

## РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ СИЛЬНО РАЗБАВЛЕННОЙ СИСТЕМЫ Ti+2B

С. Г. Вадченко, И. А. Филимонов

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черноголовка  
vadchenko@mail.ru

Исследованы режимы горения системы Ti+2B с высоким массовым содержанием меди и железа (63 ÷ 83 %) в зависимости от начальной температуры, состава образца и размера частиц реагентов. Определены параметрические области существования высоко- и низкоскоростных слоистых и спиновых режимов горения.

Ключевые слова: режимы горения, спин, диборид титана.

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование горения разбавленных систем вызвано как практической необходимостью получения методом СВС инструментальных сплавов для разных областей применения [1], так и научным интересом, обусловленным возможностью существования в разбавленных системах различных режимов распространения фронта химической реакции: стационарного, автоколебательного, спинового. Одним из наиболее интересных режимов горения является спиновый, впервые описанный для гибридных систем, а затем и для безгазовых [2–8]. Следует отметить, что, несмотря на большое внимание к проблеме спинового горения и ряд систематических исследований этого явления, до последнего времени не изучалось влияние начальной температуры на области его существования и закономерности переходов между режимами горения.

В работе [7] впервые была опробована методика исследования влияния начальной температуры на горение гибридной системы Hf+N<sub>2</sub>, заключающаяся в изготовлении длинных образцов с помещенным внутрь нагревателем, что позволяло получать равномерное распределение температуры на значительной части длины образца. В настоящей работе эта методика применена к исследованию горения безгазовой системы Ti+2B, разбавленной медью или железом. Ранее эти системы были исследованы в работе [6], где показано существование спинового режима в очень узкой области концентраций разбавителя.

Цель данной работы — эксперименталь-

ное исследование зависимости режимов горения разбавленной системы Ti+2B от начальной температуры и состава смеси.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе использовались порошок титана марки ПТОМ (размеры частиц фракций  $d = 20 \div 25$  и  $71 \div 80$  мкм); черный аморфный бор чистотой 99,5 %; порошок меди ( $d < 50$  мкм); железо карбонильное марки ЖВК ( $d \approx 1,2$  мкм) и фракция порошка железа марки ПЖ 4 ( $d < 63$  мкм).

Методика экспериментов аналогична примененной в работе [7]. Основная часть экспериментов проведена с образцами диаметром 5 мм и длиной  $29 \div 32$  мм в слабом токе аргона (0,5 л/мин) при атмосферном давлении. Нагревателем служила молибденовая проволока диаметром 0,5 мм, находящаяся в алунодовом капилляре диаметром 1,5 мм, проходящем по оси образца. С помощью нагревателя варьировалась начальная температура поверхности образца — от комнатной до 700 °С. Температуру измеряли плоской, частично огибающей поверхностью образца термомпарой с толщиной спая менее 20 мкм. Очевидно, что существует градиент температуры по сечению образца, обусловленный теплоотдачей с его поверхности. Однако можно предположить, что вследствие большого содержания в исследуемых смесях порошка меди (железа), обладающего высокой теплопроводностью, и малой толщины реакционного слоя ( $\approx 1,75$  мм) градиент температуры по его сечению мал. Горение вертикально установленного образца инициировалось в его верхнем торце спиралью, нагреваемой электрическим током. Процесс горения снимался на видеокамеру, а затем по видеоза-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-03-32020).

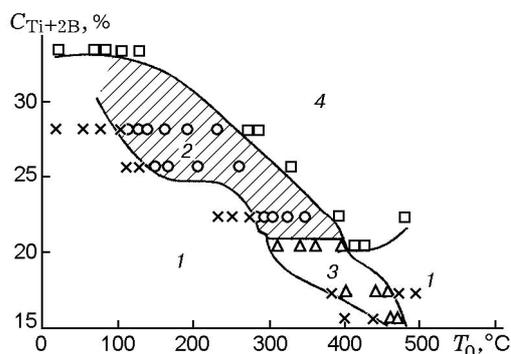


Рис. 1. Области существования режимов горения системы  $Ti+2V+xCu$  ( $d_{Ti} = 20 \div 25$  мкм,  $d_{Cu} < 50$  мкм):

1 — отсутствие горения, 2 — спиновый режим, 3 — низкоскоростной режим, 4 — высокоскоростной режим горения

писи при кадровой развертке определялась скорость горения. Образцы выборочно подвергали рентгенофазовому анализу, а их макроструктуру исследовали методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В экспериментах обнаружены высокоскоростные, низкоскоростные послонные и спиновые режимы горения, обусловленные составом шихты и начальной температурой образца. Спиновые режимы горения различаются числом заходов спина и характерным размером очага. К послонным стационарным режимам горения отнесем те, в которых средняя скорость горения постоянна и отсутствует локальное движение фронта реакции перпендикулярно оси образца на расстояния более размера одной частицы.

