

КОНВЕКТИВНОЕ ГОРЕНИЕ «БЕЗГАЗОВЫХ» СИСТЕМ

Б. С. Сеплярский, Н. И. Ваганова

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черноголовка

Для объяснения аномально высокой скорости горения «безгазовых» систем титан + сажа, а также титан + сажа + полистирол в условиях одномерной фильтрации примесных газов предложен конвективный механизм горения. Анализ экспериментальных и теоретических работ показал, что в условиях примесного газовыделения конвективный механизм горения может быть обеспечен движением слоя расплава одного из реагентов под действием перепада давления примесных газов. Сформулированы физическая и математическая модели процесса. Установлено, что для реализации ускоряющегося режима горения необходимо наличие свободного объема, не занятого шихтой. Показано, что на начальном этапе горения, а также при свободном объеме, превышающем объем образца, скорость фронта и давление газа возрастают по экспоненциальному закону. Получены аналитические выражения для расчета средней скорости конвективного горения. Исследования сформулированной в работе модели позволили объяснить наблюдаемые в экспериментальных условиях различия в закономерностях горения «безгазовых» систем в условиях встречной, спутной и двухсторонней фильтрации примесных газов.

В настоящее время установлено, что горение смесей металлов (титан, цирконий, гафний, молибден) с неметаллами (углерод, бор, кремний) происходит в конденсированной фазе, а примесные газы, выделяющиеся при горении, практически не влияют на закономерности распространения фронта реакции, на состав и структуру конечных продуктов. Такая точка зрения является результатом основополагающих экспериментов [1–3] по горению этих систем в бомбе постоянного давления, в которых было показано, что скорость горения не зависит от давления газа в широком диапазоне его изменения. Поэтому данный тип горения получил название «безгазового», а сами системы — «безгазовых». Более поздние исследования [4] показали, что при горении этих систем выделяется небольшое количество примесных газов ($30 \div 60 \text{ см}^3/\text{г}$ смеси). Оказалось также, что выделение примесных газов приводит к снижению скорости горения за счет нарушения сплошности образцов. На основании экспериментальных и теоретических исследований можно было ожидать, что горение этих смесей в условиях одномерной фильтрации примесных газов, когда образец помещен в газонепроницаемую оболочку, например трубку, будет происходить так же, как и в бомбе постоянного давления. Действительно, оценки изменения тем-

пературы горения, проведенные на основе теории фильтрационного горения [5], показали, что даже в условиях спутной фильтрации примесных газов, когда подъем температуры максимальный, изменение не превышает нескольких градусов. Эти выводы были подтверждены также результатами исследований горения конденсированных систем с газифицирующими добавками, выполненных численными методами [6].

Однако эксперименты по сжиганию «безгазовой» системы титан + сажа в условиях одномерной фильтрации примесных газов дали неожиданные результаты [7]. Оказалось, что скорость горения аномально возрастает, когда примесный газ фильтруется только через исходную смесь (спутная фильтрация). В работе [8] для системы титан + сажа + полистирол с помощью четырех термопар, помещенных в образец, было определено изменение во времени скорости фронта реакции. Оказалось, что во всех режимах сжигания скорость фронта непрерывно увеличивается. Для встречной (газ может фильтроваться только через конденсированные продукты) и двусторонней (газ может фильтроваться как через конденсированные продукты, так и через исходную смесь) фильтрации скорость фронта увеличивается в 2–2,5 раза. Совершенно по-другому происходит горение в режиме спутной фильтрации, когда скорость фронта за время сгорания образца (0,5 с) увеличивается в тридцать раз и до-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-03-32240).

стигает 90 см/с. Сам процесс носит нестационарный характер, типичный для конвективного горения [9]. Увеличение скорости фронта авторы [7] объясняли наличием слоя жидкого титана, движущегося под действием давления примесных газов. Однако ошибочное предположение авторов [7] о том, что примесный газ выделяется перед слоем расплава, противоречит предыдущему утверждению. В этом случае давление примесного газа было бы выше перед слоем расплава, что замедляло бы, а не ускоряло процесс горения. Имеющиеся в [7, 8] экспериментальные данные позволили нам сделать вывод о том, что примесный газ выделяется за слоем расплава.

В рамках существующих представлений о механизмах безгазового горения, основанных на кондуктивной передаче тепла, не удается объяснить увеличение более чем на порядок скорости фронта реакции в режиме спутной фильтрации по сравнению со скоростью горения этой же смеси в бомбе постоянного давления. Эти данные, как показали результаты исследований процесса горения конденсированных систем с газифицирующими добавками, выполненных численными методами [6], нельзя объяснить также конвективным переносом тепла фильтрующимся газом. Конвективный перенос тепла конденсированными продуктами реакции невозможен, так как они находятся в твердом состоянии при температуре горения. По-видимому, единственным механизмом переноса тепла, обеспечивающим такие высокие скорости горения, является конвективный перенос тепла слоем расплава под действием перепада давлений примесных газов. Действительно, для стехиометрической смеси титан + сажа доля плавящегося компонента составляет 80 % общей массы смеси, а давление примесных газов в порах образца может достигать нескольких сот атмосфер. О реальности такого механизма распространения волны горения свидетельствует и тот факт, что для системы тантал + сажа, горящей по твердофазному механизму, скорость горения практически не зависит от направления фильтрации примесных газов [7]. Отметим, что в отличие от конвективного горения порохов [9] в данном случае газ играет роль источника давлений, а сам конвективный перенос тепла обеспечивается слоем расплава.

