

АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНЫХ МОДЕЛЕЙ ГОРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ (ОБЗОР)

Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск, gusachen@kinetics.nsc.ru

Кратко рассмотрены работы по нестационарным моделям горения твердых топлив, выполненные в последние годы. Модели разделены на «чисто одномерные» (классические и «феноменологические» с различными обобщениями подхода Зельдовича) и «неодномерные». В качестве последних фигурируют модели с локальной неоднородностью, которая всегда сопровождается локальной нестационарностью и вместе с последней может быть устранена усреднением. Основным недостатком нестационарных моделей горения твердых топлив, который не может быть поставлен в вину их авторам, — тот же, что и в случае стационарных моделей: недостаток детальной информации о химических и физических процессах в конденсированной фазе. Отмечена некорректность распространения «чисто одномерного» подхода на область неустойчивости. Возможные пути развития нестационарных (и квазистационарных) моделей горения твердых топлив для гомогенных составов могут быть связаны с учетом локальной неоднородности и нестационарности, вызванной неустойчивостью зоны подповерхностных реакций, и с проверкой возможности существования «химической» неустойчивости, способной вызвать аналогичную неоднородность и нестационарность.

Ключевые слова: твердые ракетные топлива, нестационарное горение, математическое моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Нестационарные режимы горения самогорящих твердых топлив (ТТ) экспериментально были обнаружены, по-видимому, сразу после изобретения пороха и ракет: при каждом нормальном запуске нестационарность реализуется в начале и в конце горения, а в неудачном — зачастую и в его процессе. В определенных случаях намеренно организуют автоколебательный режим горения [1]. Но чаще, помимо воли разработчиков, стационарный режим горения «портит» неустойчивость. Иногда реализуется неустойчивость по модели Зельдовича — Новожилова. Во многих случаях имеет место локальная нестационарность, создаваемая микро-неоднородностями смесевых составов. Наконец, как выяснилось в последнее время, практически для всех используемых гомогенных составов в «ракетном» диапазоне давлений существует неустойчивость подповерхностной зоны реакций, вызванная тем, что в этой зоне выделяется тепла больше, чем нужно для нагрева вещества до температуры поверхности (см. ниже, а также в [2]). Кроме того, возможна

неустойчивость зоны реакций газовой фазы¹.

Нестационарные модели горения призваны прогнозировать поведение горящего ТТ после зажигания (выход на стационарный режим), при изменении внешних условий (давления, скорости обдува), а также прогнозировать границу устойчивости стационарного режима. Долгое время (см. обзоры [6, 7]) исследователи нестационарного горения ТТ ограничивались теоретическим или экспериментальным нахождением функции f отклика массовой скорости горения m на малое возмущение Δp давления, $f = (\Delta m/m)/(\Delta p/p)$. Однако для

¹В [3] сообщается, что описанные автором эксперименты по измерению флуктуаций электропроводности в зонах горения ТТ доказывают существование «химических» колебаний в газовой фазе. О колебательных реакциях в химии см. обзоры [4, 5]. В частности, в [5] содержится обширный материал по химическим колебаниям при горении газов, особенно при холоднопламенном горении. Для «горячего» газового пламени (плоский фронт которого, как известно, всегда имеет «ячеистую» неустойчивость) таких сведений нет просто потому, что трудно в эксперименте отделить термодинамическую неустойчивость от диффузионно-тепловой. В моделях горения ТТ проверка возможности «химических» колебаний, насколько известно авторам, не проводилась: во всех моделях с количеством газовых реакций больше двух использовались подпрограммы расчета квазистационарного химического равновесия.

практики важна также (и даже прежде всего) информация о нестационарной скорости оттока окончательных² продуктов из зоны горения ТТ $v = m/\rho = mRT/pM$ (ρ — плотность), которая зависит от температуры T и (через среднюю молекулярную массу M) от химического состава продуктов. Состав и температура могут существенно меняться в нестационарных условиях — см. эксперименты [8–10] при резком падении давления, а также результаты исследований связанной с недогоранием колебательной неустойчивости [11, 12] и режимов типа теплового взрыва [13]. Кроме переменности давления нестационарность горения может быть вызвана изменением во времени других «внешних» параметров, прежде всего скорости продольного обтекания горячей поверхности потоком продуктов сгорания (в этом случае употребляется термин «нестационарное эрозионное горение»).

При обсуждении моделей горения ТТ (и нестационарных моделей в частности) следует помнить о некоторой их ограниченности: ТТ созданы для использования в ракетных двигателях и газогенераторах, но при разработке моделей горения условия в камере сгорания обычно моделируют только заданием давления и (в лучшем случае) скорости обдувающего потока. Такая практика почти всегда оправдана: моделирование горения позволяет определить параметры вещества, поступающего в поток. Дальнейшая эволюция этого вещества — объект внутрибаллистического исследования. Но практически невозможно разделить два названных вида исследований, если вдоль горячей поверхности переносится и при этом трансформируется нечто важное для работы всего устройства. Особый интерес представляет (и при этом слабо исследована) судьба упомянутой переносимой величины после внезапного расширения обдувающего потока за «нижней по течению» границей горячей поверхности.

В простейшем случае речь идет о переносе завихренности потока. Правдоподобная мо-

дель взаимодействия процессов горения и течения в камере сгорания должна учитывать изменение характеристик пограничного слоя вдоль горячей поверхности, влияние их на скорость горения, и это выполнено для стационарного случая во многих работах по эрозионному горению. Но, кроме того, эта модель должна описывать процесс генерации завихренности, периодические отрывы вихрей в месте внезапного расширения потока и обратную связь. Destabilizing influence of these vortices on the combustion process, more precisely, the influence of sound disturbances, arising during the passage of a vortex through the nozzle, was considered in [14]. In [15] on the example of the transfer of entropic disturbances it is shown that near the boundary of such instability irregular disturbances, as in the liquid rocket engine. Thus, when describing the combustion model should take into account nonstationarity, for example the type of a well-known for the boundary layer effect of intermittency. How many authors know, such models do not exist.

Более сложный вариант — топливо имеет достаточно толстый жидкий слой на горячей поверхности, обдуваемой продуктами сгорания. Существует тенденция к использованию ТТ со значительной долей относительно легкоплавких (по сравнению с ПХА) энергетических веществ — НМХ, RDX, ADN, CL-20, HNF и т. д. Температура поверхности при этом контролируется главным образом процессами испарения и в ракетном диапазоне давлений остается высокой. Таким образом, появляются составы с толстым жидким слоем, а вместе с этим — необходимость оценки и описания поведения (в общем случае нестационарного) этого слоя в любом месте обдуваемой горячей поверхности, и в частности в месте внезапного расширения потока. Гипотеза о срыве газовым потоком расплава с поверхности горячей капли использована для правдоподобного объяснения результатов эксперимента [16].

Еще сложнее моделировать горение алюминизированных ТТ в потоке продуктов сгорания. В этом случае требуется учитывать возникновение на поверхности горения агломератов (содержащих алюминий, его оксид и, возможно, фрагменты других компонентов топлива и полупродуктов их разложения), возможное перемещение их вдоль поверхности (в частности, в районе внезапного расширения пото-

²На самом деле, они «условно окончательные», после выхода из зоны резкого изменения параметров еще не достигнуто полное химическое равновесие продуктов сгорания, о чем свидетельствуют все микротермодинамические измерения в зоне горения. Полнота «догорания» зависит от времени пребывания продуктов в камере сгорания, с этим связана возможность неустойчивости или нескольких стационарных режимов работы технического устройства (см. ниже ссылки на [11–13]).