Области существования данных режимов горения показаны на рис. 1, 2. Зависимость средней скорости фронта горения от начальной температуры для всех режимов горения представлена на рис. 3, 4.

Отметим следующие характерные особенности горения, проявляющиеся при различных режимах.

1. В области малых разбавлений системы  $Ti+2V$  (мольное содержание  $C_{Ti+2V} \geq 30$  %) наблюдается высокоскоростной послонный стационарный режим горения. Он характеризуется достаточно гладким (с шероховатостью порядка размера частиц) плоским фронтом реакции с большими температурами и скоростями

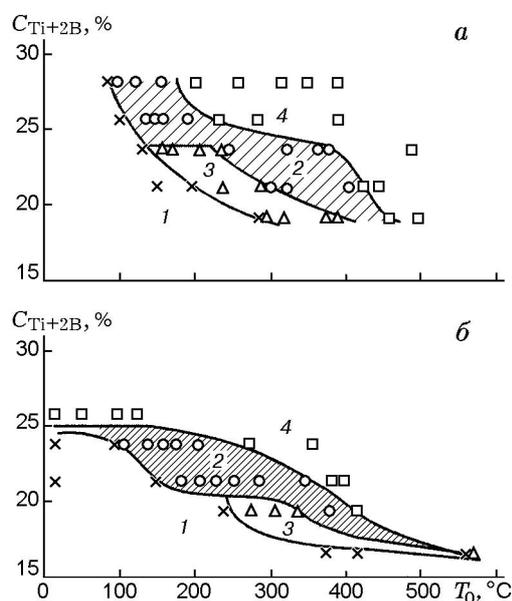


Рис. 2. Области существования режимов горения системы  $Ti+2V+xFe$ :

*a* —  $d_{Ti} = 20 \div 25$  мкм,  $d_{Fe} < 63$  мкм; *б* —  $d_{Ti} = 71 \div 80$  мкм,  $d_{Fe} \approx 1,2$  мкм; 1 — отсутствие горения, 2 — спиновый режим, 3 — низкоскоростной режим, 4 — высокоскоростной режим горения

реакции (до 10 мм/с). Скорость фронта сильно зависит от начальной температуры. Вблизи границы устойчивости высокоскоростного режима при достаточно сильном разбавлении и умеренных начальных температурах начинают проявляться продольные пульсации скорости и положения фронта. При этом не наблюдается движения отдельных очагов или пульсаций скорости перпендикулярно основному направлению распространения реакции.

В окрестности границ устойчивости высокоскоростной стационарный режим горения может быть назван послонным с некоторым приближением, так как при его реализации имеются отдельные пульсации скорости в направлении распространения горения и фронт горения представляет собой не прямую, а извилистую линию. Отклонение фронта от прямой линии увеличивается с ростом мольного содержания меди в исходной шихте. Так, например, при  $C_{Cu} = 65$  % отклонения составляют порядка одного или нескольких диаметров частиц меди. Микроскопическое исследование поверхности образцов после реакции показывает, что по мере увеличения содержания меди в волне горения происходят плавление и слияние частиц меди в довольно большие капли, имеющие

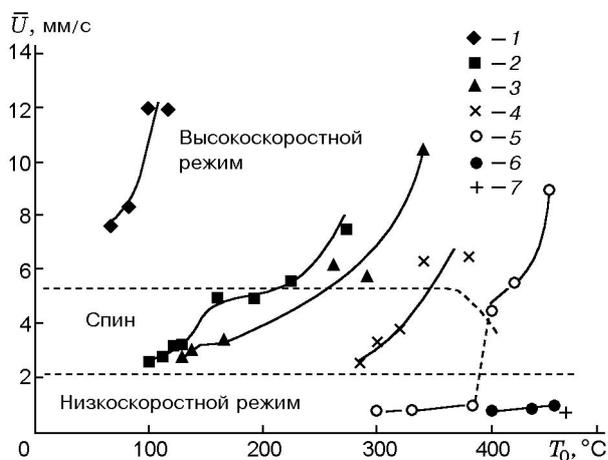


Рис. 3. Зависимость средней скорости фронта горения от начальной температуры в системе  $Ti+2V+xCu$  ( $d_{Ti} = 20 \div 25$  мкм,  $d_{Cu} < 50$  мкм):

$C_{Ti+2V}$ , %; 1 — 33; 2 — 28; 3 — 26,2; 4 — 22,4; 5 — 20,5; 6 — 17,3; 7 — 15

развитую поверхность, или агломераты капель размером от 50 мкм при  $C_{Cu} = 65$  % до 500 мкм при  $C_{Cu} = 78$  %. Это и приводит к отклонениям фронта от прямой линии на величину размера образующихся капель или агломератов.

