

УДК 536.46:544.45

ОЧАГИ ГОРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Ю. М. Михайлов, Ю. Б. Калмыков, В. В. Алёшин

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

Обсуждаются условия возникновения, природа, размеры и форма очагов горения энергетических конденсированных систем и пространственная динамика волны очагового горения. На основе метода клеточных автоматов кратко описана модель распространения волны очагового горения в конденсированных системах. Предложено возможное объяснение возникновения нестационарных эффектов при горении твердых ракетных топлив.

Ключевые слова: гетерогенные системы, очаги горения, реакционные ячейки, перколяция.

DOI 10.15372/FGV20190605

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что горение многих энергетических конденсированных систем (ЭКС) может протекать в очаговом режиме, когда волна горения распространяется по исходному материалу, не образуя сплошной реакционной поверхности, а существует в виде отдельных, пространственно разобценных реакционных зон (очагов). В таком режиме могут гореть как газифицирующиеся, так и малогазовые системы; как гетерогенные смеси, так и монотоплива [1–7]. На основе анализа многочисленных результатов экспериментальных и теоретических исследований для этого явления предложен специальный термин «дискретные реакционные волны» или «дискретное горение», основные характеристики которого изложены в основополагающих статьях [8–10]. Наиболее адекватно это явление описывается в рамках эстафетной модели горения ЭКС [11–13]. Рассматриваемый здесь вариант очаговой модели горения предполагает, что, во-первых, вся масса энергетического материала состоит из отдельных реакционных ячеек, во-вторых, инициирование горения происходит путем внешнего воспламенения некоторого числа реакционных ячеек на поверхности энергетического материала и, в-третьих, дальнейшее распространение волны горения происходит за счет последовательного зажигания соседних ячеек. Таким образом, в очаговом режиме реализуются пространствен-

ная (за счет отдельных реакционных ячеек) и временная (за счет последовательного зажигания) дискретизация волны горения.

Цель настоящей работы — анализ условий возникновения, природы, размеров и формы очагов горения ЭКС. Представлены также основы и некоторые результаты компьютерного моделирования пространственной динамики очагового распространения волны горения. Предложено возможное объяснение возникновения нестационарных эффектов при горении твердых ракетных топлив.

ПРИРОДА РЕАКЦИОННОЙ ЯЧЕЙКИ

Наиболее очевидной причиной формирования реакционных ячеек в ЭКС можно считать пространственную неоднородность таких систем. Смесевые системы неоднородны по своей природе. В случае кристаллических энергетических соединений неоднородность может быть обусловлена хаотической структурой и ориентацией составляющих систему кристаллитов. Горение жидкой фазы всегда сопровождается внутренней турбулентностью. Однако до сих пор не совсем ясно, почему горящая ячейка не поджигает одновременно все соседние реакционноспособные ячейки и, таким образом, не реализуется режим послынного горения. Можно только предположить, что в неоднородной системе скорости теплообмена между ячейками существенно отличаются, а сами ячейки в зависимости от индивидуальной скорости их нагрева имеют различную температуру воспламенения [14, 15].

На основе обобщенных представлений о процессе горения была предложена термохи-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-29-01035 офи_м и в рамках государственного задания 0089-2014-0126.

© Михайлов Ю. М., Калмыков Ю. Б., Алёшин В. В., 2019.

мическая модель превращения энергетического материала в реакционной зоне [16]. На основе анализа многочисленных литературных источников теоретических и экспериментальных результатов авторами была выдвинута идея о возникновении и существовании особых квазиadiaбатических доменов саморазвивающегося термохимического превращения энергетического материала в волне горения. Предполагается, что именно в этих доменах происходит химическое превращение, связанное с перестройкой молекулярной структуры энергетического материала. Косвенным подтверждением этому является регистрация нестационарных электрических сигналов в процессе горения [17] и рентгеновского излучения из очагов горения [18].

РАЗМЕР РЕАКЦИОННОЙ ЯЧЕЙКИ

Так как эстафетная модель горения предусматривает дискретизацию рассматриваемой системы, а распространение процесса происходит по отдельным ячейкам или составляющим элементам системы, то для представления процесса можно использовать основные выводы теории перколяции. Поскольку в процессе горения ЭКС имеет место превращение активного энергетического материала в неактивные продукты, в наибольшей степени для его описания подходит модель оккупирующей перколяции [19]. В рамках этой модели эстафета загорающихся очагов горения распространяется по ветвям перколяционных кластеров из реакционных ячеек, готовых к воспламенению в данный момент времени [20–24].

Непрерывное распространение процесса в хаотичной среде возможно только в том случае, если перколяционный кластер из активных частиц соединяет ее границы, образуя так называемый соединяющий кластер. Из теории перколяции известно, что минимальное критическое объемное содержание активных ячеек в бесконечной трехмерной хаотичной системе, при котором из них формируется соединяющий кластер, составляет $\approx 15.9\%$ [25, 26]. Наиболее близкий аналог такой формы распространения волны горения — это режим тления, когда непрерывные цепи из частиц энергетического материала окружены малотеплопроводной средой, например воздухом в порах [27], а критический диаметр этих частиц не больше их размера. Однако в реальности значения нижнего

концентрационного предела могут существенно отличаться от этой величины как в большую, так и в меньшую сторону [28, 29]. Чтобы объяснить эту разницу, следует уточнить такое понятие, как критический диаметр.

