

Г.П. Пронь, Л.К. Гусаченко, В.Е. Зарко,
Б.М. Малкин

ЭФФЕКТ РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ВОЛНЫ ПСЕВДООЖИЖЕНИЯ—ГОРЕНИЯ

На установке для сжигания угля в кипящем слое в режиме розжига вначале неподвижного и холодного зернистого слоя реализована распространяющаяся сверху волна псевдоожигения—горения. Изложенные представления о физике явления качественно согласуются с полученной из опытов зависимостью характеристик процесса от определяющих параметров. Предложен режим розжига с принудительным движением волны.

Существование кипящего и неподвижного слоев

Известно, что продуваемый снизу газом или жидкостью зернистый слой может состоять из нижней неподвижной и верхней псевдоожигенной частей, если до подачи оживающего агента первоначально полностью неподвижный зернистый слой был неоднородным, а именно: размер частиц d сверху существенно меньше, чем внизу [1—3]. В зависимости от соотношения размеров частиц и от скорости продувки (которая должна быть в интервале между критическими скоростями, необходимыми для псевдоожигения крупно- и мелкозернистой частей слоя) возможен стационарный двухслойный режим или постепенное размывание границы слоев и в конце концов псевдоожигение всего слоя.

В [3] упоминается, что стационарный двухслойный режим иногда используется на практике, причем нижний неподвижный слой более крупных частиц играет роль дополнительного газораспределительного устройства для выравнивания скоростей газа по сечению аппарата.

В [4] описано применение такого (мелкозернистого сверху и крупнозернистого внизу) неподвижного вначале слоя теплоносителя для розжига (разогрева) кипящего слоя: холодный слой продувался снизу газовой смесью. Смесью горела на верхней границе слоя, при этом верхняя мелкодисперсная часть слоя псевдоожигалась, прогревалась и распространяла псевдоожигение вниз. Характер распространения («диффузионное» или с крутым фронтом) не исследовался. В такой постановке наличие мелкодисперсного слоя способствует описанному выше «диффузионному» перемешиванию слоев.

Эксперименты с волной псевдоожигения

Эксперименты по розжигу кипящего слоя, в том числе однородного по теплоносителю (точнее — слоя с частицами шамота одной фракции 1—1,6 мм), проведены на модельной установке. Ее диаметр 125 мм, высота неподвижного слоя 160—170 мм, температура воздуха на входе 50 °С. Использовалась скорость продувки $w < w^*$ (w^* — критическая скорость, при которой неподвижный слой псевдоожигается), число псевдоожигения в разных опытах $N = w/w^* = 0,8 \div 0,965$. Одновременно с включением продувки начиналась подача на поверхность слоя угольного порошка с постоянным расходом. Воспламенение инициировалось сжиганием на поверхности слоя деревянных брусков, после чего о состоянии слоя можно было судить по показаниям термопар, установленных над и внутри слоя на разных расстояниях от газораспределительной решетки (рис. 1).

Из рис. 1 следует, что в данном эксперименте по слою сверху вниз распространялась волна нагрева с крутым фронтом. Можно утверждать, что на фронте волны происходило псевдоожигение зернистого слоя шамота, так как при нагревании воздуха до достигавшейся там температуры 800 °С линейная скорость потока должна была превысить критическую, необ-

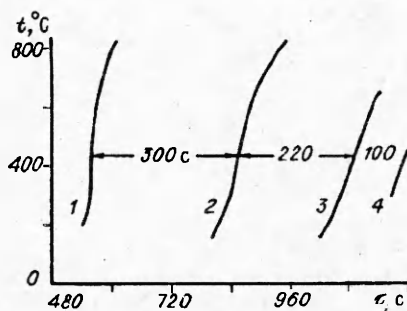


Рис. 1. Зависимость от времени τ показаний термомпар, размещенных на расстояниях от решетки 16 (1), 10 (2), 4 (3) и 0,5 см (4).

Скорость волны, см/с: на участке 1-2 $v = (16 - 10)/300 = 0,02$,
2-3 $v = (10 - 4)/220 = 0,027$, 3-4 $v = (4 - 0,5)/100 = 0,035$.

Температура над слоем 800 °C, $N = 0,87$.