Аналогичная картина наблюдается при использовании в качестве разбавителя железа. Структура образцов, сгоревших в высокоскоростном режиме, показана на рис. 5, а.

Для высокоскоростного режима характерна также неустойчивость в области высоких концентраций меди ( $C_{Cu} = 78$  %). При понижении начальной температуры он, минуя спиновые режимы, скачком переходит в низкоскоростной, т. е. горение, начавшееся в высокоскоростном стационарном режиме (за счет дополнительного нагрева от инициирующей спирали), через некоторое время (пройдя в этом режиме 5 ÷ 7 мм) переходит в низкоскоростной режим. При этом на поверхности и на продольном шлифе образца в месте изменения режима горения наблюдается четкая граница. Однако при мольной концентрации меди в шихте 80 % повышение начальной температуры не приводит к обратному переходу от низкоскоростного к высокоскоростному режиму, а система переводится в область отсутствия горения. Возможно, что последнее связано со значительным выгоранием (реагированием компонентов шихты) на стадии прогрева до высоких начальных температур. Общей особенностью высокоскоростных послынных режимов горения

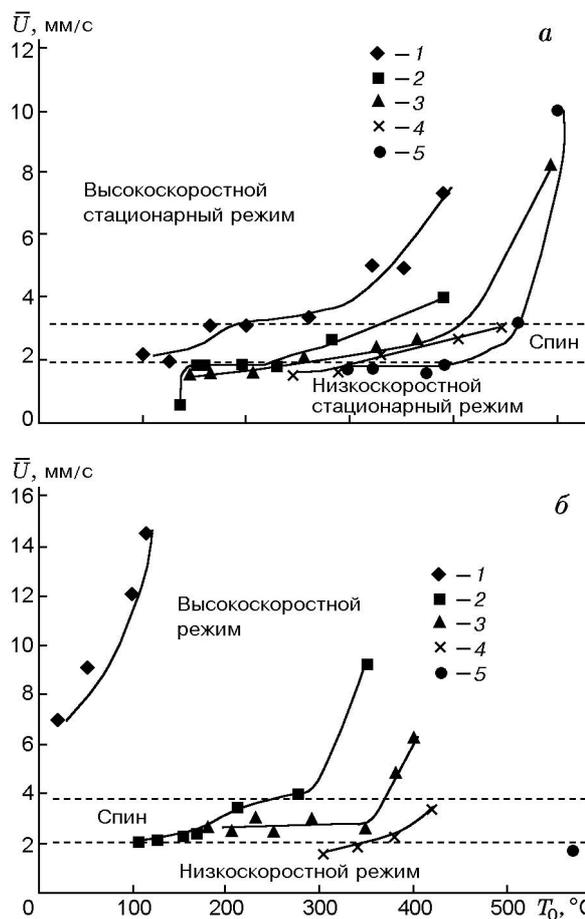


Рис. 4. Зависимость средней скорости фронта горения от начальной температуры в системе  $Ti+2V+xFe$ :

а —  $d_{Ti} = 20 \div 25$  мкм,  $d_{Fe} < 63$  мкм,  $C_{Ti+2V}$ , %: 1 — 27,2; 2 — 25,9; 3 — 23; 4 — 21,1; 5 — 18,9;

б —  $d_{Ti} = 71 \div 80$  мкм,  $d_{Fe} \approx 1,2$  мкм,  $C_{Ti+2V}$ , %: 1 — 25,6; 2 — 23,4; 3 — 21,1; 4 — 18,9; 5 — 16,7

в рассматриваемых системах является то, что уменьшение начальной температуры или теплового эффекта реакции (при разбавлении) переводит горение сначала в неустойчивый режим распространения фронта (спин), а затем (с ростом воздействия) ведет к погасанию или переходу в низкоскоростной стационарный режим.