Известно, что на критический диаметр горения влияет не только увеличение относительных потерь тепла с уменьшением диаметра образца энергетического материала, но и стохастический, вероятностный характер распространения волны горения в энергетическом материале [30].

Если нижний концентрационный предел в некоторой системе больше 15.9% , можно предположить, что критический диаметр горения ветви перколяционного кластера из активных ячеек в окружении исходного материала будет превышать размер его отдельных частиц. В этом случае эстафетное распространение очагов горения в образце может происходить не через соседние активные частицы, а только через более крупные агломераты этих частиц, формирующих реакционную ячейку. По этой причине критическое объемное содержание самих частиц должно превышать значение 15.9% . С другой стороны, при высокой теплопроводности исходного материала критический диаметр горения ветви перколяционного кластера сопоставим с размерами самого образца, что делает невозможным существование режима тления. В этом случае для устойчивого горения необходимо, чтобы содержание активных ячеек было достаточным для формирования так называемого фронта прогрева, когда происходит слияние прогретого слоя вокруг каждой горячей ячейки в единую поверхность. Эта величина критического объемного содержания активных частиц больше необходимой для первого фазового перколяционного перехода (15.9%), так как значение предела Шера — Заллена для плоских систем значительно больше, чем для трехмерных [31].

Если нижний концентрационный предел в некоторой системе меньше 15.9% , можно предположить, что в данном случае волна горения будет распространяться не через непосредственные контакты активных частиц, а через контакты более обширных зон их теплового воздействия. Чаще этот режим горения имеет место, когда частицы быстрогорящего компонента окружены менее энергоемким материалом. Например, полное сгорание малоэнергоемких составов для генерации азота на основе

смесей азидов натрия с оксидом алюминия и бихроматом калия может происходить, если содержание более активного бихромата составляет всего $1.3 \div 1.5$ % [32]. В этом случае зона интенсивного горения, формируемая вокруг активной частицы, медленно прогревает окружающий ее менее энергоемкий состав. Этот состав за счет потока тепла от зоны интенсивного горения прогорает до другой ближайшей активной частицы и воспламеняет ее. Понятно, что размер этой зоны воздействия определяется теплофизическими параметрами окружающей смеси и температурой зажигания активных частиц в данных условиях. Например, если диаметр зоны теплового воздействия активной частицы всего в два раза больше размера самой частицы, то для обеспечения существования соединяющего перколяционного кластера объемное содержание этих частиц может быть в восемь раз меньше, т. е. всего около 2 %.

ФОРМА РЕАКЦИОННОЙ ЯЧЕЙКИ

Для определения величины теплового потока между соседними реакционными ячейками необходимо иметь представление об их геометрической форме, чтобы знать число и площадь контактов между ними. Кроме того, число контактов между соседними ячейками (координационное число) существенно влияет на критическое объемное содержание активных ячеек, при котором происходит образование соединяющего кластера [33, 34].

Поскольку распространение тепла из точечного источника имеет сферическую симметрию, можно допустить сферическую форму ячейки. Однако сферы не могут полностью заполнять пространство без зазоров. Следовательно, реакционная ячейка должна быть в форме многогранника, множество которых полностью заполняет пространство. Наиболее близкой моделью такой структуры служит пена, где каждый пузырек по отдельности имеет форму сферы, а вместе они формируются в совокупность многогранников. Исследования [35–37] показали, что число граней в пузырьке мыльной пены изменялось от 8 до 18 и в среднем составляло 13.29; большинство многогранников имело $12 \div 15$ граней. Форма граней в основном была пятиугольной, хотя встречались квадратные, шести- и семиугольные грани. Из правильных многогранников наиболее близок к этим показателям 12-гранный додекаэдр. Однако набор додекаэдров не может полностью,

без зазоров, заполнить трехмерное пространство.

Для множества точек, хаотично распределенных в пространстве, известно разбиение его на выпуклые многогранники по методу Вороного — Делоне, когда каждая область разбиения более близка к одной из точек множества, чем к любому другому элементу множества [38, 39]. Алгоритм Вороного — Дирихле можно применить и к правильным кристаллическим решеткам. В этом случае формируются ячейки Вигнера — Зейтца, которые представляют собой область кристаллической решетки с центром в некоторой точке решетки Браве, которая лежит ближе к этой точке, чем к какой-либо другой точке решетки [40]. Ячейка Вигнера — Зейтца для объемно-центрированной кубической решетки представляет собой 14-гранный усеченный кубооктаэдр, относящийся к группе полуправильных многогранников из шести квадратных граней и восьми шестиугольных. Набор усеченных кубооктаэдров полностью заполняет пространство и представляет собой две подрешетки, внутри которых они соприкасаются квадратными гранями, а между подрешетками — шестиугольными гранями (рис. 1).