ка), отрыв, воспламенение, горение и взаимодействие с другими агломератами в потоке. Из перечисленных задач только для взаимодействия жидких частиц в потоке имеется достаточно подробная методика расчета [17], одинаковая для любых составов. В остальных задачах очень велико влияние состава ТТ, существуют только отдельные модели стационарных режимов агломерации для некоторых составов (в которых скорость горения предполагается известной).

Все нестационарные эффекты горения ТТ и описывающие их модели удобно поделить на две группы, одна из которых соответствует представлениям об одномерном характере процессов в зоне горения, а другая — о неодномерном. Неодномерную картину можно ожидать при горении смесевых ТТ с достаточно крупным наполнителем. Кроме того, реализация одномерной или неодномерной картины зависит от выполнения условия упорядоченности (или, наоборот, хаотичности) нестационарных явлений на горячей поверхности ТТ. Упорядоченность может реализоваться, в частности, если упомянутые явления непосредственно вызваны достаточно быстрым изменением во времени «внешнего» параметра, например давления или скорости обдува, в том числе при акустических колебаниях. Однако из теории [18, 19] следует, что нестационарное горение можно получить и в «приборе постоянного давления», если значения «внешних» для горения параметров (прежде всего давления и начальной температуры) попадают в область неустойчивости горения данного ТТ. Границу устойчивости стационарного горения однородных составов можно находить с помощью «одномерных» моделей, но горение за этой границей будет неодномерным. Кроме того, следует иметь в виду, что экспериментально такую (при $p = \text{const}$) неустойчивость можно зафиксировать только микрокиносъемкой или локальными измерениями микропараметров зоны горения малых участков поверхности.

Теория до сих пор слабо обеспечена сопоставлением с экспериментом, что обусловлено громадными техническими трудностями измерения нестационарной скорости горения (см. обзор [20]). Отметим, что сопоставление с экспериментом уместно лишь в области устойчивого стационарного горения, поскольку в неустойчивом режиме не удастся надежно определить параметр k , равный $\beta(T_s - T_0)$,

где $\beta = d \ln u / dT_0$, $u = m/\rho$, T_s — температура поверхности, T_0 — начальная температура (см. [21]). В этой работе измерялась реактивная сила при горении НМХ и показано, что периодические нелинейные ее колебания происходят при значениях параметра $k < 1$ (измеренного в предположении стационарного горения), которые попадают в область безусловно устойчивых по модели Зельдовича — Новожилова режимов горения³.

Ниже приведен краткий анализ имеющихся в литературе одномерных и неодномерных моделей нестационарного горения ТТ.

ОДНОМЕРНЫЕ МОДЕЛИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ ТТ

Одномерность существенно облегчает анализ; соответственно публикаций с «одномерными» моделями много больше, чем с «неодномерными».

Феноменологические модели

Исходная модель. Я. Б. Зельдович выдвинул плодотворную идею [18] пространственного разделения сложной картины нестационарного горения однородных ТТ на нестационарную область процессов распространения тепла в конденсированной фазе с характерным временем перестройки t_p и на квазистационарную область процессов в газовой фазе и на поверхности с характерным временем t_c . Мгновенное значение линейной скорости горения u определяют процессы в квазистационарной области. Под квазистационарностью имеется в виду выполнение соотношения $t_c/t_p \ll 1$. Позже в задачах математической физики этот подход был развит в метод сращиваемых асимптотических разложений. Кроме того, в [18] предложено «феноменологическое» рассмотрение зоны сложных процессов, происходящих в газовой фазе и на поверхности, как «черного ящика»: если даже неизвестно, какие именно процессы в этой зоне идут, они (и определяемые ими величины, в том числе зависимость $u(t)$) в соответствии с условием $t_c/t_p \ll 1$ успевают подстраиваться к меняющимся внешним для этой зоны условиям. В каждый момент времени они заданы со стороны конденсирован-

³Возможное объяснение противоречия состоит в том, что обнаруженные колебания могли быть другой природы (не «по Зельдовичу — Новожилову»).

ной фазы величиной отводимого в нее теплового потока $\lambda\varphi(t)$ (λ — коэффициент теплопроводности $\varphi \equiv (\partial T/\partial x)_s$, индекс s относится к «холодной» границе квазистационарной зоны), а со стороны газовой фазы — давлением $p(t)$. Таким образом, выполняется $u = u(p, \varphi)$. Это «нестационарное» соотношение выполняется и в частном случае стационарного режима горения. Поэтому конкретный вид зависимости $u(p, \varphi)$ можно найти, используя эмпирическую зависимость для скорости горения в стационарном режиме $u_{st}(p, T_0)$, где T_0 — начальная температура ТТ. Для этого в зависимость для u_{st} надо подставить T_0 , «извлеченную» из стационарного теплового баланса конденсированной фазы, $T_0 = T_s - \alpha\varphi_{st}/u_{st}$ (α , T_s — соответственно температуропроводность и температура на границе конденсированной фазы с квазистационарной зоной). В [18] эта температура принята постоянной. Далее индекс st можно опустить. Этот прием дает уникальную возможность предсказывать изменение во времени скорости горения даже таких составов, для которых ничего не известно о характере и механизмах процессов в упомянутой выше квазистационарной области.

Модель сформулирована для однородных ТТ. Мы полагаем, что для уточнения границ применимости модели необходимо исследовать также упомянутое еще в [22] возможное влияние неизбежных неоднородностей тех ТТ, которые принято считать однородными. В [23, 24] измерена шероховатость поверхности погашенных составов. Если такая шероховатость имеет место и при горении, то при достаточно большой частоте изменения, например, давления должен проявиться неоднородный эффект, связанный с перестройкой формы поверхности.

В последующие годы в развитие модели [18] появился ряд работ, которые и анализируются ниже.

Учет переменности T_s . Наиболее известны работы [19, 25], в которых произведен учет экспериментально наблюдаемой существенной зависимости температуры поверхности горения от давления и начальной температуры. Информацию о такой зависимости можно получить, в частности, из «стационарного» эксперимен-

та с микротермопарными измерениями [23, 26–43]⁴. При отсутствии подробных данных приходится пользоваться для расчета T_s соотношением типа Клаузиуса — Клапейрона. Модель широко применяется для расчетов переходных процессов после воспламенения или при изменении давления, а также для нахождения границы устойчивости горения (при постоянном давлении или в камере с истечением) и акустической проводимости горячей поверхности [46].

Кроме того, в ряде работ по методике [19] рассчитаны характеристики автоколебательных режимов при постоянном давлении [47–49]. О недостаточной обоснованности таких расчетов см. ниже.

Учет других (кроме давления) меняющихся во времени «внешних» параметров. Идеи работ [18, 19] применимы и к эрозионному нестационарному горению ТТ (см., например, [50, 51], упоминание о такой применимости есть и в [22]). Можно представить себе и ситуацию с горением в поле нестационарных массовых сил. В [52] рассмотрен даже вариант вызванной теплопотерями зависимости скорости горения от температуры газа в камере сгорания. Известно, что такая зависимость реализуется для образцов диаметром несколько миллиметров.