2. Низкоскоростные послынные стационарные режимы горения существуют в очень узких пределах исследованных параметров. Наряду с низкими температурой и скоростью фронта они характеризуются тем, что, в отличие от высокотемпературного режима, уменьшение начальной температуры образца или теплового эффекта реакции не переводит горение в

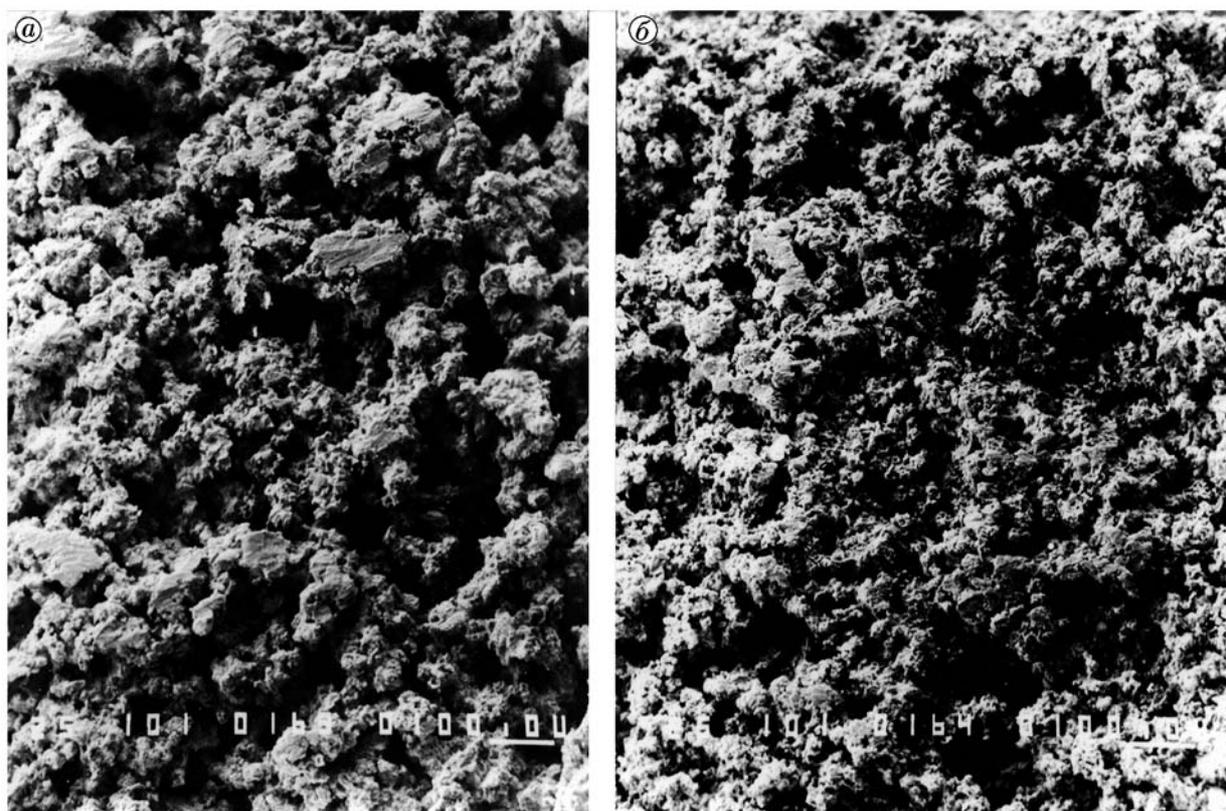


Рис. 5. Фотографии структуры образцов из смеси  $Ti+2B+4,77Cu$ , сгоревших в высокоскоростном (а) и низкоскоростном (б) режимах ( $\times 100$ )

неустойчивый режим распространения (спиновый или автоколебательный), а ведет непосредственно к погасанию (см. рис. 1, 2). Наоборот, переход в спиновые (неустойчивые) режимы распространения осуществляется с ростом начальной температуры или теплового эффекта реакции. На поверхности сгоревших в этом режиме образцов практически не обнаружено следов плавления и слияния частиц меди, хотя внутри образцов они имеются. Структура образцов, сгоревших в низкоскоростном режиме, показана на рис. 5, б.