Форму усеченного кубооктаэдра в 1887 г. предложил Кельвин, решая в общем виде задачу разбиения пространства на многогранники при минимальной площади контактов меж-



Рис. 1. Заполнение пространства усеченными кубооктаэдрами

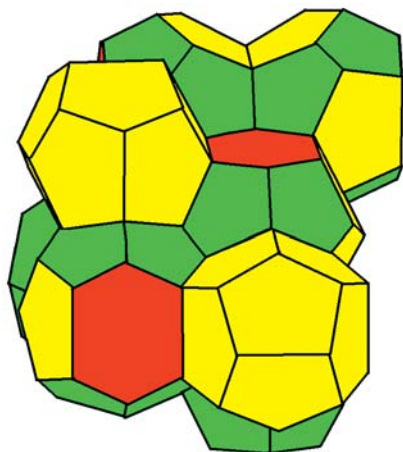


Рис. 2. Структура Веари — Фелана [42]

ду ними [41]. Лишь в 1993 г. была обнаружена так называемая структура Веари — Фелана, представляющая собой комбинацию из восьми многогранников — шести тетракайдекаэдров и двух пиритозэдров (рис. 2), в которой поверхность контакта на 0.338 % меньше, чем у усеченных кубооктаэдров [42]. Число граней у тетракайдекаэдра равно 14, а у пиритозэдра — 12, в среднем — 13.5. Структуру Веари — Фелана удалось экспериментально воспроизвести в реальной пене [43, 44].

ЗАЖИГАНИЕ И ГОРЕНИЕ РЕАКЦИОННОЙ ЯЧЕЙКИ

Известно, что ЭКС могут существовать при обычных условиях только за счет высоких кинетических барьеров. Наличие таких барьеров может быть обусловлено различными причинами.

Во-первых, термическое разложение большинства индивидуальных энергетических материалов начинается с периода индукции, во время которого происходит накопление автокаталитических зародышей основной реакции [14]. После накопления достаточного количества зародышей энергия активации основной реакции резко снижается, что при достигнутой температуре приводит к росту скорости реакции сразу на несколько порядков.

Во-вторых, при наличии частиц металла оксидная пленка на его поверхности препятствует его взаимодействию при обычных условиях с окислителями, в том числе и с кислородом воздуха. При нагревании эта пленка сохраняет свои защитные свойства только до опре-

деленной температуры. При утрате пленкой защитных свойств металл начинает быстро реагировать с окислителем и происходит его воспламенение. Защитные свойства пленки зависят от параметра Пиллинга — Бедворса [45]. Пленка может потерять защитные свойства, например, вследствие растрескивания, плавления, растворения в расплавленном металле или иных причин.

В-третьих, инициирование термического взаимодействия компонентов энергетических систем возможно только при появлении в системе достаточного количества газообразных реагентов. Такими реагентами могут быть кислород, оксиды азота, галогены или аммиак, образующиеся в результате термического разложения одного из компонентов. В некоторых случаях газообразными реагентами могут служить даже летучие низшие оксиды металлов, например Al_2O либо AlO , или, в случае термита [46], парообразный металл. Наконец, в случае тугоплавких компонентов энергетической системы инициатором реакции могут быть пары воды, всегда имеющиеся в реальных системах.

Таким образом, энергия активации начального периода значительно больше энергии активации основной экзотермической реакции горения. По этой причине после достижения температуры зажигания реакционной ячейки скорость основной реакции сразу возрастает в несколько раз и лимитирующей стадией всего процесса становится скорость теплообмена между очагом горения и еще не сгоревшими соседними реакционными ячейками. Уже загоревшаяся реакционная ячейка обязательно должна полностью сгореть при сохранении постоянства внешних условий. В результате температура ячейки резко возрастает до суммарной адиабатической температуры протекающих термохимических превращений. Образующиеся при этом продукты реакции далее остаются химически инертными, но теплофизически могут быть активными за счет их перемещения в пространстве и возможных фазовых переходов при остывании. Следовательно, основными параметрами, определяющими скорость распространения волны горения в очаговом режиме, являются температура зажигания реакционной ячейки и ее адиабатическая температура, а также локальная скорость теплообмена между горящими ячейками, исходным энергетическим материалом, порами в нем и

продуктами реакции. Кроме того, ячейки на поверхности образца имеют дополнительный теплообмен с внешней средой.

После зажигания реакционной ячейки скорость роста температуры в окружающем исходном материале может достигать несколько тысяч градусов в секунду. В этих условиях температура зажигания энергетического материала выше, чем в условиях медленного нагрева, так как накопление зародышей основной реакции не успевает за ростом температуры. В общем случае температура зажигания находится в интервале от температуры начала быстрого разложения энергетического материала при скорости нагрева в десятки градусов в минуту (в условиях дифференциальной термогравиметрии) до максимальной температуры достижимого перегрева вещества при бесконечно большой скорости роста температуры [15]. Более точно температуру зажигания при быстром нагреве можно определить в специальных экспериментах.

Дальнейшая скорость распространения горения зависит от скорости теплообмена между горящим очагом и окружающим материалом в трех ее составляющих (кондуктивной, конвективной и радиационной). Она определяется конкретными физическими условиями, складывающимися вокруг рассматриваемой ячейки, — объемом и плотностью соседних ячеек, площадью контакта с ними, пористостью, температурным градиентом, взаимной скоростью перемещения (в случае газов или жидкостей), теплоемкостью и теплопроводностью горячей ячейки и еще не сгоревшего материала. Если данная ячейка контактирует с внешней средой или с порами, следует также принимать во внимание ее степень черноты для учета теплообмена излучением.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИНАМИКА ВОЛН ОЧАГОВОГО ГОРЕНИЯ

Известно, что волны горения ЭКС могут иметь разные пространственные формы с различной степенью нестационарности: послонное горение, поперечные волны, многоочаговое или мерцающее горение, автоколебательное горение, спиновое горение и, наконец, тление.