Учет переменности параметра RT . В [53–55] замечено, что подход [19] без дополнительных предположений позволяет кроме массовой скорости m находить в нестационарном режиме еще и величину RT для покидающих зону горения продуктов, если для стационарного режима известна зависимость этой величины от p , T_0 . Отметим, что эксперимент по определению зависимости $RT(p, T_0)$ может оказаться даже более простым, чем для измерения $T_s(p, T_0)$, поскольку параметры «условно окончательных» продуктов слабо меняются на расстоянии, в несколько раз превышающем толщину «зоны горения», и соответственно можно использовать более грубые измерительные инструменты.

Учет эффектов, вносящих в модель дополнительное характерное время. В [18, 19] «инерционность» (собственное время процесса) учитывалась только для процесса теплопроводности в твердой фазе. Все последующие обобщения связаны с учетом времен других процессов, которые при рассматриваемой частоте внешнего воздействия не могут считаться квазистационарными или перестают быть таковыми с уве-

⁴В [44, 45, 23] на основании опытов с баллиститами высказана гипотеза, что вместо зависимости $T_s(p, T_0)$ можно использовать «более универсальную» зависимость $T_s(u)$. Согласно [43] это справедливо и для нитрамин в «ракетном» диапазоне давлений.

личением частоты. При этом в большинстве работ положительный эффект (лучшее описание неустановившихся процессов) неизбежно сопровождается отрицательным: модель горения становится все «менее феноменологической», поскольку для учета времени соответствующего (не учитывавшегося ранее) процесса нужно построить его модель с использованием новых гипотез и упрощений. Возможен и другой путь, когда обобщенная модель становится «более феноменологической». Для этого в модель вводят дополнительные соотношения, содержащие эмпирические константы и характерное время τ дополнительно учитываемого процесса, так, чтобы при $\tau \rightarrow 0$ обобщенная модель переходила в исходную (см. [56]). Ниже кратко рассмотрены модели, учитывающие в конденсированной фазе плавление, прозрачность, время реакции, подповерхностную газификацию, накопление одного из компонентов на поверхности, а в газовой фазе — время релаксации и конечный размер зоны реакций.

Плавление. Плавление гомогенного ТТ в зоне прогрева можно учесть без дополнительных предположений (см. [57–60]). Возникающее при этом в задаче характерное время суть время тепловой перестройки расплавленной зоны конденсированной фазы. Изложенные в [18, 19, 53] идеи феноменологической модели нестационарного горения ТТ полностью сохраняются, различие в результатах появляется только благодаря более реалистичному описанию зоны прогрева. Соответствующие изменения вводятся в стационарный тепловой баланс и в нестационарное уравнение теплопроводности конденсированной фазы.

Прозрачность. Относительно простым представляется обобщение моделей [18, 19] на постановку задачи с учетом прозрачности конденсированной фазы. Дополнительное характерное время, которое при этом появляется в задаче, — это время тепловой перестройки зоны поглощения радиационного потока. Поглощение излучения задается законом Бугера — Ламберта, соответствующий член добавляется в уравнение теплопроводности конденсированной фазы, остальные процедуры — как в [18, 19]. В [61–66] неустановившееся горение прозрачных ТТ под действием лучистого потока исследовалось теоретически и экспериментально. При анализе экспериментальных результатов следует отметить трудность определения доли излучения, поглощаемой на поверхности.

Тем не менее такие исследования необходимы. Среди множества вероятных компонентов ТТ некоторые могут давать сильный нестационарный эффект, обусловленный именно прозрачностью. Например, по данным [67] таков тетрил, собственное пламя которого при $p > 8$ атм прогревает конденсированную фазу на глубину, в 20 раз превышающую размер михельсоновского прогретого слоя.

«Инерционность» зоны подповерхностных реакций. Для многих составов экспериментально измеренный профиль температуры в конденсированной фазе заметно отличается от михельсоновского, что может быть следствием существования относительно широких зон реакции в конденсированной фазе [31, 68] и стимулирует учет их нестационарности. В уже упоминавшейся работе [56] показано, что эффект можно приближенно учитывать «феноменологически» (не имея данных о скорости реакции в конденсированной фазе) введением в модель [19] времени запаздывания. Для обоснования использовано сравнение феноменологической модели с запаздыванием и точной (имеющей аналитическое решение) модели, где тепловыделение равномерно распределено в некотором подповерхностном слое конденсированной фазы. Метод может быть применен к реальному ТТ при использовании данных одного нестационарного эксперимента. По ним вычисляют время запаздывания и впоследствии его используют для расчета процесса при любых других (произвольных) изменениях внешнего воздействия во времени.

Однако выявляются серьезные трудности при попытках учесть «инерционность» зоны реакций с использованием ее приближенного математического описания, сохраняя при этом «феноменологический» подход [69–71]. В нестационарном режиме полный поток вещества через поверхность горения не совпадает с произведением плотности исходного состава на линейную скорость распространения этой поверхности по веществу. Такую ситуацию невозможно воспроизвести, как этого требует «феноменологический» подход, в стационарном режиме при другой начальной температуре: если режим стационарный, упомянутые выше величины совпадают.

Подповерхностная газификация. В близких по постановке работах [72] (модель А) и [73] рассмотрено нестационарное горение квазигомогенного двухкомпонентного ТТ с подпо-

верхностной газификацией более летучего компонента, локализованной в плоскости, на которой достигается «температура газификации». При этом меняется во времени доля газа в полном массовом потоке на «холодной» границе «малоинерционной» зоны, что может приводить к значительному изменению температуры продуктов сгорания (если, например, летучий компонент — окислитель). Считается, что подповерхностная газификация происходит в том месте конденсированной фазы, где достигнута «температура газификации» T_g . В пористой зоне (от границы газификации до упомянутой «холодной» границы) нет никаких реакций, происходящие здесь процессы тепло- и массообмена описаны математически (для них известны уравнения). Дополнительное характерное время — время выгорания пористой зоны. Все сложные процессы происходят квазистационарно в «малоинерционной» зоне. Информация об этой зоне по аналогии с [18, 19] может быть получена как из «черного ящика». При построении модели возникают те же трудности, что и в [70, 71] (см. выше). Частично обойти их удастся использованием серии однотипных ТТ с различным содержанием летучего компонента. При этом пришлось пренебречь влиянием неизбежного изменения пористости на поверхности (к сожалению, без огорки в текстах).

Накопление вещества на поверхности. Еще сильнее от исходных работ [18, 19] отличается физическая картина в модели [74], где сделана попытка распространить методику [18, 19] на моделирование нестационарного горения ТТ с накоплением компонента (металла или катализатора) на поверхности. Использовано предположение о существовании стационарного режима, когда с наружной стороны накопленного на поверхности ТТ слоя непрерывно уносится составляющий его компонент.

«Инерционность» газовой фазы. Этот эффект может быть учтен приближенно, например, введением времени запаздывания [75], общего для всех «малоинерционных» зон. В частности, в [75] приведен пример реализации методики и сравнения ее с аналитическим решением для состава, горящего по модели Беляева [49].

Использование ряда феноменологических моделей для расчета горения под действием акустических колебаний описано в обзоре [46].