Такие принципиальные вопросы, как необходимые и достаточные условия реализации

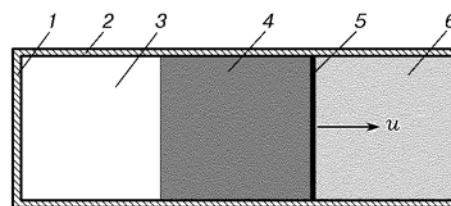


Рис. 1. Схема процесса:

1 — газонепроницаемая крышка, 2 — корпус реактора, 3 — свободный объем (газоприемник), 4 — конденсированные продукты реакции, 5 — зона реакции, 6 — исходная смесь

конвективного горения «безгазовых» смесей, механизмы, обеспечивающие положительную обратную связь между скоростью горения и давлением примесного газа, пределы увеличения скорости горения, в настоящее время совершенно не изучены и являются целью настоящего исследования.

В данной работе сформулированы физическая и математическая модели конвективного горения «безгазовых» систем в условиях направленной фильтрации примесных газов и проведен их анализ с помощью приближенных аналитических и численных методов. В основу физической модели конвективного горения положены данные экспериментов [7, 8].

В трубчатый реактор, закрытый с одного торца газонепроницаемой крышкой (рис. 1), помещается исходная шихта плотностью ρ_0 и пористостью m . Протяженность области, занятой шихтой, равна L , а свободного объема — l_0 . Горение инициируется со стороны крышки, после чего по исходной смеси распространяется фронт реакции. Считается, что в результате взаимодействия исходных реагентов выделяется тепло (Q , кал/г смеси) и примесный газ (μ_1 , г/г смеси). Предполагается, что температура горения выше температуры плавления хотя бы одного из реагентов, но ниже температуры плавления конечных продуктов. Примесный газ выделяется за слоем расплава металла. Слой расплава является газонепроницаемым и полностью перекрывает сечение реактора. Газопроницаемость конечных продуктов на несколько порядков выше газопроницаемости исходной шихты. Перемещение слоя расплава, определяющего скорость движения фронта, происходит под действием разности давлений газа в исходной шихте и продуктах реакции. Такая модель процесса позволяет учесть влияние на процесс горения свободно-

го объема, не занятого шихтой (например, подводящих трубок, гнезд под датчики и других пустот), всегда имеющегося в реальных экспериментах.

Для математического описания конвективного горения «безгазовых» систем необходимо совместное рассмотрение уравнения баланса массы газа в сгоревшей части образца, уравнения, связывающего скорость фронта реакции с перепадом давлений, и уравнения состояния газа. Так как предполагается, что механизм распространения зоны превращения кондуктивно-конвективный, а изменение скорости фронта определяется увеличением скорости движения слоя расплава, для решения поставленной задачи достаточно установить закон изменения давления примесного газа за зоной реакции. Тогда процесс горения нужно анализировать в масштабе длины слоя шихты. В этом масштабе распределения температуры и глубины превращения в образце носят ступенчатый характер:

$T = T_{init}$, $\eta = 0$ — в исходном веществе,

$T = T_c = T_{init} + Q/c$, $\eta = 1$ — в конденсированных продуктах реакции.

Процесс горения описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{dM_g}{dt} = u\rho_0(1-m)\mu_1, \quad (1)$$

$$\frac{dl_1}{dt} = u = u_{cond} + u_{conv} = u_{cond} + K(p_{g,c} - p_{init}), \quad (2)$$

$$M_g = l_0\rho_g + (l_1 - l_0)\rho_g m_1, \quad (3)$$

$$\rho_g = p_{g,c}/RT_c, \quad (4)$$

$$T_c = T_{init} + Q/C. \quad (5)$$

Начальные условия:

$$t = 0: \quad l_1 = l_0, \quad u = u_{cond}, \quad p_{g,c} = p_{init}. \quad (6)$$

В соответствии с данными экспериментов [4, 7, 8] будем полагать, что масса примесного газа много меньше массы исходной шихты, т. е. $\rho_0(1-m)\mu_1 \ll \rho_0(1-m)$ или $\mu \ll 1$, а максимальное давление, которое может создать примесный газ в порах образца, намного больше начального:

$$\rho_0(1-m)\mu_1 RT_c/m_1 = p_{g,max} \gg p_{init}.$$

Здесь M_g — мгновенное значение массы газа за фронтом реакции на единицу площади поперечного сечения; l_0 — длина области, не заполненной шихтой; l_1 — расстояние от газонепроницаемой крышки до фронта реакции; t — время, u — скорость фронта реакции; u_{cond} — скорость распространения фронта при кондуктивном механизме передачи тепла; u_{conv} — скорость движения слоя расплава; K — коэффициент пропорциональности в законе горения; ρ_0 — плотность исходной шихты; m , m_1 — пористости исходной шихты и конденсированных продуктов; μ_1 — масса газа, образующегося при сгорании одного грамма шихты; R — универсальная газовая постоянная; $p_{g,c}$ — давление газа за фронтом реакции; p_{init} — начальное давление газа в реакторе; $p_{g,max}$ — давление газа за фронтом реакции, рассчитанное в предположении, что весь выделяющийся газ остается в порах сгоревшего образца; T_{init} — начальная температура; T_c — температура конденсированных и газообразных продуктов реакции.