В [47, 48] методом клеточных автоматов было выполнено компьютерное моделирование эстафетного распространения горения в двумерных и трехмерных дискретных структурах, состоящих из активных и неактивных яче-

ек без учета переноса тепла. Продемонстрировано, что в зависимости от объемного содержания активных ячеек горение может распространяться в виде тления в форме отдельных независимых очагов, в многоочаговой форме или в виде обычного послонного горения. То есть пространственная форма волны горения ЭКС существенно зависит от объемного содержания реакционных ячеек, готовых к воспламенению в каждый конкретный момент времени.

Последующая экспериментальная проверка, выполненная на модельной системе малогазовый термит — инертный материал, подтвердила основные результаты компьютерного моделирования [31]. Кроме того, было обнаружено, что при содержании активных частиц выше некоторого критического значения формируется единая поверхность «фронта прогрева». Ее продвижение в осевом направлении происходит только локально под воздействием многочисленных очагов горения, которые перемещаются по фронту прогрева в поперечном направлении. Величина этого критического содержания активных частиц больше, чем необходимо для перколяционного фазового перехода в объеме, так как значение предела Шера — Заллена на поверхности значительно больше, чем в объеме. Как и следовало ожидать, температура очага горения близка к адиабатической температуре реакционноспособного термитного состава, а температура «фронта прогрева» гораздо ниже и близка к адиабатической для смеси термитного и инертного материалов.

Компьютерный анализ оптических изображений фронта горения этих модельных составов показывает, что границы температурных полей имеют фрактальную структуру и могут быть адекватно охарактеризованы в терминах фрактальной геометрии [49, 50]. Установлено, что фрактальная размерность границ температурных полей является постоянной величиной для конкретного образца в данных условиях эксперимента и может служить его количественной характеристикой наряду с другими параметрами горения. Таким образом, фрактальный анализ может быть использован для качественного и количественного исследования динамики распространения волны горения в ЭКС.

Обобщая полученные данные, можно отметить, что пространственная динамика распространения очагов горения в общем случае зависит от объемного содержания активных

реакционных ячеек, готовых воспламениться в данный момент времени, от их критического диаметра в данных условиях и от соотношения температуры внешней среды, температуры зажигания и адиабатической температуры.

ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИНАМИКИ ВОЛНЫ ОЧАГОВОГО ГОРЕНИЯ

На базе полученной информации была создана компьютерная программа FireCell для моделирования методом клеточных автоматов эстафетного распространения горения в дискретной среде из пористой смеси энергетического и инертного материалов [51]. С помощью программы FireCell можно моделировать пространственную динамику распространения тепловой волны в горящем образце с реальными теплофизическими свойствами.

Исходная система представляет собой виртуальный образец в форме параллелепипеда с задаваемыми размерами, состоящий из неподвижной смеси трех различных компонентов в определенном объемном соотношении. Каждый из компонентов состава хаотично распределен в объеме исходной смеси в виде одинаковых элементарных ячеек в форме усеченных кубооктаэдров заданного размера. Первый компонент состава представляет собой потенциально активный энергетический материал с заданной температурой зажигания и адиабатической температурой горения. Второй компонент состоит из химически инертного твердого материала, а третий представляет собой поры между твердыми компонентами. Компонентам состава присваиваются определенные теплофизические свойства: плотность, теплопроводность, теплоемкость и степень черноты. Сам образец находится в газовой среде с заданными теплофизическими свойствами, температурой и давлением. Активные реакционные ячейки по достижении ими температуры зажигания мгновенно воспламеняются и сгорают, разогреваясь при этом на величину адиабатической температуры, и превращаются в новый четвертый компонент — негорючий шлак с собственными заданными теплофизическими параметрами. В модели не учитывается скорость химической реакции в ячейках. Предполагается, что процесс горения лимитирует скорость теплопередачи между ячейками. В программе заложена возможность использования данных о влиянии скорости нагрева конкретной ячейки на ее температуру воспламенения.

Первоначальное инициирование тепловой волны осуществляется созданием временного теплового источника на одной из внешних граней образца. Форма, размеры, температура и длительность существования теплового источника также задаются. Дальнейшее распространение тепловой волны внутри образца происходит за счет теплообмена между его ячейками с учетом возможности воспламенения реакционноспособных ячеек. Потери тепла из нагретого образца происходят через его наружную поверхность в окружающую атмосферу постоянной температуры T_{atm} .

Количество переданного тепла (Q_i) за счет кондуктивного теплообмена между рассматриваемой i -й ячейкой и окружающими j -ми ячейками вычисляется по уравнению Ньютона

$$Q_i = \Sigma(K_j S_j \Delta T_j) \Delta \tau.$$

Здесь S_j — площадь контакта j -й и i -й ячеек, ΔT_j — разность температур между j -й и i -й ячейками, $\Delta \tau$ — интервал времени, K_j — коэффициент теплопередачи между j -й и i -й ячейками: $K_j = \lambda_j/h$ [52, с. 283], λ_j — теплопроводность j -й ячейки, h — размер ячейки.