Модели, не использующие феноменологический подход

В модели, не использующие феноменологический подход, на основе соответствующих предположений о физике и химической кинетике введены уравнения, описывающие процессы в «малоинерционных» зонах и содержащие константы для согласования с экспериментом. Существует прогресс в описании отдельных элементов моделей (например, возможен учет большого числа реакций), но всегда достоверность модели в целом лимитируется грубостью отдельных предположений, см. обзор [2].

В [56, 75–78] методом малых возмущений получены аналитические выражения (а в [49, 79–82] проведен численный расчет) для нестационарной скорости горения при постоянном и при гармонически меняющемся давлении. В цитированных работах использовались следующие предположения: о равновесном испарении без реакций на поверхности [49, 56, 75, 80, 82], о конкретной кинетике реакции в узкой зоне (или на поверхности) конденсированной фазы [76, 79, 81], о конкретной кинетике газовых реакций [49, 56, 75–82], о сосредоточении газовых реакций в узкой зоне [56, 76, 77]. Заметим, что согласно [23, 28–43] последнее предположение не выполняется при горении всех составов, для которых проведены описанные в этих работах термодинамические измерения (температурный профиль всюду в газовой фазе выпуклый, что свидетельствует о распределенном тепловыделении). В [81] формально введены три газовые реакции (побочным эффектом стало отсутствие аналитического решения из-за существенного усложнения задачи). Одна газовая реакция учтена в [49, 76, 79, 80, 82]. В работах [79, 81] использован обычный «закон пиролиза» на поверхности $m \sim \exp(-E/RT_s)$ (согласно [23, 43–45] справедливый для ряда баллиститов и нитраминов), в [78] в него добавлен множитель p^n . В [49, 82] учтена тепловая «инерционность» зоны окончательных продуктов. Повсеместно используется предположение о независимости молярной массы газовой смеси от координаты (хотя, например, у нитраминов эта величина в пределах газового пламени может меняться на порядок). В [49, 82] учтена также распределенная (не сосредоточенная в одной плоскости) подповерхностная реакция без вывода продуктов. Они растворены в непрореагировавшем веществе, и малая величина предельной растворимости заставила

авторов подбирать входные параметры, обеспечивающие малую (< 0.0046) степень подповерхностного разложения. Между тем, например, согласно [32, 43] для нитраминов эта степень разложения велика. Следует отметить также, что в [49] молчаливо использовано необоснованное, на наш взгляд, предположение о синхронности развивающихся колебаний на всей горячей поверхности (аналогичное замечание по феноменологическим моделям [47, 48] см. выше).

В расчетах [77–81] вещественная часть отклика скорости горения с увеличением частоты проходит через два максимума. В [56, 75, 76, 82] такой эффект не получен. Два максимума на кривой зависимости вещественной части функции отклика от частоты были получены в экспериментах [83]. В опытах [84] при горении ТТ в некотором интервале параметров наблюдались одновременно две частоты, не входящие в набор собственных акустических частот камеры сгорания. Однако нельзя с достоверностью говорить о подтверждении результатов [77–81] опытами [83, 84]: похожий вид зависимостей, полученных теоретически и в эксперименте, мог быть вызван действием различных физико-химических механизмов. В частности, результаты [83] объяснены поглощением излучения на конечной глубине под поверхностью ТТ и наличием соответствующего времени релаксации, отличного от времени релаксации прогретого слоя. Для опытов [84] были выдвинуты в [85] серьезные аргументы в пользу объяснения эффекта действием очагово-пульсирующего горения, а опыты [80] не показали существования второго максимума.

При попытках сопоставления экспериментальных данных и результатов исследований [56, 75–81], учитывающих тонкие эффекты, было бы естественно для каждого конкретного состава проверять, не объясняется ли наблюдаемая картина действием гораздо более грубой причины, например неоднородности ТТ. Это может проявиться в виде очагово-пульсирующего горения или дать упомянутые выше эффекты перестройки формы поверхности. Возможны и другие эффекты.

Упомянутые в этом параграфе модели могут иметь самостоятельное значение для некоторых составов и, что не менее важно, быть полезны в качестве эталона для оценки применимости других приближенных моделей нестационарного горения ТТ.

Например, в [52] сравнительная оценка показала (см. выше), что старинный, казалось бы, способ введения времени запаздывания до сих пор актуален в задачах нестационарного горения.

Информацию о «нефеноменологических» одномерных моделях горения применительно к акустическим колебаниям см. также в [46].

НЕОДНОМЕРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ГОРЕНИИ ТТ

Гомогенные ТТ

Неоднородность при горении гомогенных ТТ может возникнуть в результате развития неустойчивости стационарного режима. Неоднородные модели нестационарного горения гомогенных или квазигомогенных ТТ известны для безгазовых составов и описывают, например, в области неустойчивости одномерного режима явления типа спинового горения. Для гомогенных ТТ с газообразными продуктами горения таких моделей нет.

Неоднородность, вызванная неустойчивостью по модели Зельдовича — Новожилова. Горение гомогенного ТТ при изменении во времени «внешних» параметров (давления, скорости обдува) удовлетворительно описывает феноменологическая модель [18, 19]. Однако она неприменима для описания автоколебаний внутри области неустойчивости стационарного режима при постоянных значениях «внешних» параметров⁵. Для применимости требуется синхронность возникновения и развития колебаний на всей горячей поверхности. Такая синхронность закономерна для одномерной модели, но в реальном процессе для нее нет оснований. Наоборот, легко представить себе «разупорядочивающие» механизмы. Результат их действия — случайные различия фазы колебаний соседних участков горячей поверхности, которые создают над поверхностью для оттока газа неоднородную картину, включающую и возвратные течения. Отходящий от поверхности газовый поток фактически становится турбулентным с характерным временем пульсации порядка времени сгорания толщины прогретого слоя. В каждый момент времени картина в газовой фазе над рассматриваемой точкой поверхности зависит не только от теплоотвода в конденсированную фазу, но и от скорости

⁵Попытки такого применения см. в [47–49].

оттока газа с соседних участков поверхности⁶. Таким образом, для описания автоколебаний нужно строить неодномерную модель (пока таких моделей для горения гомогенного ТТ нет).

Неодномерность, вызванная неустойчивостью подповерхностной зоны реакций. Согласно данным [23, 26–43] для всех исследованных в этих работах веществ в ракетном диапазоне давлений конденсированная фаза практически полностью обеспечивает свои тепловые потребности за счет тепловыделения в подповерхностной зоне реакций (см. [2]). В соответствии с [2, 86] при этом в зоне подповерхностных реакций возникает неустойчивость, приводящая к турбулентности отходящего газового потока с характерным временем пульсации порядка времени сгорания толщины зоны подповерхностных реакций. Можно показать, что такая неустойчивость не является препятствием для применения модели [18, 19], в которой нестационарная скорость горения вычисляется при известных зависимостях для параметров, найденных в стационарных режимах. Но для построения «стационарной» модели (осредненной по времени) необходимо учесть локальную нестационарность в подповерхностной зоне реакций и неодномерность (с нестационарностью) в газовой фазе. Предложения для приближенного учета указанной неодномерности в рамках одномерной математической постановки сформулированы в [2].