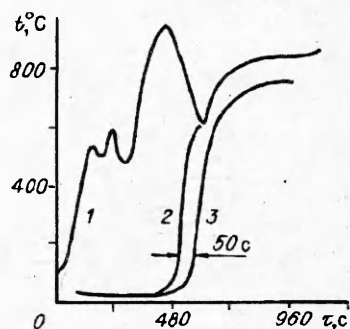


Рис. 2. Показания термомпар над слоем (1), на расстояниях 12 и 2 см от решетки (2, 3); на участке 2-3 $v = (12 - 2) / 50 = 0,2$ см/с; $N = 0,9$.

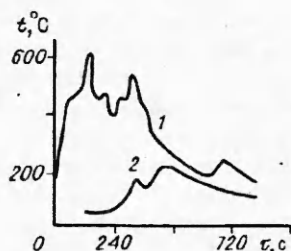


Рис. 3. Показания термомпар над слоем (1) и в 12 см от решетки (2); $N = 0,965$.

ходимую для псевдооживления слоя таких зерен при этой температуре. По данным рис. 1 можно вычислить скорость распространения волны v . Она непостоянна, возрастает во времени. При $N = 0,9$ (рис. 2) средняя скорость распространения волны больше, а температура кипящей части слоя несколько ниже, чем при $N = 0,87$. Наконец, при $N = 0,965$ (рис. 3) зафиксирована еще большая скорость распространения волны и срыв горения (снижение температуры в слое ниже уровня 100 °C). При этом, пока волна горения распространялась, температура слоя не превышала 600 °C. Была найдена и нижняя граница приемлемых значений N . С уменьшением N скорость v снижается, а температура кипящей части слоя повышается. При $N < 0,8$ волна останавливалась, не дойдя до решетки, а высокая температура отдельных участков слоя в нескольких опытах привела к шлакованию золы (температура ее плавления ≈ 1050 °C).

Физическая модель

Для описания кипящей части слоя воспользуемся представлениями [3], где приведена простая модель и дан пример расчета горения угля в кипящем слое теплоносителя. Высокая температура слоя поддерживается за счет горения и благодаря хорошему перемешиванию частиц может быть принята одинаковой почти во всем объеме кипящего слоя, хотя концентрация кислорода и пропорциональное ей тепловыделение резко меняются по высоте слоя. Массовая доля угольных частиц мала (обычно не более 3 %) относительно доли шамота. Температуры газа и частиц шамота практически одинаковы во всем объеме кипящего слоя за исключением нижней его части толщиной ≈ 10 диаметров частиц. Здесь поступающий снизу воздух прогревается от начальной до температуры слоя. В примере [3] начальной считается температура воздуха, проходящего сквозь газораспределительное устройство (решетку), в рассматриваемом случае — воздуха из неподвижно-го слоя.

Массовый поток газа при прохождении через кипящий слой изменяется незначительно (при сгорании угля до CO_2 — возрастает на 8 %), линейная же скорость газа существенно возрастает при его нагревании и слабо (не более чем на 10 %) увеличивается за счет появления дополнительных газовых компонентов (при выходе летучих или при гетерогенной реакции типа $\text{O}_2 + 2\text{C} \rightarrow 2\text{CO}$). В дальнейшем изменении числа молекул пренебрегаем.

В неподвижном слое почти всюду происходит только фильтрация воздуха через холодный слой, сопротивление которого хорошо изучено, [5, 6]. Лишь вблизи границы с кипящей частью этот процесс осложнен тепловым и механическим воздействием кипящего слоя. Пренебрежем вначале механическим воздействием. Если использовать представление о четкой границе кипящего и неподвижного слоев, то тепловое воздействие (теплопередача навстречу набегающему потоку) в этом случае можно определить на основании работ [6, 7]. Тепло от границы передается в неподвижный слой по изложенному в [6, 7] механизму. Встречный поток воздуха ограничивает скорость распространения тепловой волны, отнимая часть тепла и за счет этого разогреваясь. Тем не менее на выходе (на границе слоев) к-фаза перегрета относительно газа. Перегрев зависит от числа Рейнольдса $Re = \rho w d / \mu$ и для зерен размером в несколько миллиметров может превышать 100° . При малых Re (единицы) справедлива однотемпературная модель кипящего слоя.

Тепловой поток на четко выраженную границу реализуется, как для поверхностей теплосъема (по «пакетному» механизму [3]).