Для всех наружных граней ячеек с температурой выше атмосферной, но ниже 623 К ($T_{atm} < T_i < 623$ К) коэффициент теплопередачи K_t в атмосферу можно вычислить по эмпирической формуле, учитывающей кондуктивную и конвективную составляющие теплового потока [52, с. 311]:

$$K_t = 9.3 + 0.058T_i \text{ [Вт/(м}^2 \cdot \text{К)]}.$$

При $T_i > 623$ К становится заметным вклад радиационной составляющей теплового потока. В этом случае количество излученного тепла вычисляется по закону Стефана — Больцмана:

$$Q = C_0 \varepsilon_i S_i [(T_i/100)^4 - (T_{atm}/100)^4],$$

где $C_0 = 5.67$ Вт/(м²·К⁴) — коэффициент лучеиспускания черного тела, ε_i — приведенная степень черноты. Соответственно, коэффициент теплоотдачи излучением (α) рассчитывался по формуле

$$\alpha = \frac{5.67 \varepsilon_i S_i [(T_i/100)^4 - (T_{atm} + 273/100)^4]}{T_i - T_{atm}}.$$

Расчет температур для всех ячеек проводится периодически, через заданный интервал

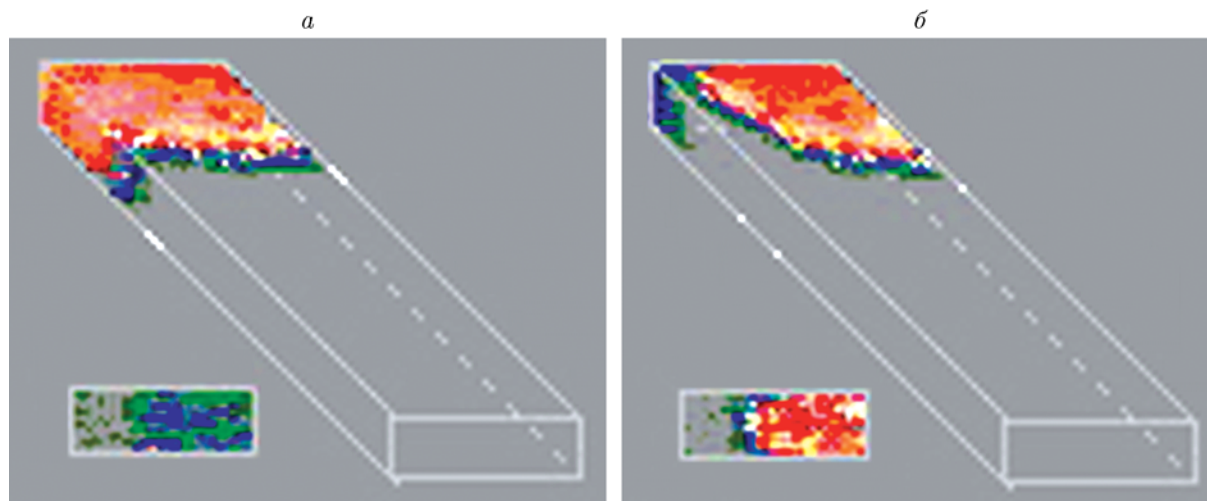


Рис. 3. Внешний вид виртуального модельного образца на восьмой секунде горения: иницирование осуществлялось нагревом всех ячеек на дальнем торце образца до температуры 773 К в течение 1 с (а), до температуры 673 К в течение 0.5 с (б)

времени Δt . После завершения горения образцы медленно остывают за счет теплообмена с окружающей средой.

С помощью компьютерной программы FireCell можно моделировать пространственную динамику распространения температуры в горящем образце с реальными теплофизическими свойствами во времени.

Численные расчеты для составов типа малогазовый термит — инертный материал, описанных в [31], показали хорошее соответствие температур, скоростей горения и внешнего вида горящих образцов в расчете и эксперименте. Кроме того, расчеты показали, что параметры горения и внешний вид идентичных образцов существенно зависят от температуры и времени действия иницирующего источника тепла. На рис. 3 приведены изображения одного и того же виртуального модельного состава с температурой зажигания термитных ячеек 573 К и адиабатической температурой горения 1 273 К на восьмой секунде процесса. В первом случае иницирование осуществлялось нагревом всех ячеек на дальнем торце образца до температуры 773 К в течение 1 с, а во втором случае — до температуры 673 К в течение 0.5 с. Палитра цветов соответствует реальным цветам нагретых тел. Ячейки, нагретые до температуры выше 323 К и ниже 773 К, изображены в условных цветах. Зависимость параметров горения ЭКС от способа иницирования часто наблюдается в экспериментах.

Отметим, что для моделирования процес-

са очагового горения различных энергетических материалов необходимы данные по теплофизическим свойствам всех компонентов системы, а также экспериментальные данные по температурам воспламенения и горения активных компонентов.

ПОДХОДЫ К ОБЪЯСНЕНИЮ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ГОРЕНИИ ТРТ

Известно, что при горении некоторых газифицирующихся энергетических систем в определенных условиях наблюдается существенная нестационарность [53–56]. Можно предположить, что после воспламенения волна горения твердых ракетных топлив (ТРТ) самоорганизуется в виде отдельных реакционных ячеек (очагов горения). Поперечный размер ячеек зависит от свойств ТРТ. Чем мельче компоненты и чем больше энергетика состава, тем мельче ячейки. В осевом направлении ячейки состоят из зон 1–7, перечисленных в таблице, начиная от исходного холодного ТРТ (зона 1) до горячих газообразных продуктов реакции (зона 7). Среди этих зон есть две реакционные (4 и 6), действующие как два нестационарных (импульсных) источника тепла.