При выводе равенства (3) считалось, что отсутствует распределение давления в сгоревшей части образца. Такое предположение основано на обнаруженной в экспериментах [7, 8] высокой газопроницаемости конечных продуктов.

Как видно из уравнения (2), скорость горения равна сумме двух составляющих: кондуктивной, экспоненциально зависящей от температуры горения, и конвективной, определяемой разностью давлений перед и за слоем расплава. Возможность представления скорости горения в виде суммы таких составляющих показана в работе [10] при исследовании зажигания пористых веществ потоком фильтрующегося газа.

Пропорциональность скорости u_{conv} перепаду давлений следует из линейной формы закона фильтрации Дарси

$$u_{conv} = k_1 \frac{\partial p}{\partial x} \approx k_1 \frac{\Delta p}{\Delta x},$$

где k_1 — коэффициент фильтрации, Δx — толщина слоя расплава, а $\Delta p = p_{g,c} - p_{init}$. Имеющиеся экспериментальные данные [8, 11] позволяют сделать вывод о постоянстве толщины слоя расплава. Тогда закон движения фронта реакции принимает форму (2).

Действительно, как показано в [11], деформация горящего образца из смеси титана и сажи под действием внешней нагрузки происходит в зоне химического превращения, где име-

ется расплав металла, а зависимость удлинения от времени близка линейной. Эти факты позволяют сделать вывод о постоянстве толщины слоя расплава. Об этом же свидетельствует тот факт, что скорость горения пропорциональна давлению газа за фронтом реакции в режиме двусторонней фильтрации [8].

Из (1)–(4) следует, что

$$\frac{dp_{g,c}}{dt} \left(\frac{l_0}{RT_c} + l_1 \frac{m_1}{RT_c} - l_0 \frac{m_1}{RT_c} \right) = u \left(\rho_0(1-m)\mu_1 - \frac{p_{g,c}m_1}{RT_c} \right). \quad (7)$$

На начальном этапе процесса горения, когда длина сгоревшего слоя мала ($l_1 - l_0 \leq l_0$) и $p_{g,c} \ll p_{g,\max}$, справедливы следующие соотношения:

$$p_{g,c} - p_{init} = \frac{u_{cond}}{K} (\exp(tKm_1p_{g,\max}/l_0) - 1), \quad (8)$$

$$u = u_{cond} \exp(tKm_1p_{g,\max}/l_0). \quad (9)$$

Из (8), (9) видно, что на начальном этапе конвективного горения перепад давлений и скорость распространения зоны реакции растут по экспоненциальному закону, а характерное время развития конвективного горения, когда скорость увеличивается в e раз, равно $t_* = l_0/Km_1p_{g,\max}$. Значения l_0 , p_{\max} можно определить из независимых экспериментов, в то время как величину K можно найти только из экспериментов по сжиганию шихты в условиях направленной фильтрации примесных газов.

Для удобства численного анализа систему (2), (7) приведем к безразмерному виду:

$$\frac{d\bar{p}_{g,c}}{d\tau} \left(\frac{\bar{l}_0}{m_1} + \bar{l}_1 + \bar{l}_0 \right) = (1 - \bar{p}_{g,c})\bar{u}, \quad (10)$$

$$\bar{l}_1 = \int_0^\tau \bar{u} d\tau + \bar{l}_0, \quad (11)$$

$$\bar{u} = \bar{u}_{cond} + (\bar{p}_{g,c} - \bar{p}_{init}). \quad (12)$$

Начальные условия:

$$\tau = 0: \quad \bar{l}_1 = \bar{l}_0, \quad \bar{p}_{g,c} = \bar{p}_{init}, \quad \bar{u} = \bar{u}_{cond}. \quad (13)$$

Используемые безразмерные переменные и параметры:

$$\bar{p}_{g,c} = p_{g,c}/p_*, \quad p_* = p_{g,\max}, \quad \tau = t/t_*,$$

$$t_* = \frac{L}{Kp_{g,\max}}, \quad \bar{l}_0 = \frac{l_0}{L}, \quad \bar{l}_1 = \frac{l_1}{L}, \quad \bar{u} = \frac{u}{L/t_*}.$$