3. В промежуточной области 2 реализуются спиновые режимы горения. К ним относим все режимы с движением очагов реакции по спиральной траектории вокруг образца. При фиксированной концентрации разбавителя (меди или железа) в шихте по мере повышения начальной температуры образца наблюдается постепенный переход от одноочагового спина к многоочаговому. При этом многократные обороты одноочагового спина редки. Как правило, видно 2–3 оборота в одном направлении, по-

сле чего может следовать движение в противоположную сторону или потухание. Это свидетельствует о том, что границы существования одноочагового спина очень узки и находятся рядом с режимом потухания или с предельным режимом (возможно, автоколебательным), наблюдавшимся в работе [6], но не реализующимся в условиях наших экспериментов. По мере приближения к границе с высокоскоростным стационарным режимом размер очагов уменьшается, а их количество и поперечная скорость возрастают настолько, что обычная видеотехника позволяет лишь заметить пульсации скорости перпендикулярно направлению распространения горения. Характерный спиральный след очага на поверхности образца остается только после спина или многоочагового горения с достаточно крупными очагами. Исследование образцов после реакции показывает, что по траектории движения очага одноочагового спина остается след золотистого или серого цвета шириной до 1 мм, в котором соответственно частицы меди или железа (или обра-

зующегося интерметаллида) расплавлены и агломерированы. Между этими следами находится прослойка более темного цвета шириной до 0,5 мм, которая по внешнему виду соответствует поверхности, наблюдающейся после прохождения низкоскоростной стационарной волны, т. е. без заметных следов плавления и агломерации частиц меди. На продольных шлифах образцов, сгоревших в спиновом режиме, следы прохождения очага выражены нечетко, что может быть следствием градиента температуры, существующего по сечению образца. Например, во внутренней области фронт горения распространяется стационарно, а во внешней, имеющей более низкую температуру, — в спиновом режиме. В системе  $Ti+2B+xFe$  след спина достигает алуновидного капилляра.

4. Границы области теплового взрыва в данной работе не определялись из-за высоких температур и скоростей реакции, приводящих к испарению меди, загрязнению кварцевых окон реактора и разрушению термодар. Однако по результатам пробных экспериментов можно предположить, что эта область существует при достаточно высоких начальных температурах и концентрациях  $Ti+2B$  в исходной шихте. Приведем в качестве примера два результата. При мольном содержании в шихте 35 % ( $Ti+2B$ ) тепловой взрыв происходит только при достижении поверхностью температуры 680 °С. Процесс начинается в середине образца, где достигается максимальная температура, и реакция с высокими для данной системы скоростями  $\approx 50 \div 250$  мм/с распространяется к торцам образца. Другой результат заключается в том, что для образцов с  $C_{Ti+2B} \leq 20$  % существует верхний предел начальной температуры поверхности, при которой образец не воспламеняется. Возможно, это связано с выгоранием реакционной смеси.

Рентгенофазовый анализ продуктов горения показал, что в системе  $Ti+2B+xCu$  при всех режимах горения основными продуктами являются диборид титана и свободная медь, т. е. можно предположить, что медь является инертным разбавителем. Для системы  $Ti+2B+xFe$  продукт горения многофазный, причем преобладают фазы  $TiFe_2$  и бориды железа  $FeB$ ,  $Fe_3B$ ,  $Fe_{3,5}B$ .

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сразу отметим, что различное параметрическое положение высоко- и низкоскоростной

волны на границах существования режимов горения рассматриваемой системы (см. рис. 1, 2) непосредственно указывает на принципиальное различие механизмов их распространения по образцу. Так, если высокоскоростной режим можно интерпретировать как осуществляемый по тепловому механизму распространения фронта реакции, то наблюдаемый низкоскоростной режим горения и его положение трудно описывать с классических позиций.

Во-первых, общая тенденция стабилизации стационарных послонных режимов горения, протекающих по тепловому механизму, с повышением начальной температуры или теплового эффекта реакции — результат общеизвестный. При этом различные режимы горения системы  $Ti+2B+xCu$  ( $Fe$ ) сменяются следующим образом: от отсутствия горения к спину, а при дальнейшем росте воздействия — к высокоскоростному послонному режиму горения. Такая последовательность согласуется с той, что обнаружена для термитных составов [9] и твердофазных систем [10]. Соответствующие результаты дает и тепловая теория [11–13], согласно которой по мере нагрева исходного образца резко сужается область существования спиновом режиме (он становится более неустойчивым) и при определенном (достаточно малом уровне теплоотвода в центр образца) увеличении начальной температуры это приводит к стабилизации плоского стационарного фронта. Сужение области существования спина с увеличением температуры видно на рис. 1, 2 на правой границе области спиновом горения. Поведение левой границы, на наш взгляд, можно объяснить в рамках тепловой теории спина при учете зависимости теплового эффекта (скорости реакции) от степени разбавления системы  $Ti+2B$ : с уменьшением доли  $Cu$  ( $Fe$ ) интенсивность тепловыделения в ходе реакции возрастает и, соответственно, уменьшается начальная температура, при которой еще не наступает срыв горения.