На границе слоев должно выполняться условие псевдооживления, например, согласно [3], в виде соотношения $Re = Re_*(Ar)$, где обобщенная эмпирическая зависимость в правой части выражает равенство сил гидродинамического сопротивления и веса частиц. Здесь $Ar = (gd^3/\nu^2)(\rho_c/\rho)$ — число Архимеда; $\nu = \mu/\rho$ — кинематическая вязкость; μ — динамическая вязкость; ρ — плотность, для газа $\rho = 0,00129/(1 + t/273)$ г/см³, t — температура, °С; индекс c здесь и далее относится к твердому теплоносителю, * — к критическим условиям.

Изложенных представлений уже достаточно для качественного объяснения зависимости температуры кипящей части слоя и скорости v распространения волны от скорости продувки w . Прежде всего ясно, что есть область изменения $w_1 < w < w_2$, вне которой волна псевдооживления не реализуется. Здесь $w_2 = w_*(T_0)$ — критическая скорость продувки, при превышении которой вскипает сразу весь холодный слой (режим $v = \infty$); T_0 — температура вдуваемого воздуха; $w_1 = w_*(T_f)T_0/T_f$, где T_f — температура кипящего слоя (поддерживаемая горением угля), $w_*(T_f)$ — критическая скорость продувки горячего слоя газом с температурой T_f (при меньшей скорости слой перестает кипеть и, естественно, распространять режим кипения, так что формально $v = 0$); множитель T_0/T_f учитывает тепловое расширение воздуха. При изменении w от w_1 до w_2 формально $v = 0 \div \infty$. Положительная зависимость $v(w)$ соответствует описанным выше экспериментальным данным.

Температура кипящей части определяется ее тепловым балансом: выделяющееся при горении тепло расходуется на нагрев существующего кипящего слоя (точнее, поступающих в нее воздуха и угля) и холодного теплоносителя в волне псевдооживления и после нее. При $w \rightarrow w_2$, когда $v \rightarrow \infty$ при конечном тепловыделении, практически мгновенно псевдооживляется весь неподвижный ранее слой, а его температура, естественно, остается равной T_0 . При $w \rightarrow w_1$, когда $v \rightarrow 0$, можно ожидать высокой температуры слоя, близкой к «адиабатической», реализуемой в стационарном режиме горения после достижения волной решетки.

Следующая из этих рассуждений отрицательная в среднем зависимость $T_f(w)$ соответствует описанным выше экспериментам и позволяет с некото-

рыми оговорками еще сузить интервал скоростей продувки, в котором существует волна псевдооживления—горения. Теперь он имеет вид

$$w_1 < w_3 < w < w_4 < w_2.$$

Здесь w_3 — скорость продувки, при которой достигается температура T_m плавления золы, слой зашлаковывается и перестает кипеть, $T_f(w_3) = T_m$; при w_4 реализуется предельная температура T_* , ниже которой уголь не горит, $T_f(w_4) = T_*$ (согласно [8] величина $T_* \approx 400 \div 500$ °C).

Недостатки модели, возможность развития

1. Возвращаясь к анализу наших экспериментов, заметим, что учет одного лишь теплового воздействия кипящего слоя на неподвижный не объясняет наблюдавшегося разгона волны псевдооживления — горения. Для корректного описания этого эффекта требуется рассмотреть и механическое взаимодействие. Образование и эволюция пузырей в кипящей части приводят к механическим пульсациям (напряжений и скоростей), которые могут передаваться в неподвижный слой через газовую и твердую фазы.

Известны данные теории и эксперимента об интенсифицирующем влиянии газовых пульсаций над поверхностью пористого тела на фильтрацию и межфазный теплообмен в его приповерхностной области [9].

Выше упоминались также наблюдения [1—3] по «размыванию» приповерхностной части неподвижного слоя ударами пульсирующей частицы лежащего выше кипящего слоя. Конвекция твердой фазы ускоряет прогрев неподвижного слоя, который теперь было бы правильнее назвать неожиженным. Следует также отметить, что на нижней границе пришедшей в движение, но еще не оживленной части неподвижного слоя доходящие сюда сверху пульсации уничтожают те связи между частицами, которые при обычном (без горения и распространения волны) псевдооживлении обеспечивают явление «гистерезиса» (прохождение через максимум перепада давления на слое Δp только при первом подъеме скорости продувки до значений $w > w_*$).