Область изменения искомым величин и параметров:

$$0 < \bar{p}_{g,c} < 1, \quad 0 < \bar{u} < 1 + \bar{u}_{cond},$$

$$\bar{l}_0 < \bar{l}_1 < 1 + \bar{l}_0.$$

Проанализируем предельные случаи. При $\bar{l}_0 \gg 1$ либо на начальной стадии процесса горения, когда $\bar{l}_1 - \bar{l}_0 \ll \bar{l}_0/m_1$, $\bar{p}_{g,c} \ll 1$, уравнение (10) принимает вид

$$\frac{d\bar{p}_{g,c}}{d\tau} \frac{\bar{l}_0}{m_1} = \bar{p}_{g,c} - \bar{p}_{init} + \bar{u}_{cond}. \quad (14)$$

Интегрируя (14), получим

$$\bar{p}_{g,c} - \bar{p}_{init} = \bar{u}_{cond} (\exp(m_1\tau/\bar{l}_0) - 1). \quad (15)$$

Подставляя (15) в (11), (12), имеем

$$\bar{u} = \bar{u}_{cond} \exp(m_1\tau/\bar{l}_0), \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \bar{l}_1 - \bar{l}_0 &= \frac{\bar{l}_0}{m_1} \bar{u}_{cond} \left(\exp\left(\frac{m_1}{\bar{l}_0}\tau\right) - 1 \right) = \\ &= \frac{\bar{l}_0}{m_1} (\bar{u} - \bar{u}_{cond}). \end{aligned} \quad (17)$$

Для малых значений свободного объема ($\bar{l}_0 \ll 1$) возможен другой предельный случай: размер сгоревшей области много больше \bar{l}_0 , т. е. $\bar{l}_1 - \bar{l}_0 \gg \bar{l}_0$. Тогда практически весь примесный газ находится в порах образца, а давление газа и скорость фронта стремятся к своим максимально возможным значениям:

$$\bar{p}_{g,c} \rightarrow 1, \quad \bar{u} \rightarrow 1 + \bar{u}_{cond}.$$

Наряду с приближенным анализом проводилось численное решение исходной системы уравнений. Численным счетом определяли область применимости результатов приближенного анализа, а также находили полную картину развития во времени конвективного режима горения «безгазовых» систем.

На рис. 2 показано изменение во времени безразмерной скорости распространения зоны реакции при различных значениях параметра \bar{l}_0 . Как видно из рисунка, при $\bar{l}_0 \leq 0,5$ этап быстрого (экспоненциального) роста скорости горения заканчивается выходом на ре-

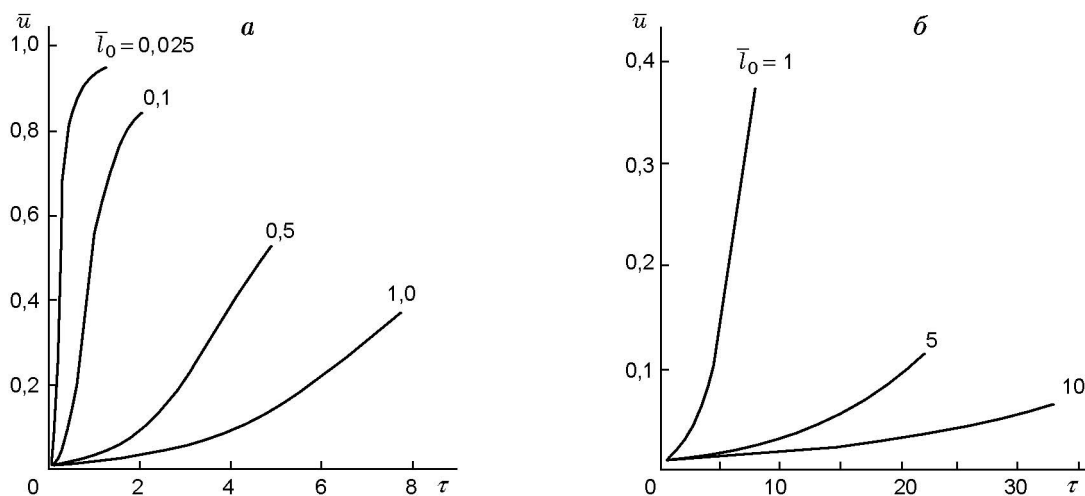


Рис. 2. Зависимость скорости горения от времени при различных значениях параметра \bar{l}_0 : $\bar{u}_{cond} = 0,01, m_1 = 0,6$

жим с медленно меняющейся скоростью. Значение этой скорости близко к максимально возможной:

$$\bar{u}_{max} = (\bar{p}_E - \bar{p}_{init}) + \bar{u}_{cond},$$

где \bar{p}_E — давление в реакторе (образец + свободный объем) после сгорания всего образца,

$$\bar{p}_E = \frac{1 + \bar{l}_0/m_1 \bar{p}_{init}}{1 + \bar{l}_0/m_1} \approx \frac{1}{1 + \bar{l}_0/m_1}.$$

При $\bar{l}_0 \geq 1$ процесс горения идет с непрерывно увеличивающейся скоростью. На кривой $\bar{u}(\tau)$ отсутствует точка перегиба, как это имело место при $\bar{l}_0 < 0,5$. Этот факт означает, что при $\bar{l}_0 > 1$ в процессе горения увеличивается не только скорость фронта, но и ускорение $d\bar{u}/d\tau$.

