в зоне реакции, уносится из нее с твердыми продуктами реакции. Инверсная волна реализуется, когда теплоемкость потока газа больше теплоемкости потока конденсированной фазы, т. е. тепло из зоны реакции уносится с газообразными продуктами реакции. Точка инверсии — это точка, разделяющая области нормальных и инверсных волн, в которой теплоемкости потоков фаз равны. Точка равенства теплоемкостей потоков появляется вследствие пренебрежения зависимостью теплоемкости фаз от температуры и состава. В этом случае тепло, выделяющееся в ходе процесса, остается в зоне реакции, неограниченно повышая температуру в ней (для случая адиабатического реактора).

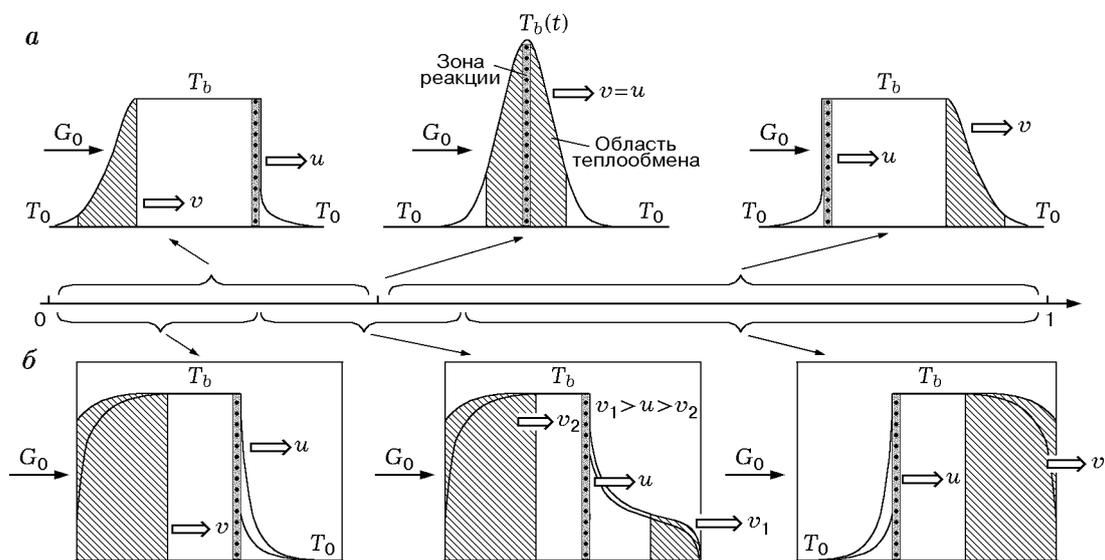


Рис. 2. Схематическое изображение (а) и результаты расчетов (б) пространственной структуры волны горения в зависимости от соотношения теплоемкостей потоков фаз:

$G_0$  — начальный расход окислителя,  $T_0, T_b$  — начальная и максимальная температуры,  $u$  — линейная скорость фронта горения,  $v$  — скорость фильтрации воздуха

На рис. 2,б представлены рассчитанные профили температуры, полученные на основе модели. В зависимости от соотношения теплоемкостей потоков газовой и конденсированной фаз можно выделить три пространственные структуры (слева направо): нормальная волна, вместо точки инверсии — переходная волна, инверсная волна. Структуры нормальной и инверсной волн аналогичны представленным выше, за исключением области предварительного подогрева и тепловой релаксации возле торцов реактора. Вместо точки инверсии появляется область переходной волны горения, в которой необходимо учитывать вынос тепла одновременно и твердыми, и газообразными продуктами реакции.