Во-вторых, наблюдаемая последовательность различных типов спиновом горения при возрастании начальной температуры образца (от одно- к двухочаговому и далее к многоочаговому спину) имеет разумное объяснение с позиций тепловой теории. Действительно, как следует из эксперимента и теоретических результатов [11–15], с увеличением начальной температуры (а значит, и температуры в очаге, см. [11–15]) скорость спина возрастает нели-

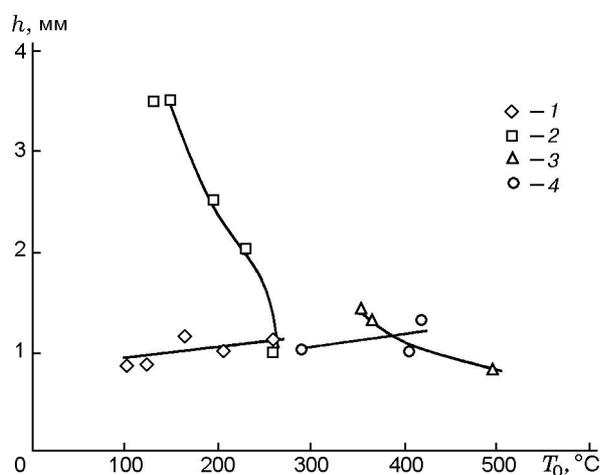


Рис. 6. Зависимость шага спина от начальной температуры в системе  $\text{Ti}+2\text{B}+x\text{Fe}$  ( $d_{\text{Ti}} = 71 \div 80$  мкм,  $d_{\text{Fe}} < 1,2$  мкм):

$C_{\text{Ti}+2\text{B}}, \%$ ; 1 — 27,9; 2 — 25,6; 3 — 23,4; 4 — 21,1

нейно. Соответственно, уменьшается характерное время, за которое очаг спина делает виток по поверхности образца. При  $n$ -кратном уменьшении характерного времени витка одноочагового спина на образце данного диаметра возможно образование соответствующего  $n$ -очагового спина [14].

В-третьих, несмотря на то, что данные по шагу спина (рис. 6) нельзя объяснить существующей тепловой теорией [11–15], наблюдается сходство соответствующих экспериментальных результатов, полученных в настоящей работе и на гибридной системе [8], для которой природа возникновения спиновое горения, как выяснилось, является тепловой. В обоих случаях шаг спина слабо зависит от начальной температуры. Исключение составляет лишь переходный режим, обнаруженный нами на границе между спиновым и низкоскоростным стационарным режимами (см. рис. 6).

Следует также отметить, что в продуктах синтеза, проведенного в высокоскоростном и спиновом режимах, размер расплавленной зоны в очаге спина или во фронте реакции на порядок превышает характерный размер частиц реагентов исходной шихты. Тепловое и физико-химическое взаимодействие реагентов в этих режимах происходит на протяжении возникающей расплавленной зоны, размеры которой соответствуют шагу спина и в некоторых случаях могут достигать до 4 мм (см. рис. 6). Поэтому наряду с кондуктивным конвективным тепло-

и массоперенос в расплаве реагирующей среды играет существенную роль в распространении фронта реакции. Именно интенсификацией конвективного тепло- и массопереноса можно объяснить высокие скорости и температуры в высокоскоростном режиме.

В отличие от высокоскоростного и спинового режимов в низкоскоростном режиме объем жидкой фазы (расплава) настолько мал, что не меняет существенно масштаб гетерогенности реагирующей среды. Объем жидкой фазы определяется в основном параметрами исходной шихты. Физически такой процесс можно представить как образование капель расплава  $\text{Cu}$  ( $\text{Fe}$ ) или их эвтектик с  $\text{Ti}$  или  $\text{B}$  на поверхности частиц  $\text{Ti}$ . Причем капли расплава не целиком охватывают частицы  $\text{Ti}$ , а лишь небольшую часть их поверхности. Частицы исходного  $\text{Ti}$  практически не плавятся, за исключением локальных областей в местах контактов с расплавом или вторым реагентом, т. е. температура фронта реакции в этом режиме не превышает температуру плавления титана. Скорость химической реакции во фронте (очаге), а вместе с ней и параметры распространяющейся волны горения слабо зависят от начальной температуры и состава реагирующей смеси и определяются в основном плотностью упаковки частиц исходной шихты и числом контактов в ней. Эффективные параметры тепло- и массопереноса обусловлены состоянием контактов и их сопротивлением тепло- и массопереносу. Отмечая особую роль контактов в ходе осуществления подобного низкоскоростного режима горения, его можно назвать кондуктивно-контактным.