Для того чтобы определить область реализации экспоненциального роста скорости горения, строили зависимость логарифма отношения \bar{u}/\bar{u}_{cond} от τ (рис. 3). На этом же рисунке для различных значений параметра \bar{l}_0 нанесены зависимости $\ln(\bar{u}/\bar{u}_{cond})$ от τ , следующие из формулы (16). Теоретические зависимости имеют вид прямых линий с наклоном m_1/\bar{l}_0 . Видно, что при $\bar{l}_0 < 0,5$ теоретическая и расчетная кривые совпадают только на начальном этапе горения. При $\bar{l}_0 > 0,5$ расчетная скорость тоже отличается от прямой линии, но максимальное отклонение не превышает 20 %.

Обычно в экспериментах измеряют полное время сгорания образца τ_c , а затем, зная его длину, находят среднюю скорость горения (см. [7, 8]). Аналогично определяли среднюю скорость горения и в настоящей работе. Из численных расчетов находили полное время сго-

рания образца τ_c , а затем и среднюю скорость горения $\langle \bar{u} \rangle = 1/\tau_c$ (рис. 4, кривая 1). Использовался также приближенный метод нахождения средней скорости горения $\langle \bar{u} \rangle_t$. Для этого предполагали, что зависимость скорости от времени описывается выражением (16). Тогда время сгорания образца равно

$$\tau_{c,t} = (\bar{l}_0/m_1) \ln(m_1/\bar{u}_{cond}\bar{l}_0 + 1), \quad (18)$$

а средняя скорость горения —

$$\langle \bar{u} \rangle_t = 1/\tau_{c,t} = m_1/\bar{l}_0 \ln(m_1/\bar{u}_{cond}\bar{l}_0 + 1). \quad (19)$$

Очевидно, что формула (19) применима только при $\bar{l}_0 > 1$, когда на зависимости $\bar{u}(\tau)$ отсутствует точка перегиба. Так как средняя скорость фронта должна быть меньше ее максимального значения \bar{u}_{max} , математически условие применимости формулы (19) можно сформулировать так:

$$\langle \bar{u} \rangle_t < \bar{u}_{max} = \bar{u}_{cond} + (\bar{p}_E - \bar{p}_{init}).$$

В случае $\bar{l}_0 \leq 1$ предполагается следующий приближенный способ нахождения $\langle \bar{u} \rangle_t$. Весь процесс горения разбивается на два этапа. На первом скорость горения экспоненциально возрастает в соответствии с формулой (16). Длительность этого этапа τ_1 определяется из равенства

$$\bar{u}_{cond} \exp(m_1\tau_1/\bar{l}_0) = \bar{u}_{max} = \bar{u}_{cond} + (\bar{p}_E - \bar{p}_{init}).$$

На втором этапе скорость горения \bar{u} считается постоянной и равной максимальному значению в системе

$$\bar{u} = \bar{u}_{max} = (\bar{p}_E - \bar{p}_{init}) + \bar{u}_{cond}.$$

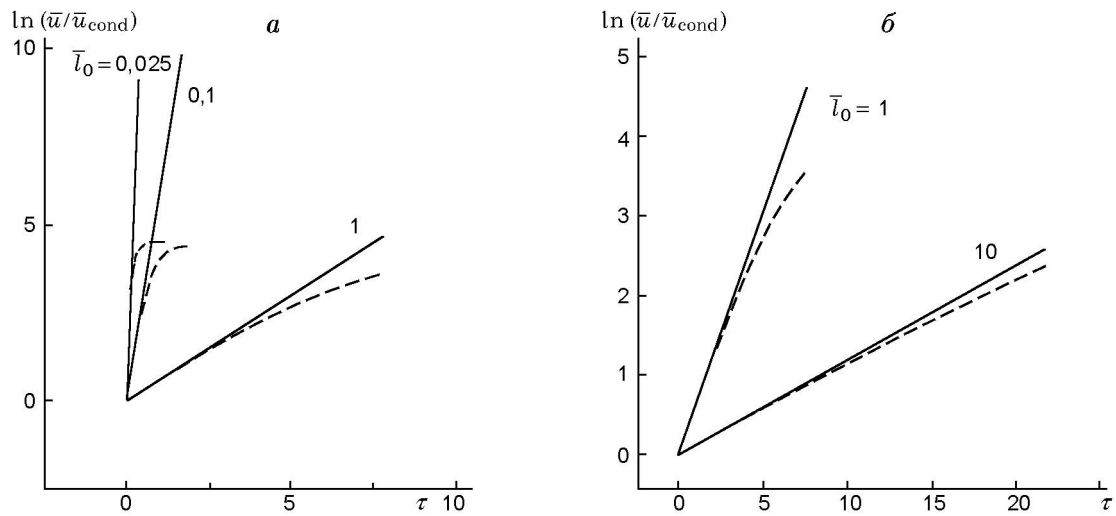


Рис. 3. Зависимость логарифма отношения \bar{u}/\bar{u}_{cond} от времени для различных значений параметра \bar{l}_0 : $\bar{u}_{cond} = 0,01$, $m_1 = 0,6$; сплошные линии — расчет по формуле (16), штриховые — численный счет