Неодномерность, связанная с диспергированием. Известно, что гомогенные двухосновные составы при субатмосферных давлениях горят с диспергированием значительной части конденсированного вещества на поверхности, а при более высоких давлениях этот эффект исчезает [87]. Диспергирование вызвано накоплением на поверхности труднолетучего компонента или продукта частичного разложения конденсированной фазы. Накопленное вещество должно периодически удаляться⁷. При постоянном давлении нет оснований предпола-

гать синхронность актов диспергирования на всей горячей поверхности, в результате на ней (а значит, и над ней) реализуется локально неодномерная картина. Однако можно ожидать синхронизации диспергирования при колебаниях давления с периодом, близким к длительности одного цикла накопления-сброса [89].

Можно предположить, что «бегающие волны» и «мерцающие очаги» на поверхности ТТ, наблюдавшиеся в работах [24, 68, 85, 90–92] при установившемся горении для многих энергетических материалов и ТТ, представляют собой проявление какого-либо из упомянутых выше видов неустойчивости. Однако представляется неоправданным придавать скорости распространения упомянутых волн статус некой фундаментальной величины, в значительной мере определяющей собой механизм горения. В отличие от СВС при горении ТТ эволюция очагов (и определяемая ею величина «поперечной» скорости) существенно зависит от гидродинамической картины над поверхностью. В частности, обдув поверхности горячими продуктами горения (как правило, имеющих место в ракетных двигателях) ускоряет зажигание потухших участков и этим изменяет «поперечную» скорость. Но и без обдува отличия СВС и горения ТТ настолько велики, что нет оснований для прямого использования результатов [93] с целью описания эволюции волн и очагов на поверхности ТТ. Можно полагать, что эти волны и очаги есть структуры, созданные на поверхности игрой фазовых сдвигов, возникших в конденсированной фазе и вынесенных вместе с потоком вещества на поверхность. По-видимому, близкую природу имеют «поперечные» волны на фронте детонации. Известно, что на «фазовую» скорость (скорость распространения вдоль фронта любой волны возмущений, вызванных изменением фазы колебаний) нет ограничений, в частности, она может быть больше скорости света (см., например: Физическая энциклопедия. М.: Большая Рос. энцикл., 1998. Т. 5. С. 266). Это означает, что «бегающие (поперечные) волны» ничего реального не переносят. Для большей убедительности представим себе фронт такой волны в виде наклонной ступеньки на поверхности горения. Предполагается, что это и есть светящаяся зона быстрого выгорания. Наиболее вероятный вариант картины в районе ступеньки сводится в лагранжевом рассмотрении к тепловому взрыву экзотермических подповерхностных

⁶ Термин «турбулентность» использован здесь формально, согласно общему определению турбулентности как нерегулярных пульсаций в потоке, см., например: Большой энциклопедический словарь / Под ред. А. М. Прохорова. М.: Большая Рос. энцикл., 1998. С. 1233. При детальном рассмотрении в узкой зоне пространства параметров вблизи границы устойчивости вместо турбулентности применяют термин «перемежаемость».

⁷ Рассмотренный в [74, 88] стационарный режим непрерывного уноса труднолетучего компонента нерелевантен (неустойчив).

реакций после периода относительно медленного прогрева до подхода ступеньки к данному месту. Общее поступление тепла через поверхность ступеньки в направлении ее движения (за короткое время прохождения ступеньки) составляет ничтожную долю от запаса тепла в прогретом слое и никак не влияет на общую картину. И совершенно фантастической представляется ситуация, когда для ТТ с ведущей ролью газовой фазы на ступеньке поступление тепла через поверхность в направлении движения «поперечной волны» оказывается больше, чем в глубь образца. Однако размер, форма, характер движения светящихся объектов существенны вблизи пределов горения (например, при приближении диаметра образца к критическому).

Гетерогенные ТТ

Перестройка формы поверхности. Это наиболее легко учитываемый «неоднородный» нестационарный эффект для гетерогенных ТТ. На практике влияние размера зерна на динамику выгорания известно очень давно. Еще в моделях 1960-х годов использовалась «слоевая частота» u/d_{AP} , а в опытах [9] показано, что время перестройки светимости продуктов после резкого изменения давления пропорционально d_{AP} (d_{AP} — размер зерна ПХА). Там же приведена простейшая модель переходного процесса.

В моделях [94, 95] изменение формы поверхности учтено в наиболее легком для анализа случае крупнозернистых ТТ. Поверхность связующего считается плоской и параллельной средней поверхности горения (в качестве оправдания обычно указывают на малость доли связующего на поверхности, которая пропорциональна его объемной доле). Проблему представляет правильное описание влияния формы поверхности на скорость горения отдельных элементов. В [96] такое влияние (взаимодействие компонентов через газовую фазу) приближенно учтено и сделана попытка учесть тепловое взаимодействие компонентов в конденсированной фазе. В [94, 96] использовался статистический подход с рядом предположений о форме горящей поверхности.

Если некоторые компоненты ТТ неспособны к самостоятельному горению, нестационарную скорость горения с учетом изменения формы поверхности приближенно можно вычислить по [95, 97].

В [98, 99] рассмотрен «предельный» (с возможностью очень больших периодов колебаний) случай неустойчивости стационарного горения конической поверхности ТТ в камере с истечением. Скорость выгорания вершины конуса при этом постоянна (задана извне, например, выгоранием электродугового фитиля) и превышает нормальную скорость горения ТТ.

Нестационарное горение ТТ с активным быстрогорящим связующим. Механизм стационарного горения таких составов исследован в [100], там же приведена модель стационарного горения, учитывающая теплоотвод из зоны горения активного связующего в узких щелях между зернами наполнителя, который здесь можно считать инертным. Модель правдоподобно описывает результаты экспериментов с рядом ТТ. В [89] получено приближенное нестационарное обобщение модели [100] на случай колебаний давления. Показано, что под действием этих колебаний могут стать синхронными разупорядоченные ранее (при постоянном давлении) собственные локальные пульсации скорости горения, связанные с переменностью толщины быстрогорящих прослоек.

Нестационарное эрозионное горение. В [101] сделано предположение, что существенный нестационарный эрозионный эффект может наблюдаться (благодаря изменениям формы поверхности) даже у тех ТТ, у которых практически отсутствует зависимость стационарной скорости горения от интенсивности обдува поверхности. Это могут быть ТТ с ведущей ролью «носиков» пламени (наиболее глубоких и поэтому наименее чувствительных к обдуву мест впадин на горящей поверхности), например описанные в [100] составы с быстрогорящим связующим или исследованные в [102] составы со связующим инертным, но более летучим по сравнению с наполнителем. Если к таким составам формально применить методику [51], не учитывающую переменность формы поверхности, результатом будет ошибочное предсказание независимости скорости горения от обдува и в нестационарном случае.