В отличие от высокоскоростного горения переход к погасанию из низкоскоростного режима происходит при снижении начальной температуры и/или теплового эффекта реакции без промежуточного перехода к спиновому горению. Наоборот, увеличение этих параметров ведет к появлению достаточного количества жидкой фазы и, соответственно, к развитию гидродинамической неустойчивости во фронте реакции, что, в свою очередь, переводит горение в спиновый режим. К сожалению, современная теория горения твердофазных составов с плавлением лимитирующего компонента [16–18] позволяет лишь косвенно судить о наблюдаемых эффектах, связанных с погасанием низкоскоростного фронта и развитием гидродинамической неустойчивости в

нем. Действительно, в нашем случае легкоплавкие добавки не являются лимитирующим компонентом, а в составах с медью вообще не участвуют в химической реакции. Тем не менее формально-кинетический подход, использованный авторами [16–18], дает возможность проанализировать полученные ими результаты применительно к исследуемым системам. Взяв за основу модель [16] и полагая, что плавление происходит мгновенно при достижении соответствующей температуры и не влияет на температуропроводность смеси, авторы [16–18] формально свели весь эффект от появления расплава в системе к изменяющейся скачком скорости химической реакции. Для описания такого скачка они использовали три безразмерных параметра:  $\Theta_m$ ,  $\gamma$  — температура и теплота плавления,  $\alpha$  — значение скачка скорости реакции — и исследовали вопросы устойчивости распространения соответствующего плоского фронта. Оказалось, что устойчивость плоского фронта определяется так называемым параметром плавления:

$$M = \left\{ 1 - \frac{1 + \gamma}{\alpha} \right\} \exp[Ze(\Theta_m - 1)], \quad Q \leq M \leq 1, \quad (1)$$

где  $Ze$  — число Зельдовича. При фиксированном значении  $Ze$  рост параметра  $M$  при прочих равных условиях ведет к развитию неустойчивости в плоском фронте и к переходу горения в неустойчивые режимы (спин, автоколебания и т. д.) [16] и, наоборот, уменьшение параметра  $M$  стабилизирует фронт.

Поскольку в нашем случае появление расплава добавок как минимум улучшает тепловой контакт (для  $Cu$ ), а как максимум способствует улучшению химического контакта между реагентами (для  $Fe$ ), то с формальной точки зрения плавление легкоплавких добавок также должно приводить к скачку скорости химической реакции. Анализ выражения (1) и результатов исследования устойчивости [16–18] показал их общее согласие с данными нашего эксперимента.

Действительно, увеличение доли легкоплавкой добавки должно, с одной стороны, приводить к росту скачка скорости реакции  $\alpha$  (благодаря улучшению теплового и химического контакта), а с другой — к увеличению  $\Theta_m$  (из-за разбавления). Поэтому параметр плавления  $M$  тоже растет, дестабилизируя плоский фронт реакции. При достаточно больших значениях доли добавки и параметра  $M$  плоский

фронт теряет устойчивость и горение переходит в неустойчивый режим, что и наблюдалось в эксперименте.

Зависимость параметра плавления от начальной температуры более сложная и, в принципе, нелинейная. Легко убедиться (см. (1)), что при увеличении адиабатической температуры горения (вследствие роста начальной температуры) в диапазоне от температуры плавления  $T_m$  до значения  $2T_m$  параметр плавления при прочих равных условиях уменьшается, что соответствует стабилизации плоского фронта. Дальнейший рост адиабатической температуры в области значений больше  $2T_m$  вызывает увеличение параметра плавления и дестабилизацию фронта. Качественно это тоже согласуется с экспериментом: существует достаточно узкая область начальных температур, в которой исследуемые системы горят в низкоскоростном стационарном послыном режиме с плоским фронтом реакции.

Заметим, что сравнение экспериментальных результатов с выводами теории имеет смысл только для наблюдаемого низкоскоростного режима горения, для которого предположение о пренебрежимо малом влиянии плавления на температуропроводность реагирующей смеси выполнимо (вследствие достаточно малого объема появляющейся жидкой фазы). Для высокоскоростного режима это предположение заведомо не выполняется.

