

# **КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ КОНВЕКТИВНОЕ ГОРЕНИЕ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ С НИЗКОЙ ПОРИСТОСТЬЮ**

**(Часть 2)**

В статье обобщены результаты теоретического моделирования квазистационарного конвективного горения в энергетических материалах с использованием численных и аналитических методов. Рассмотрены пространственная структура волны конвективного горения, механизмы стабилизации, характеристики квазистационарного конвективного горения и факторы, позволяющие эффективно воздействовать на скорость распространения конвективного горения и интенсивность химического превращения в зоне горения. Дан анализ ингибирующего действия добавок связующего. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными.

Данная статья является продолжением статьи, опубликованной в [1], и включает сведения о пространственной структуре волны конвективного горения, ингибирующем действии добавок связующего и результаты теоретического моделирования. Результаты расчетов характеристик квазистационарного конвективного горения сопоставлены с экспериментальными данными.

## **1. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ВОЛНЫ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗОНЫ ГОРЕНИЯ**

Представления о пространственной структуре волны конвективного горения и профилях основных переменных для энергетического материала (ЭМ) с низкой пористостью, составленные по результатам экспериментальных и теоретических исследований, даны схематически на рис. 1. Выделены следующие пространственные зоны: зона фильтрации, в которой осуществляется торможение охлажденных продуктов горения, проникших в поры и уже отдавших свое тепло; зона прогрева, в пределах которой поверхность пор нагревается за счет конвективной теплопередачи от продуктов горения до температуры воспламенения; зона воспламенения и горения, в пределах которой начинается химическое превращение ЭМ в режиме зажигания с последующей регрессией (горением) по поверхности пор. Поверхность, которая отделяет эту зону от зоны прогрева, назовем фронтом воспламенения, или фронтом пламени. Здесь скорость газов, втекающих в поры, достигает максимума. За фронтом пламени значение скорости газов уменьшается и в точке, где достигается максимум давления, проходит через ноль и меняет знак. Эту точку можно назвать точкой разделения потоков.

Давление, создаваемое продуктами горения, может вызвать деформацию и движение твердой фазы и, следовательно, изменение пористости заряда ЭМ. Если давление в максимуме превышает предел текучести заряда  $\sigma_y$  (его можно определить по кривой статического сжатия ЭМ, зная начальную пористость), то перед фронтом

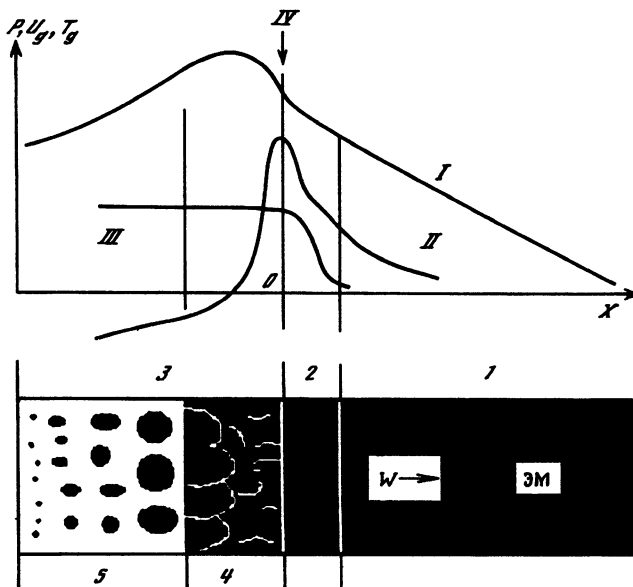


Рис. 1. Схема пространственной структуры волны конвективного горения в заряде ЭМ с низкой пористостью при наличии оттока продуктов сгорания: 1 – зона фильтрации, 2 – зона подогрева, 3 – зона воспламенения и горения, 4 – фронтальная часть зоны горения, 5 – зона догорания; I – профили давления, II – скорости газа, III – температуры газа, IV – положение фронта пламени

пламени по заряду распространяется пластическая волна сжатия, которая уплотняет ЭМ, уменьшая пористость. В зоне горения за максимумом давления в заряде возникают растягивающие напряжения. В точке, где растягивающие напряжения достигают прочности заряда на разрыв  $\sigma_r$ , заряд теряет свою сплошность и диспергирует на отдельные конгломераты горящих зерен ЭМ, увлекаемые оттекающими газами. Удобно разделить зону горения на две части: фронтальную часть зоны горения от фронта пламени до точки, где заряд теряет сплошность, и зону догорания – от этой точки до точки полного сгорания ЭМ. Для зоны догорания характерны более высокие пористость и скорость движения вещества, чем для фронтальной части зоны горения.

Указанные зоны различаются по протяженности и характерному времени отклика на нестационарные воздействия. Толщина зоны фильтрации тем больше, чем больше диаметр пор, и может достигать 1 см и более. В случае, когда реализуется механизм конвективного горения с опережающей фильтрацией [2], зона прогрева существенно меньше, чем зона фильтрации, и в приближенных теоретических моделях может рассматриваться как разрыв.

Представление о размерах зоны догорания дают оценки параметра  $L_b$ , приведенные в табл. 4 первой части статьи (см. [1]). И хотя химическое превращение ЭМ в этой зоне протекает в режиме послынного горения по поверхности воспламенившихся пор, но благодаря разнице между скоростями послынного и конвективного горения, которая при одинаковом давлении достигает 1000 крат, горение одновременно охватывает огромную поверхность. Именно протяженная зона догорания с развитой поверхностью определяет повышенную склонность конвективного горения к ускорению благодаря обратной связи через рост давления.