Поскольку обзор нестационарных моделей горения включает и обсуждение нестационарных эффектов на границах существования стационарных режимов, будет уместным рассмотреть также обнаруженную в [103] возможность существования адиабатических пределов горения конденсированных систем. К сожалению

нию, все интересные эффекты (смена режимов, адиабатические пределы горения) найдены в [103] для той области параметров, где возникает подповерхностный максимум температуры и, следовательно, в соответствии с [2] уже имеет место неустойчивость. Кроме того, формальное использование в [103] метода Зельдовича внесло дополнительную погрешность (разложение Франк-Каменецкого для скорости подповерхностной реакции правильнее делать около температуры подповерхностного максимума, а не температуры поверхности), подробнее см. в [104].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной недостаток нестационарных моделей горения ТТ (который не может быть поставлен в вину их авторам) — тот же, что и для стационарных моделей: недостаток знаний о химических и физических процессах, происходящих в конденсированной фазе. Данные о кинетике подповерхностного разложения обычно приходится извлекать из опытов по термическому разложению при температуре, много меньшей температуры на поверхности горения. Однако время пребывания вещества при этой температуре оказывается намного больше, чем в волне горения. Фазовые переходы при нагреве рассматриваемой порции вещества приходится предполагать мгновенными за практическим отсутствием данных об их кинетике (только в [105] дана энергия активации перехода $\varepsilon \rightarrow \gamma$ для СЛ-20). Во всех случаях, когда выход вещества с поверхности горения не удается описать одним только испарением, возникает проблема дефицита информации о механизме разрушения поверхности.

С другой стороны, информацию о механизме горения можно извлекать именно из сопоставления нестационарных моделей с нестационарным экспериментом (например, сброс давления, приводящий к диспергированию, или прекращение действия радиационного потока, приводящее к образованию пузырей). Естественно, при этом желательны измерение всех доступных параметров, и особенно характеристик нестационарной скорости горения. В частности, полезную информацию может дать запись реактивной силы горящего образца.

Возможные пути развития нестационарных (и квазистационарных) моделей горения ТТ для гомогенных составов могут быть,

по нашим представлениям, связаны с учетом локальной нестационарности, вызванной неустойчивостью зоны подповерхностных реакций (направление, обозначенное в [2]), и с проверкой «химической» неустойчивости (направление, обозначенное в [1]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Пивкин Н. М. Проектирование внутрикамерных процессов в ракетных двигателях на твердом топливе. Пермь: НИИ полимерных материалов, 1998.
2. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е. Анализ моделей горения энергетических веществ с полностью газообразными продуктами реакции // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 1. С. 24–40.
3. Пелых Н. М. Нестационарное горение зарядов твердых топлив и использование его в народном хозяйстве: Автореф. дис. . . д-ра физ.-мат. наук / ИПМ УрО РАН. Ижевск, 2002.
4. Муштакова С. П. Колебательные реакции в химии // Соросовский образовательный журнал. 1997. № 7. С. 31–36.
5. Филд Р., Бургер М. Колебания и бегущие волны в химических системах / Пер. под ред. А. М. Жаботинского. М.: Мир, 1988.
6. Кулик Ф. Е. К. Обзор методов анализа неустойчивости горения твердого топлива // Ракетная техника и космонавтика. 1968. № 12.
7. Бекстед М. В., Кулик Ф. Е. К. Сравнение результатов теоретического и экспериментального исследования неустойчивости процесса горения твердого топлива // Ракетная техника и космонавтика. 1971. Т. 9, № 1.
8. Базр А. Д., Райан Н. В., Шульц Е. Б. Спектр и температура пламени топлива при сбросе давления // Ракетная техника и космонавтика. 1971. Т. 9, № 5. С. 126.
9. Илюхин В. С., Марголин А. Д., Валева И. Н., Лебедев А. А. Влияние размера частиц окислителя на время нестационарного горения смесового твердого топлива при сбросе давления // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 3. С. 94–95.
10. Илюхин В. С., Марголин А. Д., Сверчков Е. Е. Исследование переходных процессов горения крупнозернистых смесевых топлив // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем: Тр. V Всесоюз. симпоз. по горению. Черноголовка, 1977. С. 44–48.
11. Шёйер Х. Ф. Р. Неполное сгорание как возможная причина неустойчивости горения // Аэрокосмическая техника. 1984. № 4.
12. Schoyer H. F. R., de Bont R. T. M. Experimental verification of temperature fluctuations during combustion instability // AIAA Journal. 1986. V. 24, N 2. P. 340–341.

13. Гусаченко Л. К., Ревягин Л. Н., Филиппов А. В. Особенности горения топлив при наличии узких зазоров // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 6. С. 35–41.
14. Гидродинамические источники акустических колебаний в камерах сгорания / В. Ф. Ахмадеев, Г. Н. Гусева, Л. Н. Козлов, С. В. Сухинин, О. Б. Хайруллина. М.: ЦНИИТКИПК, 1990.
15. Бухаров В. Н., Гусаченко Л. К. Взаимодействие энтропийных и акустических волн при торцевом горении в камере с истечением // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 5. С. 37–39.
16. Григорьев В. В., Лукьянчиков Л. А., Прууэл Э. Р. Поджигание частиц тэна волной газовой детонации // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 133–138.
17. Газовая динамика двухфазных течений в соплах / И. М. Васенин, В. А. Архипов, В. Г. Бутков, А. А. Глазунов, В. Ф. Трофимов. Томск: ТГУ, 1986.
18. Зельдович Я. Б. К теории горения порохов и взрывчатых веществ // Журнал эксперим. и теорет. физики. 1942. Т. 12, № 11–12. С. 498–510.
19. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
20. Zarko V. E., Kuo K. K. Critical review of methods for regression rate measurements of condensed phase systems // Non-intrusive Combustion Diagnostics / К. К. Кuo, Т. Parr (Eds). New York: Begel House, 1994. P. 600–623.
21. Симоненко В. Н., Кискин А. Б., Зарко В. Е., Свит А. Г. Особенности горения нитраминол при атмосферном давлении // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 6. С. 68–71.
22. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
23. Зенин А. А. Процессы в зонах горения баллистических порохов // Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980. С. 69–105.
24. Маршаков В. Н., Истратов А. Г., Пучков В. М. Неоднородный фронт горения составов на основе нитроклечатки и нитроглицерина // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 4. С. 100–106.
25. Новожилов Б. В. Теория нестационарного горения гомогенных порохов // Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 4. С. 482–493.
26. Мальцев В. М., Похил П. Ф. Оценка теплового эффекта начальной стадии горения порохов и ВВ // ПМТФ. 1963. № 2.
27. Зенин А. А., Боболев В. К., Лейпунский О. И., Глазкова А. П. Исследование распределения температуры при горении перхлората аммония // ПМТФ. 1964. № 3. С. 154–158.
28. Зенин А. А. Структура температурного распределения при стационарном горении баллистического пороха // Физика горения и взрыва. 1966. Т. 2, № 3. С. 67–76.
29. Лейпунский О. И., Зенин А. А., Пучков В. М. Влияние катализатора на характеристики зоны горения конденсированного вещества // Горение и взрыв: III Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву: Сб. М.: Наука, 1972. С. 74–77.
30. Зенин А. А. Исследования температурного распределения при горении // Докл. АН СССР. 1974. Т. 216, № 3. С. 603.
31. Zenin A. A. HMX and RDX: combustion mechanism and influence on modern double-base propellant combustion // J. Propulsion and Power. 1995. V. 11, N 4.
32. Зенин А. А., Пучков В. М., Финяков С. В. Характеристики волн горения октогена при различных давлениях и начальных температурах // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 2. С. 59–66.
33. Zenin A. A., Puchkov V. M., Finjakov S. V. Physics of ADN combustion // AIAA Paper 99-0595. Jan. 1999.
34. Zenin A. A., Finyakov S. V., Ibragimov N. G. Physics of nitrozoamine combustion as a monopropellant and as an ingredient of modern propellants // Proc. of 30th Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 1999. P. 51/1–51/13.
35. Zenin A. A., Finyakov S. V. Burning wave structure and combustion mechanism of glycidilazide/nitramine mixtures // Proc. of 31st Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2000. P. 132.
36. Zenin A. A., Finyakov S. V. Physics of combustion of HTPB/nitramine compositions // Proc. of 32nd Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2001. P. 8/1–8/24.
37. Zenin A. A., Finyakov S. V. Physics of combustion of energetic binder-nitramine mixtures // Proc. of 33rd Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2002. P. 7/1–7/14.
38. Zenin A. A., Finyakov S. V. Combustion mechanism of new polymer/oxidizer compositions // Proc. of 34th Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2003. P. 54/1–54/13.
39. Zenin A. A., Finyakov S. V. Physics of combustion of solid mixtures with active binder binder and new oxidizer // Proc. of 35th Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2004. P. 144/1–144/16.
40. Zenin A. A., Finyakov S. V. Physico-kinetical combustion mechanism of new solid mixture compositions // Proc. of 36th Intern. Annu. Conf. of ICT, Karlsruhe, FRG, 2005. P. 157/1–157/16.
41. Sinditskii V. P., Serushkin V. V., Filatov S. A., Egorshv V. Yu. Flame structure