В зоне 4 происходит импульсное частичное экзотермическое разложение компонентов ТРТ в жидкой фазе. При этом может выделяться до половины общего запаса тепловой энергии [57]. Нестационарность этого процес-

Стадийность процессов в реакционной ячейке волны горения ТРТ

Номер зоны	Зона горения	Состояние зоны горения
1	Исходный состав	Холодный
2	Твердая зона прогрева	Прогрев от кипящей зоны
3	Разжижение	Реакция в кипящей зоне
4	Дым — газ — кипящая зона	Прогрев от пламени + реакция в кипящей зоне
5	Дым — газ	Прогрев от пламени. Нет химических реакций
6	Пламя	Реакция в газе
7	Продукты реакции	Охлаждение

са возникает из-за его стадийности. Тепло реакционной стадии каждой ячейки расходуется на нагрев исходного состава до температуры начала реакции в конденсированной фазе ($\approx 500 \div 600$ К). Только после формирования прогретого слоя и достижения температуры начала реакции в конденсированной фазе реализуется быстрая химическая реакция в пределах ячейки. Эта реакция полностью перерабатывает прогретый материал в реакционно-способные дымогазовые продукты (в основном CO, NO, N₂O и N₂). Затем процесс прогрева исходного материала повторяется.

В результате из данной ячейки происходит импульсное выделение реакционноспособных продуктов. В их составе имеются окисляющие компоненты — окись и закись азота. Особенность этих компонентов состоит в том, что они действуют как окислитель только после диссоциации на азот и кислород при температурах выше 870 К. По этой причине реакционная зона в кипящей зоне отделена от реакционной зоны в пламени зоной 5, наличие которой обусловлено тем, что требуется время для накопления указанных дымогазовых продуктов и их прогрева до температуры воспламенения. При достижении температуры воспламенения накопившиеся дымогазовые продукты быстро сгорают в зоне 6, выделяя горячие продукты реакции, и при этом частично прогревают зоны 5 и 4 за счет излучения. Из-за этого импульсы выделения тепла в зонах 4 и 6 разделены во времени.

Таким образом, процесс горения ТРТ дискретизирован по пространству (на отдельные реакционные ячейки) и по времени (два тепловых импульса в пределах каждой ячейки). Комбинация этих процессов с геометрией заряда, внешними условиями, структурой и физико-

химическими свойствами топлива может давать все многообразие явлений, наблюдаемых при нестационарном горении ТРТ.

Обычно на поверхности горения формируется множество периодически действующих реакционных ячеек, но между ними нет синхронизации даже на отдельных участках горячей поверхности. В результате наблюдается идеальное с виду стационарное горение с постоянной скоростью. Импульсный газоприход от каждой ячейки относительно мал и нивелируется объемом камеры сгорания. В противоположном случае на поверхности горения формируется небольшое количество относительно крупных реакционных ячеек, которые в какой-то момент времени могут полностью синхронизироваться по времени. В результате происходит большой выхлоп реакционноспособных дымогазовых продуктов, который полностью выталкивает зону пламени за пределы камеры сгорания, что может привести к полному прекращению химических реакций в конденсированной фазе.

Колебательные режимы работы ракетного двигателя («чихания») представляют собой промежуточные явления между описанными предельными случаями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе эстафетной модели распространения волны очагового горения проанализированы условия возникновения, природа, размеры и форма очагов горения ЭКС.

Предполагается, что размеры очагов горения определяются требуемыми размерами активных реакционных ячеек в перколяционном кластере для обеспечения устойчивости горения. Активация реакционных ячеек происходит

неодновременно из-за локальной неоднородности условий теплообмена в хаотичных системах и разной скорости нагрева ячеек до температуры зажигания.

Форма реакционных ячеек, вероятно, соответствует форме многогранных пузырей в мыльной пене, которые обладают минимальной площадью контактов между ними.

На основе созданной компьютерной модели распространения волны очагового горения в трехмерных системах продемонстрировано, что параметры горения и внешний вид изначально одинаковых модельных образцов существенно зависят от мощности и времени действия иницирующего теплового импульса.