Рассмотрим результаты расчета теплообмена твердых продуктов сгорания с газифицирующим агентом (вторая схема на рис. 2,б, левая часть). Конвективная волна теплообмена отстает от фронта реакции, и твердые продукты сгорания выводятся из реактора горячими (вынос тепла). Из рассмотрения теплообмена между газообразными продуктами сгорания и исходной смесью (правая часть графика) видно, что профиль волны в области высоких температур соответствует случаю, когда скорость конвективной волны теплообмена меньше скорости фронта реакции, в то время как в области низких температур он соответствует случаю,

когда скорость конвективной волны теплообмена превышает скорость фронта и газообразные продукты сгорания выносят тепло из реактора (выходят горячими). В области высоких температур скорость конвективной волны теплообмена меньше скорости фронта реакции, а в области низких температур — наоборот. В то же время отметим, что результирующий поток энтальпии остается постоянным в области реактора, где происходит теплообмен между газообразными продуктами реакции и исходной смесью. Его величина положительная, т. е. происходит вынос тепла из реактора газообразными продуктами реакции. Таким образом, тепло, выделяющееся в зоне реакции в режиме переходной волны, выносится из обоих торцов реактора одновременно как твердыми, так и газообразными продуктами реакции.

На рис. 3 представлена зависимость температур фаз в характерных точках реактора от доли топлива в исходной смеси для различных теплофизических характеристик инертного компонента. Видно, что значения максимумов кривых не меняются при изменении теплофизических свойств инертного компонента. То есть при увеличении удельной теплоемкости инертного компонента область переходной волны сдвигается в сторону больших значений массовой доли топлива. Максимум температуры горения наблюдается в области переходной

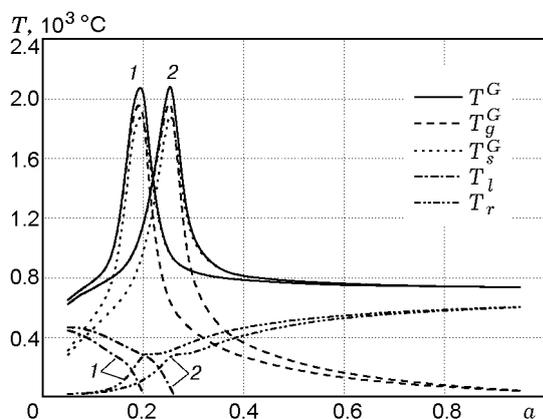


Рис. 3. Зависимость температур фаз от доли горючего для различных теплофизических характеристик инертного компонента (1 — графит, 2 — корунд)

волны. На кривых температур продуктов реакции, выходящих из реактора, можно выделить три области: область нормальных волн горения, где газообразные продукты реакции выходят из реактора при начальной температуре, а твердые продукты реакции — горячими; область инверсных волн, где, наоборот, твердые продукты реакции находятся при начальной температуре, а газообразные продукты выходят из реактора горячими; область переходных волн, где и газообразные, и твердые продукты сгорания выносят тепло из реактора (их температура на выходе выше начальной).

На рис. 4 представлены распределения по длине реактора температур в газовой и конденсированной фазах переходной волны в случае «бесконечного» и «короткого» реакторов. «Бесконечным» будем называть такой реактор, длины которого хватает, чтобы температуры газовой и твердой фаз сравнялись при теплообмене, «коротким» — если длины реактора не хватает, чтобы температуры фаз сравнялись. В случае «короткого» реактора реализуется симметричное распределение температур, а для «бесконечного» реактора имеем профиль нормальной волны, распространяющейся по предварительно нагретому материалу.

На рис. 5 представлены зависимости теплового эффекта реакции и отношения пар/кислород от доли горючего при заданной температуре горения. Видно, что для поддержания постоянной температуры горения во всем интервале значений  $a$  необходимо в области переходных волн значительно увеличивать