- of hydrazinium nitroformate // *Combustion of Energetic Materials* / K. K. Kuo, L. T. DeLuca (Eds). New York: Begell House Inc., 2002.
42. Синдицкий В. П., Егоршев В. Ю., Березин М. В., Серушкин В. В., Милехин Ю. М., Гусев С. А., Матвеев А. А. Закономерности горения высокоэнергетического каркасного нитрамина гексанитрогексаазаизовюрцитана // *Хим. физика*. 2003. Т. 22, № 7. С. 69–74.
 43. Зенин А. А., Финяков С. В. Характеристики волн горения гексогена при различных давлениях и начальных температурах // *Физика горения и взрыва*. 2006. Т. 42, № 5. С. 32–45.
 44. Зенин А. А., Новожилов Б. В. Однозначная зависимость температуры поверхности баллиститного пороха от скорости горения // *Физика горения и взрыва*. 1973. Т. 9, № 2. С. 246–249.
 45. Зенин А. А. Об одной модели реакционно-го слоя конденсированной фазы баллиститного пороха // *Докл. АН*. 1973. Т. 213, № 6. С. 1357.
 46. Новожилов Б. В. Горение энергетических материалов в акустическом поле (обзор) // *Физика горения и взрыва*. 2005. Т. 41, № 6. С. 116–136.
 47. Земских В. И., Тимченко А. В. Некоторые характеристики автоколебательных режимов горения конденсированных систем // *Хим. физика*. 1990. Т. 9, № 12. С. 1653–1655.
 48. Новожилов Б. В. Хаотизация нестационарной скорости и горения пороха // *Хим. физика*. 2004. Т. 23, № 5. С. 68.
 49. Беляев А. А., Каганова З. И., Новожилов Б. В. Горение летучих конденсированных систем за границей устойчивости стационарного режима // *Физика горения и взрыва*. 2004. Т. 40, № 4. С. 60–66.
 50. Вилюнов В. Н., Руднев А. П. К вопросу об устойчивости горения пороха в полузамкнутом объеме // *ПМТФ*. 1971. № 6. С. 74–79.
 51. Липанов А. М., Русяк И. Г. К вопросу о применении феноменологической теории Б. В. Новожилова к расчету нестационарной эрозионной скорости горения конденсированного вещества // *Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву*. Черноголовка, 1989. С. 53–56.
 52. Руднев А. П. Условия низкочастотной устойчивости горения комбинированных конденсированных систем в полузамкнутой камере // *Физика горения и взрыва*. 1980. Т. 16, № 4. С. 23–30.
 53. Гостинцев Ю. А., Похил П. Ф., Суханов Л. А. Полная система уравнений для нестационарных процессов при горении пороха в полузамкнутом объеме // *Докл. АН СССР*. 1970. Т. 195, № 1.
 54. Гостинцев Ю. А., Похил П. Ф., Суханов Л. А. Устойчивость горения пороха в феноменологической модели с неадиабатическим пламенем // *ПМТФ*. 1973. № 6. С. 82–87.
 55. Гостинцев Ю. А., Суханов Л. А., Похил П. Ф. Нестационарные процессы при горении пороха // *Горение и взрыв*. М.: Наука, 1972. С. 87–93.
 56. Новожилов Б. В. Теория нестационарного горения конденсированных систем с учетом времени запаздывания // *Хим. физика*. 1988. Т. 7, № 5. С. 674–687.
 57. Zarko V. E., Gusachenko L. K., Rychkov A. D. Simulation on combustion of melting energetic materials // *Defence Sci. J*. 1996. V. 46, N 5. P. 425–433.
 58. Гусаченко Л. К. Влияние плавления на устойчивость горения квазигомогенных составов. Метод Зельдовича — Новожилова // *Физика горения и взрыва*. 1998. Т. 34, № 4. С. 26–29.
 59. Gusachenko L. K., Zarko V. E., Rychkov A. D. Effect of melting on dynamic combustion of energetic materials // *J. Propulsion and Power*. 1999. V. 15, N 6. P. 816–822.
 60. Gozzi F., DeLuca L. T., Novozhilov B. V. Linear stability and pressure-driven response function of solid propellants with phase transition // *Ibid*. P. 806–815.
 61. Ассовский И. Г., Истратов А. Г. Горение порохов при световом облучении // *ПМТФ*. 1971. № 5. С. 70–71.
 62. Кискин А. Б. Устойчивость стационарного горения пороха при действии постоянного светового потока // *Физика горения и взрыва*. 1983. Т. 19, № 3. С. 50–53.
 63. Son S. F., Brewster M. Q. Linear burning rate dynamics of solids subjected to pressure or external radiant heat flux oscillations // *J. Propulsion and Power*. 1992. V. 9, N 2. P. 222–232.
 64. Сан С. Ф., Брюстер М. К. Нестационарное горение твердых ракетных топлив под действием внешнего динамического лучистого нагрева // *Физика горения и взрыва*. 1993. Т. 29, № 3. С. 31–36.
 65. Коно М., Маруидзуми Х., Новожилов Б. В., Шимада Т. Горение высокометаллизированных порохов при гармонически меняющемся давлении // *Хим. физика*. 1995. Т. 15, № 7. С. 112.
 66. Zarko V. E., Simonenko V. N., Kiskin A. B. Radiation-driven, transient burning: experimental results // *Progress in Astronautics and Aeronautics*; V. 143 / L. De Luca, E. W. Price, M. Summerfield (Eds). 1992. Ch. 10.
 67. Марголин А. Д., Фогельзанг А. Е. О горении тетрила // *Физика горения и взрыва*. 1966. Т. 2, № 2. С. 10–20.