Изложены возможные подходы к объяснению нестационарных эффектов при горении ТРТ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Абруков С. А., Аверсон А. Э., Давыдов А. Е., Кочаков В. Д., Максимов Н. Н., Мошев В. В.** Исследование механизма зажигания и горения порохов методом голографии // V Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Горение конденсированных систем. — Черноголовка, 1977. — С. 69–72.
2. **Маршаков В. Н., Истратов А. Г., Пучков В. М.** Неоднородный фронт горения составов на основе нитроклетчатки и нитроглицерина // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 4. — С. 100–106.
3. **Маршаков В. Н., Мелик-Гайказов Г. В.** Очагово-ячеистая структура волны горения перхлората аммония // Хим. физика. — 2009. — Т. 28, № 12. — С. 45–51.
4. **Мержанов А. Г., Мукасыян А. С., Рогачев А. С., Сычев А. Е., Хванг С., Варма А.** Микроструктура фронта горения в гетерогенных безгазовых средах (на примере горения системы $5\text{Ti} + 3\text{Si}$) // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 6. — С. 68–81.
5. **Рогачев А. С., Мукасыян А. С., Варма А.** Микроструктура самораспространяющейся волны химических реакций в гетерогенных средах // Докл. АН. — 1999. — Т. 366, № 6. — С. 777–780.
6. **Рогачев А. С., Кочетов Н. А., Курбаткина В. В., Левашов Е. А., Гринчук П. С., Рабинович О. С., Сачкова Н. В., Бернар Ф.** Микроструктурные аспекты безгазового горения механически активированных смесей. I. Высокоскоростная микровидеосъемка состава $\text{Ni} + \text{Al}$ // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 4. — С. 61–70.
7. **Михайлов Ю. М., Алешин В. В.** О беспламенном горении балластированных энергетических систем // Наука и технология в промышленности. — 2016. — № 1. — С. 17–22.
8. **Mukasyan A. S., Rogachev A. S.** Discrete reaction waves: Gasless combustion of solid powder mixtures // Prog. Energy Combust. Sci. — 2008. — V. 34. — P. 377–416.
9. **Bharath N. T., Rashkovskiy S. A., Tewari S. P., Gundawar M. K.** Dynamical and statistical behavior of discrete combustion waves // Phys. Rev. E. — 2013. — V. 87. — P. 042804(1–15).
10. **Рогачев А. С., Мукасыян А. С.** Экспериментальная проверка дискретных моделей горения микрогетерогенных составов, образующих конденсированные продукты (Обзор) // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 1. — С. 66–76.
11. **Mallard E., LeChatelier H. L.** Recherches expérimentales et théorétiques sur la combustion des mélanges gazeux explosifs // Ann. des Mines. Ser. IV. — 1883. — V. 8. — P. 274–295.
12. **Фур З. И.** Релаксационный механизм распространения горения в гетерогенных экзотермических системах // Журн. физ. химии. — 1960. — Т. 34, № 3. — С. 611–617.
13. **Гусаченко Л. К.** Вариант эстафетной модели горения смесей несамогорящих компонентов // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 3. — С. 33–34.
14. **Шленский О. Ф.** Влияние гомогенного зародышеобразования на скорость экзотермических процессов терморазложения конденсированных систем // Физика горения и взрыва. — 1995. — Т. 31, № 1. — С. 88–93.
15. **Шленский О. Ф.** Горение и взрыв материалов. — М.: Машиностроение, 2012.
16. **Klyucharev V. V., Klyuchareva S. V.** The geometry of closed sets in the state of chemical transformation // J. Therm. Anal. Calorim. — 2015. — V. 119. — P. 1633–1651.
17. **Проскудин В. Ф.** О локальных флуктуациях физико-химических параметров при горении конденсированных систем // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 5. — С. 81–85.
18. **Кирдяшкин А. И., Саламатов В. Г., Максимов Ю. М., Тарасенко В. Ф., Соснин Э. А., Габбасов Р. М.** Рентгеновское излучение в процессах горения конденсированных систем с твердотельными продуктами реакции // Докл. АН. — 2014. — Т. 454, № 1. — С. 60–62.
19. **Wilkinson D., Willemsen J. F.** Invasion percolation: a new form of percolation theory // J. Phys. A: Math. Gen. — 1983. — V. 6. — P. 3365–3376.
20. **Фролов Ю. В., Пивкина А. Н., Алешин В. В.** Перколяционные явления при горении гетерогенных конденсированных систем // Хим. физика. — 1997. — Т. 16, № 9. — С. 73–84.