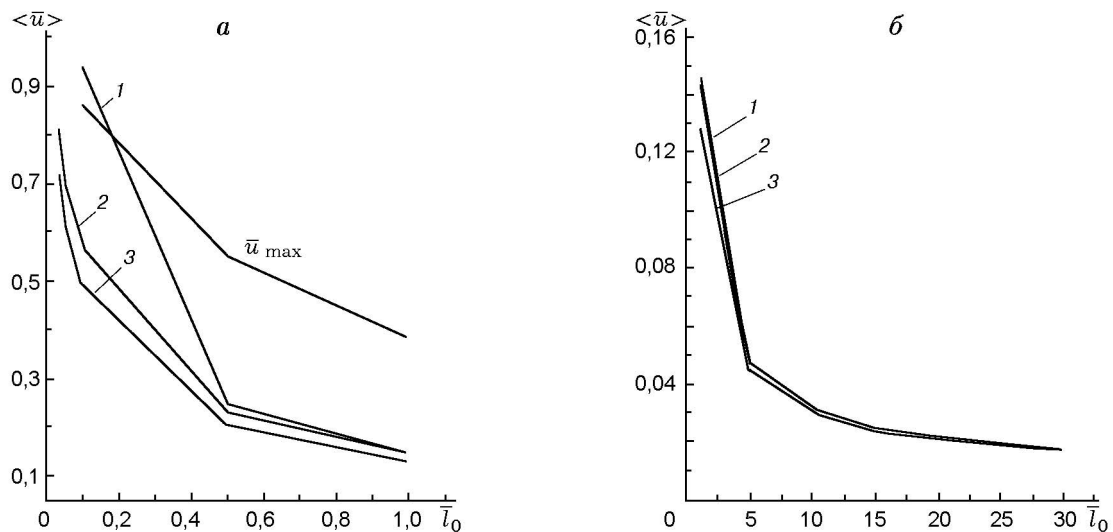


Рис. 4. Зависимости $\langle \bar{u} \rangle$ от \bar{l}_0 , вычисленные различными методами:

a — $\bar{l}_0 < 1$, *б* — $\bar{l}_0 > 1$; 1 — по формуле (19), 2 — по формуле (20), 3 — численным методом, \bar{u}_{max} — максимальное значение скорости фронта ($\bar{u}_{cond} = 0,01$, $m_1 = 0,6$)

Длина сгоревшей части за время τ_1 равна

$$\bar{l}_{11} - \bar{l}_0 = \bar{u}_{cond} (\bar{l}_0/m_1) (\exp(m_1 \tau_1/\bar{l}_0) - 1) = (\bar{l}_0/m_1) (\bar{p}_E - \bar{p}_{init}).$$

Тогда длительность второго этапа будет

$$\tau_2 = (1 - \bar{l}_{11} + \bar{l}_0)/\bar{u}_2.$$

Окончательно для средней скорости горения образца имеем

$$\langle \bar{u} \rangle_t = 1/(\tau_1 + \tau_2). \quad (20)$$

Численные расчеты показали, что в диапазоне $0,025 < \bar{l}_0 < 30$ ошибка определения $\langle \bar{u} \rangle$ по формуле (20) не превышает 15 %.

Результаты расчетов $\langle \bar{u} \rangle$ на ЭВМ и по формулам (19), (20) показаны на рис. 4. При $\bar{l}_0 \geq 1$ результаты расчетов по формулам (19) и (20) отличаются не более чем на 20 %, а при $\bar{l}_0 \geq 5$ — не более чем на 5 %. Таким образом, при $\bar{l}_0 \geq 1$ основные закономерности конвективного горения достаточно хорошо описываются формулами (15)–(17).

Проведенное теоретическое исследование позволяет не только объяснить экспериментальные результаты [7, 8], но и рассчитать некоторые параметры, которые невозможно было определить в экспериментах, например параметр \bar{l}_0 , а также изменение давления газа в спутном режиме фильтрации.

Поскольку в экспериментах наиболее точно определяется средняя скорость горения $\langle u \rangle$ и соответствующие данные имеются в [7] и [8], то именно эту величину и использовали при сравнении закономерностей горения в различных режимах сжигания образцов.

Вследствие того, что в [7, 8] отношения объемов газоприемной камеры к объему образца различны, результаты каждой работы проанализируем отдельно.