Согласно изложенным представлениям пульсации, усиливая теплообмен в волне псевдооживления, должны увеличивать скорость ее распространения. Очевидно, степень повышения должна зависеть от интенсивности пульсаций. Последняя с течением времени нарастает, так как становится толще кипящая часть и, согласно [10], увеличивается выходной размер пузырей, определяющий амплитуду возмущений. Согласно [3], [11], [12] частота возмущений при этом должна уменьшаться, но для разрушения структуры неподвижного слоя, по-видимому, важнее рост амплитуды. В целом действие возмущений, а с ним и скорость волны возрастают с толщиной h_f кипящего слоя, что соответствует эксперименту.

Кроме того, вблизи верхнего предела скорости продувки, когда она лишь не намного меньше величины w_2 , необходимой для оживления слоя холодным воздухом, возможен «взрывной» эффект. В какой-то момент мгновенно переходит в псевдооживленное состояние остаток неподвижной части слоя. Причиной могут быть возрастающие со временем пульсации кипящего слоя и все лучше доходящие до фронта волны (по мере ее приближения) возмущения от неоднородностей вдува на решетке. Этим эффектом (быстрым перемешиванием горячего кипящего и холодного неподвижного слоев) можно объяснить резкое понижение температуры и срыв горения, наблюдавшийся в опыте, которому соответствует рис. 3. Второе объяснение срыва горения использует только факт разгона волны за счет возрастающего влияния пульсаций на ее фронт. При этом связанная со скоростью распространения волны температура кипящей части уменьшается, и горение прекращается при достижении T_* . На практике, скорее всего, обе причины действуют одновременно.

2. Следующий по значимости фактор — влияние на тепловой поток к поверхности раздела слоев вдува через нее и «газовой полости» над ней. Согласно [3], такая полость (точнее, зона увеличенной порозности) имеет место над газораспределительным устройством, обеспечивающим достаточно однородный вдув, а поверхность раздела как раз играет роль такого устройства для кипящей части. Для учета этих эффектов можно использовать информацию о тепловом потоке к донным решеткам. Здесь это не делается только потому, что при наличии более существенных ошибок (см. п. 1) такая работа бесполезна.

3. О размерах частиц: оправданием принятой монодисперсной модели служит незначительная доля частиц угля, которые меняют свои размеры в процессе сгорания, в общей массе твердой фазы, где в стационарном кипящем слое доля имеющего постоянный размер частиц шамота достигает $\approx 97\%$. Разумеется, это не выполняется (и упрощенная модель непригодна) на начальном этапе, когда полное время существования кипящей части слоя еще сравнимо с временем сгорания угольной частицы. Это время для частицы с $d \approx 3$ мм может быть 100 с и более, что составляет заметную часть всего наблюдавшегося в опытах времени распространения волны. Кроме того, для практического применения важна именно полидисперсная смесь частиц шамота. Представляет интерес учет этих фактов, а также рассмотрение задачи для неоднородного неподвижного слоя с уменьшающимся снизу вверх размером частиц шамота. Предварительные опыты показывают в этом случае более устойчивый режим зажигания.

4. Не учтены теплотопотери в стенки аппарата.

5. В модели не учтены практически неизбежные неоднородные явления и, в частности, «перекосы» температуры, существенные в начале процесса, пока кипящая часть еще тонкая. Для оценки допустим, что весь уголь на поверхности падает на ее край и потом разносится по всему кипящему слою турбулентной диффузией с эффективным коэффициентом D . Согласно [3] перекося $\Delta T/T_f \approx -Pe/2$, $Pe = v_{fu}L/D$, $v_{fu} = M'L/(\rho_{fu}h_f)$, $D \approx (gh_f^3)^{1/2}/60$, $M' = \rho_g w/17$. Здесь Pe — число Пекле, L — диаметр аппарата, v_{fu} — эффективная скорость распространения угля по поверхности, M' — секундный массовый расход угля на 1 см^2 сечения аппарата, индексы f , fu относятся соответственно к кипящему слою, углю и газу. Если $\rho_g = 0,001\text{ г/см}^3$, $\rho_{fu} = 1,5\text{ г/см}^3$, $L = 12,5\text{ см}$, $w = 65\text{ см/с}$, то перекося снижается до приемлемой величины $\Delta T/T_f \approx 0,05$ при достижении $h/L > 0,18$. Таким образом, в довольно значительном начальном периоде процесса может иметь место существенный перекося температуры.