21. **Попок В. Н., Попок Н. И.** Перколяция в смешанных энергетических материалах. Характеристики горения, зажигания и чувствительности смесей к механическим воздействиям // *Буллеровские сообщ.* — 2014. — Т. 39, № 8. — С. 1–16.
22. **Кочетов Н. А., Рогачев А. С.** О причинах тепловой микрогетерогенности волны СВС // *Докл. АН.* — 2003. — Т. 389, № 1. — С. 65–67.
23. **Гринчук П. С., Рабинович О. С.** Перколяционный фазовый переход при горении гетерогенных смесей // *Физика горения и взрыва.* — 2004. — Т. 40, № 4. — С. 41–53.
24. **Grinchuk P. S., Rabinovich O. S.** Critical phenomena and structural effects in combustion of disordered heterogeneous mixtures // *Heat Transfer Res.* — 2007. — V. 38, N 1. — P. 57–69.
25. **Scher H., Zallen R.** Critical density in percolation processes // *J. Chem. Phys.* — 1970. — V. 53, N 12. — P. 3759–3761.
26. **Ключарев В. В.** Константы Шера — Заллена // *Пятое Междунар. совещ. «Фундаментальные проблемы ионизирующего твердого тела»: материалы докл.* — Черногоровка: Изд-во ИПХФ РАН, 2000. — С. 119–125.
27. **Бахман Н. Н.** Закономерности распространения волн тления. I. Критические условия тления // *Физика горения и взрыва.* — 1993. — Т. 29, № 1. — С. 16–20.
28. **Фролов Ю. В., Пивкина А. Н., Никольский Б. Е.** Влияние пространственной структуры реакционной среды на тепловыделение при образовании алюминидов никеля и циркония // *Физика горения и взрыва.* — 1988. — Т. 24, № 5. — С. 95–99.
29. **Королев Д. В., Суворов А. К.** Условия образования перколяционных кластеров и их влияние на характеристики пиротехнических зарядов // *IV Междунар. науч.-практ. конф. «Человек и космос»: тез. докл.* — Днепропетровск, 2002. — С. 482.
30. **Маршаков В. Н., Истратов А. Г.** Критический диаметр и поперечные волны при горении порохов // *Физика горения и взрыва.* — 2007. — Т. 43, № 2. — С. 72–78.
31. **Алешин В. В., Михайлов Ю. М.** Пространственные формы существования волны горения в энергетических гетерогенных системах // *Физика горения и взрыва.* — 2008. — Т. 44, № 4. — С. 60–65.
32. **Алешин В. В., Иванова Е. А., Михайлов Ю. М.** Влияние структуры исходных смесей на горение газогенерирующих составов на основе азидов натрия // *Физика горения и взрыва.* — 2008. — Т. 44, № 6. — С. 72–76.
33. **Эфрос А. Л.** *Физика и геометрия беспорядка.* — М.: Наука, 1982.
34. **Коростелев В. Г.** О порогах протекания в гетерогенных системах // *Материалы 2-й Всерос. конф. «Энергетические конденсированные системы».* — Черногоровка-М.: Янус-К, 2004. — С. 120–122.
35. **Тихомиров В. К.** *Пены. Теория и практика их получения и разрушения.* — М.: Химия, 1975.
36. **Matzke E., Nestler J.** Volume-shape relationships in variant foams. A further study of the role of surface forces in three-dimensional cell shape determination // *Amer. J. Botany.* — 1946. — V. 33, N 2. — P. 130–144.
37. **Sullivan J. M.** The geometry of bubbles and foams // *Foams and Emulsions.* — Dordrecht: Kluwer, 1998. — P. 379–402. — (NATO ASI Series; V. 354).
38. **Voronoi G. F.** Nouvelles applications des paramètres continus à la théorie de formes quadratiques // *J. Reine Angew. Math.* — 1908. — V. 134. — P. 198–287.
39. **Austin D.** Voronoi diagrams and a day at the beach // *Feature Column from the AMS.* — 2006. — <http://www.ams.org/samplings/feature-column/fcarc-voronoi>.
40. **Wigner S.** On the constitution of metallic sodium // *Phys. Rev.* — 1934. — Bd 43. — S. 804–810; Bd 46. — S. 509–524.
41. **Thomson W.** On the division of space with minimum partition area // *Philos. Mag.* — 1887. — V. 24, N 151. — P. 503.
42. **Weaire D., Phelan R.** A counter-example to Kelvin's conjecture on minimal surfaces // *Philos. Mag. Lett.* — 1994. — V. 69, N 2. — P. 107–110.
43. **Gabbrielli R., Meagher A. J., Weaire D., Brakke K. A., Hutzler S.** An experimental realization of the Weaire-Phelan structure in monodisperse liquid foam // *Philos. Mag. Lett.* — 2012. — V. 92, N 1. — P. 1–6.
44. **Fortune S.** A sweepline algorithm for Voronoi diagrams // *Algorithmica.* — 1987. — V. 2, N 2. — P. 153–174.
45. **Pilling N. B., Bedworth R. E.** The oxidation of metals at high temperatures // *J. Inst. Met.* — 1923. — V. 29. — P. 529–591.
46. **Михайлов Ю. М., Алешин В. В., Вершинников В. И., Игнатъева Т. И.** Особенности горения смесей оксида меди и титана // *Физика горения и взрыва.* — 2018. — Т. 54, № 1. — С. 33–38.
47. **Aleshin V. V., Frolov Yu. V.** Modelling of heterogeneous solid system combustion by the cellular automata method // *Proc. of 21th Int. Pyrotech. Seminar.* — М.: Semenov Inst. of Chem. Phys., 1995. — P. 1–7.
48. **Алешин В. В., Фролов Ю. В.** Моделирование динамики горения твердых гетерогенных смесей методом клеточных автоматов // *Хим. физика.* — 1997. — Т. 16, № 8. — С. 145–150.
49. **Pivkina A., Frolov Yu., Aleshin V., Vinokurov A.** Combustion front geometry of heterogeneous condensed systems; experiment and computer modelling // *Proc. of 23th Int. Pyrotech. Seminar.* — Tzukuba, Japan, 1997. — P. 706–719.

50. **Пивкина А. Н., Алешин В. В., Фролов Ю. В.** Фрактальная размерность фронта горения гетерогенных конденсированных систем // Современные проблемы ракетной техники: материалы 2-го Собрания Уральского науч. центра РАН. — Ижевск, 1997. — С. 154–164.
51. **Михайлов Ю. М., Алешин В. В.** Пространственная и временная дискретизация волны горения энергетических конденсированных систем // Тр. Всерос. науч.-техн. конф. «Успехи в специальной химии и химической технологии». — М.: ДеЛи плюс, 2015. — С. 134–137.
52. **Касаткин А. Г.** Основные процессы и аппараты химической технологии. — М.: Химия, 1971.
53. **Шелухин Г. Г., Булдаков В. Ф., Белов В. П.** Экспериментальное исследование процесса горения гетерогенных конденсированных систем // Физика горения и взрыва. — 1969. — Т. 5, № 1. — С. 42–51.
54. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е.** Анализ нестационарных моделей горения твердых топлив (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 1. — С. 35–48.
55. **Белый В. В., Жук Д. С., Соловьев В. В.** Пересмотр концептуальной модели механизма горения в жидкостном ракетном двигателе на основе результатов высокоинформативных экспериментов. I. Обзор экспериментальных работ // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 5. — С. 29–42.
56. **Ларионов Б. И.** Физические предпосылки существования пульсаций давления в камере РДТТ на квазистационарном участке работы // Хим. физика и мезоскопия. — 2013. — Т. 15, № 1. — С. 17–25.
57. **Андреев А. А.** Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. — М.: Наука, 1966.

Поступила в редакцию 05.07.2018.

После доработки 30.10.2018.

Принята к публикации 28.11.2018.