В работе [8] приведены данные по $\langle u \rangle$ и зависимости $u(\tau)$. Для режимов встречной и двухсторонней фильтрации значение \bar{l}_0 легко вычисляется из экспериментальных данных: $\bar{l}_0 \approx 10$. Оценим значение безразмерного параметра \bar{u}_{cond} . Для этого рассчитаем максимальное давление газа в порах сгоревшего образца. Принимая удельное газовыделение равным $30 \text{ см}^3/\text{г}$ [7], а пористость $m = 0,5$, для температуры горения 3000 К , характерной для смеси Ti+C, будем иметь $p_{\max} = 600 \text{ атм}$. Учитывая, что конвективная составляющая скорости горения становится равной кондуктивной при $p_c = 15 \text{ атм}$ [8], получим $\bar{u}_{cond} = K \cdot 15 / (K \cdot 600) = 0,025$. При $\bar{l}_0 = 10$ расчетная скорость горения возрастает в три раза, в то время как в экспериментах [8] $u(l_0 + l_1) / u_{cond} = 2 \div 2,5$.

Для спутного режима горения экспериментальные методы не позволяют измерить значение параметра \bar{l}_0 , наиболее сильно влияющего на скорость фронта. Однако известно [8], что средняя скорость горения в спутном режиме примерно в четыре раза выше, чем в двухстороннем, и составляет 14 см/с . Подбирая по данным расчетов для спутного режима сжигания такое значение параметра \bar{l}_0 , чтобы средняя скорость горения превышала в четыре раза среднюю скорость распространения при $\bar{l}_0 = 10$, имеем $\bar{l}_0 = 1$. Отметим, что значение параметра \bar{l}_0 , удовлетворяющее этому условию, слабо зависит от параметра \bar{u}_{cond} . Так, при изменении \bar{u}_{cond} в пять раз (от $0,005$ до $0,025$) значение \bar{l}_0 осталось равным 1. После определения значения \bar{l}_0 можно оценить максимальное давление примесного газа за фронтом горения в режиме спутной фильтрации, а

также провести сравнение расчетных и экспериментальных данных. Так, по данным расчетов, максимальная скорость горения в режиме спутной фильтрации должна в пять раз превышать максимальное значение скорости горения в режиме двухсторонней фильтрации. Используя экспериментальное значение максимальной скорости горения в режиме двухсторонней фильтрации, полученное в [8] ($5,8 \text{ см/с}$), для режима спутной имеем скорость фронта $\approx 29 \text{ см/с}$, соответственно максимальное давление примесного газа за фронтом горения составляет $\approx 90 \text{ атм}$. Для спутного режима фильтрации была получена скорость фронта 25 см/с уже при $t = 0,4 \text{ с}$. Дальнейшее измерение скорости имеющейся методикой, как отмечают авторы [8], затруднено, но по их оценкам она достигает 100 см/с . Такое значение скорости, намного превышающее расчетное, может быть связано с искривлением фронта горения, обнаруженным в [12]. Следует отметить, что качественный вид экспериментальных кривых $u(t)$ для различных режимов сжигания в точности соответствует расчетным при $\bar{l}_0 = 10$ и $\bar{l}_0 = 1$ (см. рис. 2, б).

В экспериментах [7] в режимах встречной и двухсторонней фильтрации примесных газов $\bar{l}_0 = 25$. Поэтому максимальное давление примесных газов за фронтом реакции в процессе горения было в 2–2,5 раза меньше, чем в [8], и составляло $5 \div 6 \text{ атм}$. Для спутного режима среднее значение скорости горения было в полтора раза больше, чем для встречного и двухстороннего режимов. Этот результат позволяет расчетным путем определить значение \bar{l}_0 в спутном режиме горения. Оказалось, что $\bar{l}_0 = 10$. Подтверждением того, что для спутного режима фильтрации работы [7] параметр \bar{l}_0 действительно равен 10, является тот факт, что средняя скорость горения смеси Ti+C в режиме двухсторонней фильтрации в работе [8], где значение \bar{l}_0 известно из эксперимента и равно 10, совпадает со средней скоростью горения в режиме спутной фильтрации работы [7].

Известно, что при сжигании смесей Ti+C и Ti+V в бомбе постоянного давления на зависимостях $u(\rho)$, где ρ — плотность смеси, имеется максимум. Причина его появления, по мнению авторов [13], состоит в том, что при увеличении плотности уменьшается объем свободного пространства, обеспечивающего капиллярное растекание жидкого метал-

ла. При плотности, большей некоторой критической, объем свободного пространства становится меньше объема жидкого металла, что приводит к структурному торможению скорости взаимодействия и, следовательно, к уменьшению скорости горения. В условиях направленной фильтрации примесных газов для всех режимов сжигания скорость горения линейно возрастала с увеличением плотности исходной шихты [7]. В рамках модели конвективного горения такой результат легко объяснить. Действительно, при $l_0 \gg 1$ (а как было показано ранее, $l_0 = 10$ или 25 в зависимости от режима сжигания) средняя скорость горения приблизительно определяется следующим выражением:

$$\langle \bar{u} \rangle = \frac{\bar{u}_{cond} + \bar{u}_{max}}{2} = \bar{u}_{cond} + K \frac{\bar{p}_E - \bar{p}_{init}}{2}. \quad (21)$$

Так как при $l_0 \gg 1$ основная масса газа находится в газосборнике, имеющем постоянный объем, величина \bar{p}_E будет прямо пропорциональна массе образца, которая, в свою очередь, (при постоянном объеме реакционной ячейки) пропорциональна плотности исходной смеси. Тогда в соответствии с формулой (21) скорость горения должна линейно возрастать с увеличением плотности образца.