6. Следует учитывать нестационарные явления, и в первую очередь — нестационарную теплопроводность при прогреве неподвижного слоя при расчете переходных режимов, например, вызванных перечисленными выше особенностями начального периода или специально организованной неоднородностью неподвижного слоя или изменениями скорости вдува.

7. Следует иметь в виду, что зависимость $Re_*(Ar)$ получена главным образом из опытов с «однотемпературным» слоем и не учитывает возможного влияния различия температур частиц и обдувающего их воздуха на условие псевдооживления.

Таким образом, данную публикацию следует рассматривать как предварительное сообщение о существовании эффекта, дополненное весьма приближенным математическим его описанием.

Математическая модель

Баланс тепла для неподвижной части слоя имеет вид

$$\alpha(T_f - T_{sc}) = v(cp)_c(1 - \epsilon_0)(T_{sc} - T_0) + (cp_g)w(T_{sg} - T_0). \quad (1)$$

Здесь s , 0 , относятся к «горячей» и «холодной» границам неподвижной части слоя, α — коэффициент теплопередачи, ϵ_0 — порозность неподвижного

слоя, c — теплоемкость, ρ — плотность, $\rho_g w$ — массовый расход газа через единицу площади горизонтального сечения слоя. В (1) слева — тепловой поток из кипящей части. Если считать, что основная его доля реализуется по «пакетному» механизму (кондуктивной теплопередачей от периодически прислоняющихся к поверхности неподвижного слоя компактных скоплений частиц теплоносителя), то для α можно использовать зависимости [3], полученные из опытов с охлаждением в кипящем слое непроницаемых поверхностей. В системе координат, связанной с фронтом волны, в (1) вместо w должно входить $w + v$, однако величиной v пренебрегаем; в настоящих опытах обычно $v < 1$ мм/с. Смысл (1): подводимое из кипящей части тепло расходуется на нагрев от T_0 до T_{sc} и T_{sg} соответственно к-фазы и воздуха.

Для слоя в целом выделяющееся при сгорании угля тепло расходуется на увеличение теплосодержания шамота кипящей части при росте ее размера, на нагрев угля и воздуха от начальной температуры (которая для простоты изложения полагается одинаковой) до T_f и частично уходит в теплообменник. Для 1 см² горизонтального сечения слоя выполняется

$$M'Q = \alpha(c\rho)_c(1 - \epsilon_0)(T_f - T_0) + (M' + (\rho_g w)_0)c_g(T_f - T_0) + \alpha Sh_f(T_f - T_{ch}). \quad (2)$$

Здесь Q — тепловой эффект топлива (угля); S — средняя по горизонтальному сечению слоя удельная поверхность теплообменников, см²/см³; T_{ch} — их температура. Ниже проведены расчеты только для $S = 0$. Для уменьшения числа параметров коэффициент избытка воздуха примем равным 1,2, тогда при использовании угля можно полагать $M' = (\rho_g w)_0/17$ [3].

На поверхности псевдооживления

$$Re_s = (\rho w d / \mu)_s = Re_{*s}. \quad (3)$$

В левой части учтем практическое сохранение потока воздуха через слой: $(\rho_g w)_s = (\rho_g w)_0 = \text{const} = \rho_g w$. Зависимость вязкости воздуха μ от t , °C возьмем в форме

$$\mu = 0,00039(1 + 0,00131(t - 600))^{0,54} \text{ г/(см} \cdot \text{с)}, \quad (4)$$

которая с ошибкой не более 1 % в интервале $0 < t < 1200$ °C аппроксимирует данные таблицы из [13]. Правую часть (3) возьмем по [3] в виде

$$Re_* = Ar / (1400 + 5,22(Ar)^{1/2}), \quad (5)$$

причем при подстановке в (3) все величины вычисляются при температуре T_{sg} .