Проведенный анализ зависимости параметра плавления от начальной температуры позволяет сделать еще один вывод: в составах с добавкой, характеризуемой более высокой температурой плавления, зона низкоскоростного режима горения шире. Этот вывод тоже качественно согласуется с нашими экспериментами: при прочих одинаковых параметрах ширина зоны низкоскоростного режима по температуре шире для составов с добавками железа ( $T_m = 1583$  °C), нежели с добавками меди ( $T_m = 1083$  °C).

Несмотря на качественное согласие экспериментов с выводами формально-кинетической теории [16–18], физическая природа существования низкоскоростного стационара в системе  $Ti + 2B + xCu$  ( $Fe$ ), как и физический смысл введенного авторами так называемого параметра плавления, остаются до конца не выясненными. Поэтому сделанные нами предварительные выводы требуют дальнейшего тщательного исследования, особенно с точки зрения физиче-

ской природы обнаруженного низкоскоростного режима горения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При экспериментальном исследовании волновых режимов горения системы Ti+2В с добавками Cu (Fe) обнаружен новый низкоскоростной режим распространения фронта реакции. В отличие от спинового и высокоскоростного режимов горения, имеющих четко выраженную тепловую (кондуктивно-конвективную) природу, физическая причина возникновения низкоскоростного режима до конца не выяснена. Сделан предварительный вывод о кондуктивно-контактном механизме его распространения. Необходимо дальнейшее детальное моделирование режима.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Кванин В. Л., Балихина Н. Т., Вадченко С. Г. Особенности получения крупногабаритных изделий методом СВС // Наука — производству. 2001. № 10(48). С. 42–44.
2. Мержанов А. Г., Филоненко А. К., Боровинская И. П. Новые явления при горении конденсированных систем // Докл. АН СССР. 1973. Т. 208, № 4. С. 892–894.
3. Филоненко А. К. Нестационарные явления при горении гетерогенных систем, образующих тугоплавкие продукты // Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975. С. 258–273.
4. Филоненко А. К. Спиновое горение титана при пониженном давлении // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 6. С. 41–44.
5. Mukasyan A. S., Vadchenko S. G., Khomenko I. O. Combustion modes in the titanium — nitrogen system at low nitrogen pressure // Combust. Flame. 1997. V. 111. P. 65–72.
6. Максимов Ю. М., Мержанов А. Г., Пак А. Т., Кучкин М. Н. Режимы неустойчивого горения безгазовых систем // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 27, № 4. С. 51–58.
7. Вадченко С. Г., Филимонов И. А. Волновые режимы горения гафния в азоте // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 2. С. 47–53.
8. Струнина А. Г., Дворянкин А. В. Влияние тепловых факторов на закономерности неустойчивого горения безгазовых систем // Докл. АН СССР. 1981. Т. 260, № 5. С. 1185–1188.
9. Дворянкин А. В., Струнина А. Г., Мержанов А. Г. Некоторые закономерности спинового режима горения термитов // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 2. С. 10–16.
10. Zhang S., Munir Z. A. Spin combustion in the nickel — silicon system // J. Mater. Sci. 1992. V. 27. P. 5789–5794.
11. Filimonov I. A., Kidin N. I. The influence of the electromagnetic field on the SHS process in the spin mode // Intern. J. of SHS. 1994. V. 3, N 2. P. 143–154.
12. Filimonov I. A., Kidin N. I. The effect of heat removal on the spin mode of SHS in an external electromagnetic field // Intern. J. of SHS. 1994. V. 3, N 3. P. 197–206.
13. Filimonov I. A., Kidin N. I. Stability of surface combustion in the spinning mode: an electromagnetic energy absorption effect // Proc. 1st Meeting of the Greek Section of the Combustion Institute Athens. 1997. P. 179–185.
14. Новожилов Б. В. К теории поверхностного спинового горения // Докл. АН. 1992. Т. 326, № 3. С. 485–488.
15. Новожилов Б. В. Двумерное приближение в теории поверхностного спинового горения // Докл. АН. 1995. Т. 341, № 1. С. 69–71.
16. Margolis S. B. An asymptotic theory of condensed two phase flame propagation // SIAM J. Appl. Math. 1983. V. 43, N 2. P. 351–369.
17. Margolis S. B. An asymptotic theory of heterogeneous condensed combustion // Combust. Sci. Technol. 1985. V. 43. P. 197–215.
18. Margolis S. B., Kaper H. G., Leaf G. K., et al. Bifurcation of pulsating and spinning reaction fronts in condensed two phase combustion // Combust. Sci. Technol. 1985. V. 43. P. 127–165.

Поступила в редакцию 22/1 2002 г.