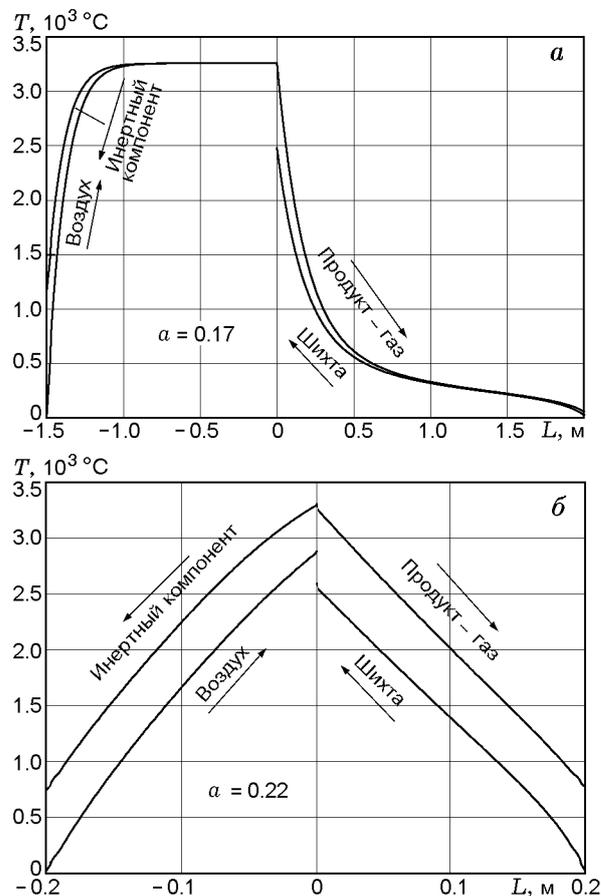


Рис. 4. Профили температур переходной волны в случае «бесконечного» и «короткого» реакторов

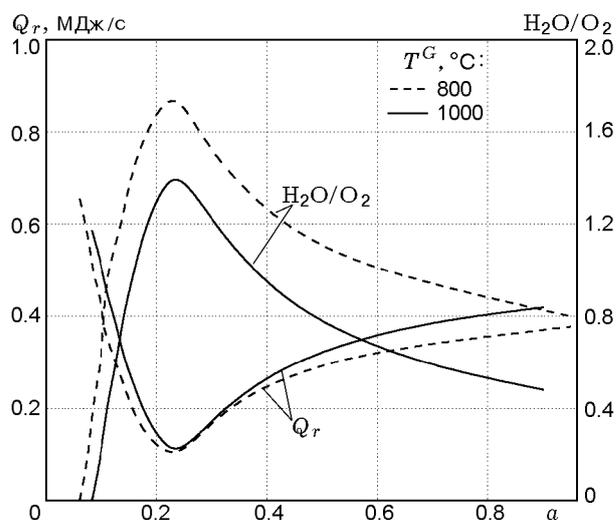


Рис. 5. Зависимость мощности тепловыделения, величины адиабатических разогревов и отношения пар/кислород от доли горючего

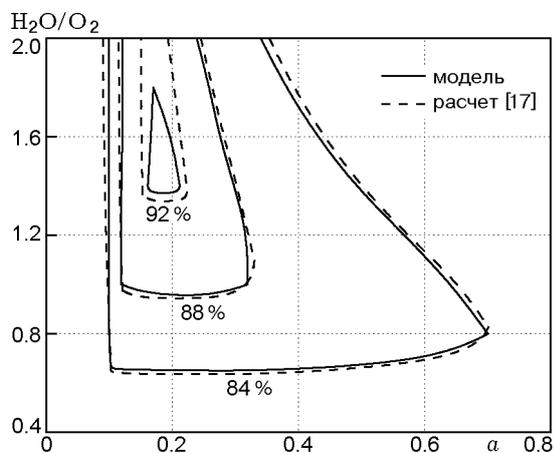


Рис. 6. КПД процесса газификации в плоскости «отношение пар/кислород — доля топлива»

количество подаваемого пара. При этом теплота реакции в этой области (т. е. то тепло, которое уносится из реактора) достигает минимума. Видно, что в области переходных волн увеличение количества подаваемого пара (с целью понижения температуры в зоне с 1000 до 800 °С) практически не сказывается на величине тепла, выносимого из зоны реакции.