Что касается T_{sc} , то ее следует находить в общем случае с учетом межфазного теплообмена в неподвижной части слоя согласно [5]. Для грубых расчетов результаты [5] можно аппроксимировать зависимостью

$$(T_{sg} - T_0) / (T_{sc} - T_0) = \exp(-0,01 Re_{eff}), \quad Re_{eff} = \frac{2Re_s}{3(1 - \epsilon_0)}. \quad (6)$$

О коэффициенте теплообмена известно, что его зависимость от Re_f имеет довольно несимметричный максимум (тем более несимметричный, чем крупнее частицы теплоносителя). Для координат максимума в [3] приведены эмпирические соотношения

$$Re_{mf} = Ar_f / (18 + 5,22(Ar_f)^{1/2}), \quad \alpha_m = \alpha_m(\lambda_f, \rho_f, d). \quad (7)$$

Если в интервале с границами $T_f = 1073 \pm 300$ К использовать для воздуха аппроксимацию данных [13] $\lambda / \lambda_{1073} = (T/1073)^{0,748}$, то второе соотношение

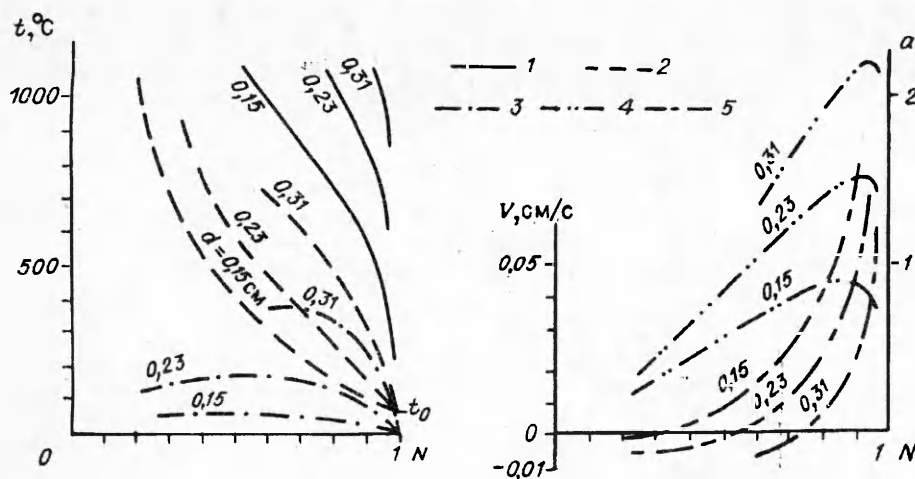


Рис. 4. Результаты расчета по (1)–(8) при различных d .
 1 – $T_f - 273$ – температура кипящей части слоя; 2 – $T_{sc} - 273$ – температура к-фазы на горячей поверхности неподвижного слоя; 3 – $T_{sc} - T_{sg}$ – там же перегрев частиц относительно газа; 4 – $a(N)$; 5 – $\alpha(N)$ – скорость волны.

(7), взятое из [3], можно представить в виде

$$\alpha_m \approx 0,005(T_f/1073)^{0,412}(d/5)^{-0,123}, \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{K}), \quad (7')$$

где d выражено в миллиметрах. Известно [3, 11], что универсального выражения для α нет: эта величина зависит и от геометрии теплообменников. Используем для оценочных расчетов данные [14], приведенные и в [3]. Из них следует, что для различных d при изменении Re_f от критического значения Re_{*f} до Re_{mf} α растет от 0 до α_m , а при дальнейшем увеличении Re_f еще на такой же интервал ($Re_{mf} - Re_*$) α убывает приблизительно на 15%. Такому поведению соответствует зависимость

$$\alpha/\alpha_m = (2a/(1 + a^2))^{0,728}, \quad (8)$$

$a = (Re_f - Re_{*f})/(Re_{mf} - Re_{*f})$, Re_{*f} – по (5) при $T = T_f$, $a = 0$ соответствует $w = w_1$ (нижняя по скорости продувки граница режима распространения волны).

Пример расчета

Пусть $\rho_s = 2,2 \text{ г}/\text{см}^3$, $t_0 = 50^\circ \text{C}$. Тогда $\rho_0 = 0,00129(273/323) = 0,0011 \text{ г}/\text{см}^3$, $\nu = 0,18 \text{ см}^2/\text{с}$ [13]. Примем $Q = 7000 \text{ кал}/\text{г}$, $c_s \approx c_g \approx 0,3 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{K})$, $\epsilon_0 = 0,4$. Результаты расчета по (1)–(8) для $0,15 \leq d \leq 0,31 \text{ см}$ и $N < 1$ приведены на рис. 4.