68. **Marshakov V. N., Istratov A. G.** Wave structure of the solid-propellant combustion front // *Progress in Combustion and Detonation* / A. A. Borisov, S. M. Frolov, A. L. Kuhl (Eds). (Intern. Conf. on Combustion and Detonation. Zel'dovich Memorial, 30.08–03.09 2004, Moscow, Russia). М.: Torus press Ltd., 2004. CD-disk. Paper W2-2.
69. **Романов О. Я., Шелухин Г. Г.** К теории устойчивости горения пороха // *Горение и взрыв*. М.: Наука, 1972. С. 94–99.
70. **Виллюнов В. Н., Руднев А. П.** Влияние реакций к-фазы пороха на устойчивость стационарного режима горения // *ПМТФ*. 1973. № 5. С. 102–111.
71. **Романов О. Я.** О нестационарной скорости горения пороха // *Физика горения и взрыва*. 1975. Т. 11, № 2. С. 188–198.
72. **Романов О. Я.** О нестационарном горении двухкомпонентного пороха // *Физика горения и взрыва*. 1976. Т. 12, № 3. С. 343–354.
73. **Бухаров В. Н., Гусаченко Л. К.** Нестационарное горение при подповерхностной газификации летучих // *Физика горения и взрыва*. 1989. Т. 25, № 2. С. 42–47.
74. **Гусаченко Л. К.** Феноменологическая модель нестационарного горения ТТ с накоплением компонента на поверхности // *Физика горения и взрыва*. 1989. Т. 25, № 2. С. 38–42.
75. **Новожилов Б. В.** Влияние инерционности газовой фазы на устойчивость горения летучих конденсированных систем // *Хим. физика*. 1988. Т. 7, № 3. С. 388–396.
76. **Белоус В. Л., Новожилов Б. В.** Влияние инерционности газовой фазы на устойчивость горения конденсированных систем при экзотермической реакции на границе раздела фаз // *Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву*. Черногоровка, 1989. С. 44–51.
77. **Виллюнов В. Н., Сабденов К. О.** К феноменологической теории нестационарного горения // *Хим. физика*. 1992. Т. 11, № 3. С. 415–423.
78. **Clavin P., Lazimi D.** Theoretical-analysis of oscillatory burning of homogeneous solid-propellant including nonsteady gas-phase effects // *Combust. Sci. Technol.* 1992. V. 83. P. 1–32.
79. **T'ien J. S.** Oscillatory burning of solid propellants including gas phase time lag // *Combust. Sci. Technol.* 1972. V. 5. P. 47–54.
80. **Allison C. B., Faeth G. M.** Open-loop response of a burning liquid monopropellant // *AIAA J.* 1975. V. 13, N 10. P. 1287–1294.
81. **Huang I-Te, Micci M. M.** Unsteady gas phase analysis of homogeneous solid propellant combustion // *Combust. Sci. Technol.* 1991. V. 75, N 1–3. P. 73–88.
82. **Беляев А. А., Каганова З. И., Новожилов Б. В.** Отклик скорости горения летучих конденсированных систем на гармонически меняющееся давление // *Хим. физика*. 2004. Т. 24, № 1. С. 71–78.
83. **Симоненко В. Н., Фоменко В. Н., Свит А. Г.** Исследование характеристик нестационарного горения смесевых твердых топлив под действием лазерного излучения // *Хим. физика*. 1990. Т. 9, № 12. С. 1644–1647.
84. **Светличный И. Б., Марголин А. Д., Похил П. Ф.** Низкочастотные автоколебательные процессы при горении пороха // *Физика горения и взрыва*. 1971. Т. 7, № 2. С. 188–194.
85. **Маршаков В. Н.** Параметры очагово-пульсирующего режима горения нитроглицеринового пороха // *Хим. физика*. 1987. Т. 6, № 4. С. 530–537.
86. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Рычков А. Д.** Неустойчивость модели горения с испарением на поверхности и перегревом в к-фазе // *Физика горения и взрыва*. 1997. Т. 33, № 1. С. 43–50.
87. **Zarko V. E., Zyryanov V. Ya., Chertishchev V. V.** Dispersion of the surface layer during combustion of homogeneous propellants // *AIAA Paper 96-0814*. 1996. (34th Aerospace Sciences Meeting, Reno, 1996).
88. **Жевлаков А. Ф., Струнин В. А., Манелис Г. Б.** Механизм горения нитрата гидразона и влияния добавок щелочных металлов // *Физика горения и взрыва*. 1976. Т. 12, № 2. С. 185–191.
89. **Гусаченко Л. К.** Действие колебаний давления на собственные локальные пульсации скорости горения твердого топлива // *Физика горения и взрыва*. 1990. Т. 26, № 4. С. 27–32.
90. **Маршаков В. Н.** Применение гипотезы об очагово-пульсирующем механизме горения к анализу режимов горения пороха при спаде давления // *Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву*. Черногоровка, 1989. С. 47–51.
91. **Ананьев А. В., Истратов А. Г., Кирсанова З. В., Маршаков В. Н., Мелик-Гайказов Г. В.** Неустойчивость при установившемся горении порохов и взрывчатых веществ // *Химическая физика процессов горения и взрыва: XII Симпоз. по горению и взрыву*. Черногоровка, 2000. Ч. I.
92. **Ананьев А. В., Истратов А. Г. и др.** Неустойчивость при установившемся горении порохов и взрывчатых веществ // *Хим. физика*. 2001. Т. 20, № 12. С. 47–52.
93. **Rybanin S. S.** The propagation velocity of the spinning wave // *HDP IV: Proc. of the 4th Intern. Symp. on Behaviour of Dense Media under High Dynamic Pressures*. Tours-France, 1995. P. 85–90.

94. **Гусаченко Л. К.** Нестационарное горение безметаллических гетерогенных составов // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 4. С. 47–54.
95. **Гусаченко Л. К., Садыков И. Ф.** Модель нестационарного горения слоевой системы // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 5. С. 81–84.
96. **Рапковский С. А.** К теории нестационарного горения безметаллических конденсированных смесей // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 6. С. 24–32.
97. **Hegab A., Jackson T. L., Buckmaster J., Steward D. S.** Non-steady burning of periodic sandwich propellants with complete coupling between the solid and gas phases // Combust. Flame. 2001. V. 125. P. 1055–1070.
98. **Гусаченко Л. К.** Возможность колебаний очень низкой частоты в полужамкнутом объеме // Горение и взрыв: Материалы III Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. М.: Наука, 1972. С. 100–103.
99. **Бобылев В. М., Бриль С. В., Гусаченко Л. К., Долматов Г. И.** Исследование устойчивости и переходных процессов формирования в полужамкнутом объеме поверхности с увеличенной местной скоростью газообразования // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 3. С. 354–362.
100. **Новиков С. С., Потулов В. Ю., Чуйко С. В.** О взаимодействии фронта горения конденсированной системы с гетерогенными включениями // Горение конденсированных систем: Тр. V Всесоюз. симпозиума по горению. Черногоровка, 1977. С. 56–58.
101. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е.** Возможный механизм нестационарного эрозионного горения смесевых твердых топлив // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 4. С. 40–43.
102. **Бахман Н. Н., Беляев А. Ф.** Горение гетерогенных конденсированных систем. М.: Наука, 1967.
103. **Новожилов Б. В.** Адиабатические пределы горения конденсированных систем // Докл. АН. 2001. Т. 378, № 3. С. 359–362.
104. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е.** Эрозионное горение. Проблемы моделирования // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 3. С. 47–58.
105. **Russel T. P., Miller P. J., Piermarini G. J., Black S.** Pressure/temperature phase diagram of hexanitrohexaazaisowurtzitane // J. Phys. Chem. 1993. V. 97, N 9.

Поступила в редакцию 29/XII 2006 г.