На рис. 6 показаны значения КПД газификации в плоскости «отношение пар/кислород — доля горючего компонента». Под КПД понимается отношение теплоты сгорания газообразных продуктов газификации (за вычетом тепла, необходимого для перевода воды в газообразное состояние) к теплоте сгорания исходного твердого топлива ( $KPD = (mH_m(T_0) + hH_h(T_0) - w_0L_w)/cH_c(T_0)$ , где  $L_w$  — удельная теплота парообразования). На рисунке для сравнения представлены результаты, полученные на основе модели, и результаты термодинамического расчета газификации твердого топлива в бесконечном реакторе [17]. Можно отметить, что до тех пор, пока реактор является «бесконечным» (области нормальных и инверсных волн горения, а также высокие значения температуры горения (малые количества пара)), значения КПД, полученные на основе модели, совпадают со значениями КПД из работы [17]. Однако в области переходных волн размер реактора начинает влиять на характеристики процесса. Вследствие того, что теплоемкости потоков фаз близки, ширина зон теплообмена увеличивается. Реактор становится «коротким». Продукты горения выходят из реактора более горячими, уменьшается эффективность рекуперации тепла, как следствие,

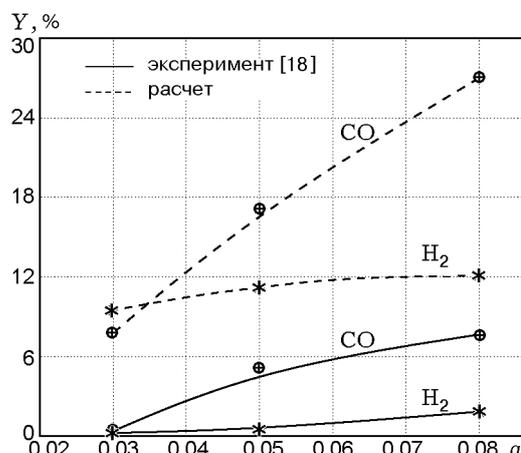


Рис. 7. Объемный состав газообразных продуктов горения

уменьшается температура в зоне, что приводит к уменьшению значений КПД.

На рис. 7 показаны результаты расчета состава газообразных продуктов горения в сравнении с экспериментальными данными [18]. Эксперименты проводились в кварцевом реакторе периодического действия. Внутренний диаметр реактора равнялся 46 мм, толщина стенки 2 мм. В качестве исходной заправки использовалась смесь активированного угля АГ-3 (зольность 9 %) с инертным компонентом (шмот ШБ-8). Для уменьшения боковых теплопотерь стенки реактора экранировались алюминиевой фольгой. При сопоставлении результатов расчета состава газообразных продуктов с экспериментальными данными можно сделать вывод, что состав газовой фазы продуктов на выходе из реактора далек от термодинамически равновесного. Существенное отличие по составу в случае нормальной и переходной волн горения обусловлено тем, что узкой зоной реакции газофазные продукты горения быстро охлаждаются. Однако в случае инверсных волн горения ситуация несколько иная, так как в инверсных волнах существует протяженная горячая зона восстановления, после которой идет узкая зона охлаждения газовой фазы. Поэтому в случае инверсных волн состав газообразных продуктов сгорания приближается к термодинамически равновесному, соответствующему температуре зоны восстановления. И хотя применение термодинамически равновесного расчета состава газообразных продуктов сгорания более оправдано только в случае инверсных волн, прослеживается адекватное от-

ражение качественных зависимостей состава. Результаты термодинамического расчета состава выходящего газа нужно интерпретировать как оценку сверху по содержанию CO и H<sub>2</sub> в газообразных продуктах. Таким образом, термодинамический расчет важен для оценки сверху КПД газификации.