Обсуждение

Сравнение расчета при $d = 0,15 \text{ см}$ с изложенными ранее результатами эксперимента показывает лишь качественное совпадение (скорость волны при $N = 0,87$ расчет завышает в 2–3 раза, температуру кипящей части занижает на $\approx 150^\circ$). Кроме того, расчет, в который не заложено описание механического воздействия кипящей части слоя на неподвижную, естественно, не описывает имевшее место в эксперименте ускорение волны. Не показывает расчет и наблюдавшуюся в опытах остановку волны при $N < 0,8$. Этот эффект (остановку и даже обратное движение волны и резкое повышение температуры кипящей части) расчет предсказывает для $d = 0,15 \text{ см}$ при меньшей скорости продувки ($N < 0,35$).

Близкий аналог обратного движения волны исследован экспериментально и теоретически для горения газов в пористых средах [15]. В этом режиме достигается высокая «сверхадиабатическая» температура, которую дает расчет и в данной задаче при $v < 0$. Для сравнения: «адиабатическая» температура в ней $T_{f,ad} - T_0 = Q/(18c) \approx 1170^\circ$. При обсуждении режимов с $v < 0$ следует иметь в виду, что при оседании на границу слоев твердой фазы из кипящего слоя в нарастающий неподвижный будут попадать и угольные частицы. При этом для достаточно крупнозернистого теплоносителя (судя по рис. 4, при $d > 0,4$ см) вблизи горячей границы температура неподвижного слоя будет достаточна для горения угля, чего не учитывает изложенная модель.

Для температуры $T_{гг}$ газа на выходе из неподвижной части слоя расчет дает отрицательную зависимость от N , для перегрева (относительно газа) границы неподвижного слоя — зависимость с максимумом. Перегрев при $d = 1,5$ мм составляет десятки градусов. При использовании более крупных гранул перегрев согласно расчету заметно возрастает, увеличивается и температура кипящей части слоя. При этом сужается «рабочая» (дающая приемлемые значения температуры) область значений скорости продувки, приближаясь к $N = 1$, и возрастает роль не учитываемых расчетом механических воздействий на границу неподвижного слоя. Однако для мелких фракций теплоносителя (сотни и десятки микрометров) изложенная модель может оказаться приемлемой. Возможно, будет работоспособной и для крупных частиц при условии «организованности» слоя (наличии в нем достаточно разветвленной жесткой структуры, например, теплосъемников). Согласно [16, 17] в «организованном» слое размер пузырей всюду практически одинаков и, следовательно, при распространении волны не будет меняться уровень возмущений и зависящая от него скорость распространения.

Для розжига крупнозернистого слоя может быть выгодным режим «принудительного» распространения волны псевдооживления—горения со скоростью, значительно превышающей «естественную». Принудительное распространение можно организовать опусканием с заданной скоростью v в неподвижный слой системы вибраторов или (при наличии поверхностей теплосъема на разных высотах слоя) поочередным подключением вибраторов к этим поверхностям. При этом можно использовать, например, равноудаленное от опасных границ значение $N \approx (1 + w_1/w_*)/2$, которое в случае «естественного» распространения волны обеспечило бы недопустимо высокую температуру слоя. Удаление от границы $N = 1$ необходимо для стабильности режима. Что касается «температурного» ограничения на скорость продувки $w_3 < w < w_4$, то оно отпадает, так как желаемую температуру получаем подбором скорости v распространения волны, согласно (2),

$$T_f - T_0 = \frac{\rho_g w Q / 17 + \alpha Sh_f (T_{ch} - T_0)}{\alpha(\varphi)_c (1 - \varepsilon_0) + 18(\varphi)_g w / 17 + \alpha Sh_f}$$

Область применимости этого соотношения гораздо шире, чем у изложенной выше модели «естественного» распространения волны. Она ограничена только использованными в (2) условиями стационарности и одномерности и никак не связана с допущениями о характере процессов на поверхности псевдооживления и около нее в неподвижном слое.

Авторы благодарны О.Б. Цитовичу за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rowe P.N., Nienov A.W. // Trans. Inst. Chem. Eng. — 1972. — V. 50. — P. 310—324.
2. Rowe P.N., Nienov A.W. // Powder Technol. — 1976. — V. 15. — P. 141.
3. Тодес О.М., Цитович О.Б. Аппараты с кипящим зернистым слоем. — Л.: Химия, 1981.
4. Ковенский Г.И., Фруман Т.Э. Способ розжига печи с кипящим слоем. А/с 991120, публ. 23.01.83. Бюллетень 3.
4. Гольдштейн М.А. Процессы переноса в зернистом слое. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1984.
6. Аэров М.Э., Тодес О.М., Наринский Д.А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. — Л.: Химия, 1978.