В рамках сформулированной модели легко объяснить различие закономерностей горения в спутном и встречном режимах фильтрации, а также практическое совпадение скоростей горения во встречном и двустороннем режимах фильтрации, обнаруженное при сжигании смеси титан + сажа [7] и смесей титан + сажа + полистирол [8]. Действительно, в рамках модели двум последним режимам сжигания соответствует одинаковое значение свободного объема: $l_0 \gg L$. Это означает, что в процессе горения давление $p_{g,c}$ меняется слабо, соответственно незначительно меняется и скорость фронта: $u(L + l_0) \geq u(l_0)$. Переход же к спутному режиму фильтрации означает уменьшение l_0 в несколько раз. При этом в несколько раз возрастает не только средняя скорость горения, но и ускорение, характеризующее развитие процесса горения во времени.

Как показывает проведенное исследование, при определении безопасных условий получения различных соединений в режиме горения нельзя ограничиваться только экспериментами в бомбе постоянного давления на образцах малого диаметра, когда равенство давлений перед и за фронтом реакции исключает

возможность конвективной передачи тепла сломом расплава. Следует проводить специальные эксперименты, позволяющие установить условия реализации конвективного режима горения «безгазовых» систем.

ВЫВОДЫ

1. Предложены физическая и математическая модели конвективного горения «безгазовых» систем в условиях направленной фильтрации примесных газов.

2. Показано, что в условиях примесного газовойделения конвективный механизм горения может быть обеспечен движением слоя расплава одного из реагентов под действием давления примесных газов.

3. Определено, что для реализации ускоряющегося режима горения необходимо наличие свободного объема, не занятого шихтой.

4. Установлено, что на начальном этапе горения, а также при свободном объеме, превышающем объем образца, скорость фронта и давление газа возрастают по экспоненциальному закону.

5. Сформулированы необходимые и достаточные условия реализации конвективного режима горения «безгазовых» систем.

6. Исследования сформулированной в работе модели позволили объяснить наблюдаемые в экспериментальных исследованиях различия в закономерностях горения «безгазовых» систем в условиях встречной, спутной и двусторонней фильтрации примесных газов.

Вопросы устойчивости фронта горения, влияния кинетики взаимодействия исходных градиентов и газопроницаемости конечных продуктов на характеристики распространения фронта авторы планируют проанализировать в последующих работах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г., Боровинская И. П. Самораспространяющийся синтез тугоплавких неорганических соединений // Докл. АН СССР. 1972. Т. 204, № 2. С. 366–369.
2. Мержанов А. Г. Теория «безгазового» горения // Archiwum Procesow Spalania. 1974. Т. 5, № 1. С. 17–39.
3. Шкиро В. М., Боровинская И. П. Исследование закономерностей горения смесей титана с углеродом // Процессы горения в химической технологии и металлургии / Под ред. А. Г. Мержанова. Черногловка, 1975. С. 253–258.

4. **Вершинников В. И., Филоненко А. К.** О зависимости скорости «безгазового» горения от давления // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 5. С. 42–47.
5. **Алдушин А. П.** О механизме горения СВС-систем с газифицирующимся окислителем // Проблемы технологического горения. Черноголовка, 1981. С. 11–21.
6. **Шкадинский К. Г., Струнина А. Г., Фирсов А. Н. и др.** Математическое моделирование горения пористых малогазовых составов // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 5. С. 84–91.
7. **Щербаков В. А., Сычев А. Е., Штейнберг А. С.** Макрокинетика дегазации в процессе СВС // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 4. С. 55–61.
8. **Никогосов В. Н., Нерсисян Г. А., Хартян С. Л. и др.** Закономерности горения и дегазации в системе титан — углерод — полимер. Черноголовка, 1990. (Препр./ АН СССР. Ин-т структурной макрокинетике).
9. **Переход горения конденсированных систем во взрыв** / А. Ф. Беляев, В. К. Боболев, А. Н. Коротков и др. М.: Наука, 1973.
10. **Сеплярский Б. С.** Воспламенение конденсированных систем при фильтрации газа // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 1. С. 3–12.
11. **Вадченко С. Г., Мержанов А. Г., Мукасьян А. С., Сычев А. Е.** Влияние одноосного нагружения на макрокинетiku горения «безгазовых» систем // Докл. АН. 1994. Т. 337, № 5. С. 618–621.
12. **Скобельцов В. П., Лазунин И. А., Мурзин И. Ю.** Влияние газовой выделения на закономерности горения при СВС карбида титана и бинарного карбида титана, хрома // Физика аэродисперсных систем. 1986. Вып. 29. С. 38.
13. **Кирдяшкин А. И., Лепаква О. А., Максимов Ю. М., Пак А. Т.** Структурные превращения компонентов порошковой смеси в волне безгазового горения // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 6. С. 67–72.

Поступила в редакцию 13/IX 1999 г.