Область переходных волн — область максимальных значений КПД процесса, поэтому она представляет наибольший интерес для исследования. В области переходных волн за счет того, что тепло из реактора выносится одновременно и твердыми, и газообразными продуктами сгорания, реализуются случаи, когда даже достаточно длинный реактор становится «коротким». В случае «короткого» реактора наблюдается иное поведение характеристик ФГ вследствие увеличения ширины зон теплообмена. Однако в случае условно «бесконечного» реактора результаты, полученные на основе данной модели, согласуются с представленными в работах [17, 19, 20].

Итак, в настоящей работе рассмотрено поведение характеристик ФГ в области переходных волн в предположении бесконечно узкой зоны реакции. Представляет интерес исследовать поведение процесса при более детальном рассмотрении зоны химических превращений и зоны вторичных реакций (реакций восстановления).

## ЛИТЕРАТУРА

- Алдушин А. П., Сеплярский Б. С. Распространение волны экзотермической реакции в пористой среде при продуве газа // Докл. АН СССР. 1978. Т. 241, № 1. С. 72–75.
- Алдушин А. П., Сеплярский Б. С. Инверсия структуры волны горения в пористой среде при продуве газа // Докл. АН СССР. 1979. Т. 249, № 3. С. 585–589.
- Рабинович О. С., Гуревич И. Г. Закономерности распространения встречной стационарной волны экзотермической реакции при вынужденной фильтрации газа-окислителя через пористый материал // Инж.-физ. журн. 1983. Т. 44, № 1. С. 75–80.
- Бабкин В. С., Вежба И., Карим Г. А. Явление концентрации энергии в волнах горения // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 1. С. 3–11.
- Алдушин А. П., Мержанов А. Г. Теория фильтрационного горения: общие представления и состояние исследований // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск: Наука, 1988. С. 9–52.
- Манелис Г. Б. Сверхадиабатика // Природа. 1996. № 3–4. С. 43.
- Богданов Н. И., Боксерман А. А., Ентов В. М. и др. Термодинамика процесса внутривластового горения как средства интенсификации добычи нефти // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск: Наука, 1988. С. 233–246.
- Шейман А. Б., Сергеев А. И. Экспериментальное исследование в слое нефтеносного песка // Тр. Ин-та нефти АН СССР. 1958. Т. 11. С. 228–239.
- Манелис Г. Б., Салганский Е. А., Фурсов В. П. и др. Численное исследование газификации углерода в волне фильтрационного горения // Наука — производству. 2001. № 8.
- Салганский Е. А., Фурсов В. П., Глазов С. В. и др. Модель воздушной газификации твердого горючего в фильтрационном режиме // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 1. С. 44–50.
- Канторович Б. В. Введение в теорию горения и газификации твердого топлива. М.: Металлургиздат, 1960.
- Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В. П. Глушко и др., 3-е изд. М.: Наука, 1978.
- Алдушин А. П. Теплопроводностный и конвективный режимы горения пористых систем при фильтрации теплоносителя // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 2. С. 60–68.
- Wakao N., Kaguil S. Heat and Mass Transfer in Porous Media. Gordon and Breach Science Publ., 1982.
- Калиткин Н. Н. Численные методы. М.: Наука, 1978.
- Aldushin A. P., Rumanov I. E., Matkowsky V. J. Maximal energy accumulation in a superadiabatic filtration combustion wave // Combust. Flame. 1999. V. 118. P. 76–90.
- Глазов С. В. и др. Экспериментальное и теоретическое исследование процессов газификации низкокалорийных горючих материалов в сверхадиабатическом режиме: Научный отчет / ИПХФ РАН. Черноголовка, 1999.
- Вещунов И. С. Экспериментальное исследование фильтрационного горения составов с активированным углем при различном соотношении компонентов: Дипломная работа / ИПХФ РАН. Черноголовка, 2002.
- Алдушин А. П. Теория фильтрационного горения: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1981.
- Выжол Ю. А. Сверхадиабатический режим фильтрационного горения гетерогенных систем: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1990.

Поступила в редакцию 19/II 2003 г.,  
в окончательном варианте — 21/XII 2004 г.