6. Аэров М.Э., Тодес О.М., Наринский Д.А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. — Л.: Химия, 1978.
7. Наринский Д.А. К вопросу о влиянии межфазового теплообмена на продольную теплопроводность в зернистом слое // ИФЖ. — 1971. — XX, № 2.
8. Горение углерода. / Ред. Предводителей А.С. — М.: Изд. АН СССР, 1949.
9. Кардашев Г.А., Михайлов П.Е. Теплообменные акустические процессы и аппараты. — М.: Машиностроение, 1973.
10. Роу П.Н. Экспериментальные исследования свойств газовых пузырей // Псевдооживление / Ред. Дэвидсон И., Харрисон Д. — М.: Химия, 1974.
11. Тодес О.М., Рябинина Т.Н. Динамика двухфазных потоков и ее применение к проблемам флюидизации // Современное состояние и проблемы очистки газов и снижения вредных выбросов в окружающую среду. Материалы региональной научно-технической конференции, часть II. — Черкассы, 1991. — С. 3—77.
12. Тодес О.М., Цитович О.Б. Термодинамически открытые системы химической технологии // Состояние и перспективы развития техники псевдооживления. Материалы и рекомендации Всесоюзной научно-технической конференции 1988 г. — Черкассы, 1989.
13. Вукалович М.П., Кириллин В.А., Ремизов С.А. и др. Термодинамические свойства газов. — М.: Машгиз, 1953.
14. Варыгин Н.Н., Мартюшин И.Г. Расчет поверхности теплообмена в аппаратах с кипящим слоем // Хим. Маш. — 1959. — № 5.
15. Бабкин В.С., Лаевский Ю.М. Фильтрационное горение газов // ФГВ. — 1987. — № 5.
16. Кунии Д., Левеншпиль О. Промышленное псевдооживление. — М.: Химия, 1976. — С. 26—152.
17. Кувшинов Г.Г., Могильных Ю.И. Скорость подъема газовых пузырей в развитом псевдооживленном слое. // Изв. СО АН ССР. Техн. сер. — 1989. — Вып. 4. — С. 88—96.

Барнаул, АГТУ;
Новосибирск, ИХКиГ

Поступила в редакцию
29/IV 1994

УДК 614.84

В.И. Еремин

О МЕХАНИЗМЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ПРОСКОКА ПЛАМЕНИ В ПОМЕЩЕНИИ ПРИ НАЛИЧИИ ОЧАГА ГОРЕНИЯ

Проанализированы условия возникновения проскока пламени при развитии пожара в помещении и вторичного воспламенения на пределе газофазного горения ПММА в воздухе с добавками тетрафтордибромэтана, интенсифицирующего выделение сажи.

Показано, что рассмотренные явления возникают при высокой концентрации частиц сажи, которые в обоих случаях играют важную роль в инициировании процесса распространения пламени.

Анализ закономерностей развития процесса горения в помещениях большого объема [1] позволил сделать вывод, что они в значительной степени определяются условиями перехода от режима локального очага горения к режиму развитого пожара, когда происходит объемная вспышка — спонтанное воспламенение горючих материалов во всем объеме помещения. В рамках квазистационарной модели авторы [2] показали, что это явление может быть вызвано различной температурной зависимостью скоростей тепловыделения и теплопотерь, что в определенных условиях приводит к нарушению теплового равновесия в помещении. Можно полагать, что наиболее благоприятные условия для этого реализуются первоначально под потолком, в слое дыма, где распространение пламени вполне возможно [3] при наличии источника воспламенения. Имеющиеся сведения [4] позволяют предположить, что таким источником воспламенения могут быть частицы сажи, образующиеся в большом количестве при горении полимеров, которые составляют значительную часть горючих материалов в квартирах, гостиницах и аналогичных помещениях.

С целью выяснения роли частиц сажи в механизме перехода к режиму развитого пожара, анализируем сообщение [5], где представлена картина вторичного воспламенения полиметилметакрилата (ПММА) в воздухе

© В.И. Еремин, 1994.