Данные относительно толщины зоны фильтрации  $L_{fil}$  приведены в табл. 4 из [1]. Типичные значения  $L_{fil}$  лежат в интервале 15–30 мм, корреляцию  $L_{fil}$  с каким-либо другим параметром обнаружить не удалось. Напротив, пульсационные характеристики процесса горения, как можно видеть из данных, приведенных в той же таблице, тесно связаны с давлением и скоростью конвективного горения: в целом чем

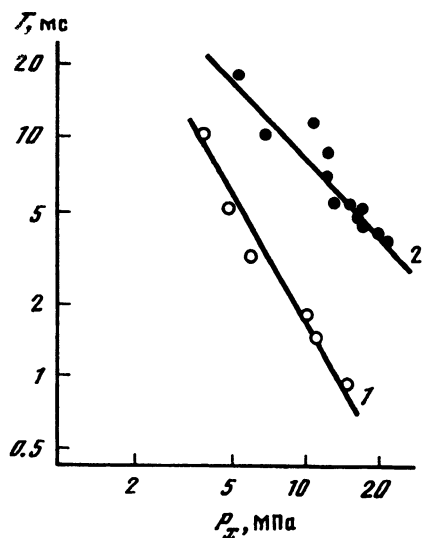


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость периода колебаний от давления на фронте пламени при квазистационарном конвективном горении пороха А (1) и пороха А с добавкой 5% парафина (2)

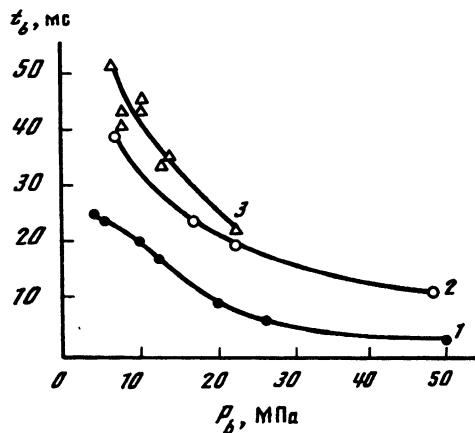


Рис. 3

Рис. 3. Влияние давления на время сгорания частиц пороха А ( $d_{ef} = 0,85$  мм) в волне квазистационарного конвективного горения: 1 – порошок А, 2 – А + 5% этилцеллюлозы, 3 – А + 5% парафина

выше давление и скорость конвективного горения, тем выше амплитуда ( $A_p$ ) и частота ( $1/T$ ) колебаний давления и меньше шаг скачкообразного продвижения фронта пламени ( $h$ ). Пример зависимостей периода колебаний от давления во фронте пламени для пороха А приведен на рис. 2.

Как отмечалось выше, оценку времени сгорания частиц ЭМ  $t_b$  при квазистационарном конвективном горении проводили путем анализа кривой изменения давления в дожигательной секции. Результаты оценок, приведенные в табл. 4 из [1] и на рис. 3, обнаруживают зависимость  $t_b$  от давления и наличия ингибирующей добавки.

Как показывает анализ полученных данных, в волне конвективного горения частицы ЭМ горят нередко заметно медленнее, чем можно было ожидать, исходя из их начальных размеров и скорости послынного горения. Соответствующие оценки приведены в табл. 1 на примере двухосновного пороха В, содержащего катализатор скорости горения. Использовали порошок с частицами в исходном виде и с частицами, покрытыми пленкой поливинилбутираля при содержании ингибитора, равном 3 мас.%. Заряды изготовляли с подогревом при температуре  $80^\circ\text{C}$ , они имели пористость около 5%.

В этой таблице  $t_b$  – время сгорания, измеренное при конвективном горении, а  $(t_b)_{calc}$  – время сгорания, вычисленное по толщине гранул и скорости послынного горения. Данные приведены для трех различных давлений, при которых проводили сжигание. Видно, что экспериментальное время существенно превышает расчетное, за исключением точки при давлении 40 МПа для пороха без ингибитора.

Чтобы выяснить причины различия, мы провели дополнительные эксперименты. Во-первых, мы измерили время сгорания исходных частиц пороха в виде "россыпи"  $(t_b)_{loose}$ , эти данные также приведены в табл. 1. Измерения проводили в той же самой установке, однако вместо прессованного заряда сжигали навеску дисперсного порошка исследуемого пороха. Как видно из таблицы, при отсутствии добавки ингибитора времена  $(t_b)_{calc}$  и  $(t_b)_{loose}$  близки друг другу, что подтверждает корректность расчетной оценки. При наличии ингибитора  $(t_b)_{loose}$  больше, чем  $(t_b)_{calc}$ , хотя с ростом давления разница уменьшается.

Характеристики горения

$\hat{P}_b$ , МПа	Порох В			Порох В с добавкой 3% ПВБ	
	$t_b$ , мс	$(t_b)_{loose}$ , мс	$(t_b)_{calc}$ , мс	$t_b$ , мс	$(t_b)_{loose}$ , мс
10	22	6	8,3	–	–
20	10	5	5,4	13	9
40	3,3	3,2	3,5	9	4

Примечание:  $t_b$  – время сгорания, измеренное при конвективном горении;  $(t_b)_{calc}$  – время сгорания, вычисленное по толщине гранул и скорости послойного горения;  $(t_b)_{loose}$  – измеренное время сгорания исходных частиц материала в виде "россыпи"; ПВБ – поливинилбутираль.

Во-вторых, были проведены опыты, в которых конвективное горение прерывали сбросом давления при разрыве предохранительной мембраны и изучали погашенный заряд и недогоревшие частицы ЭМ. Опыты по гашению сбросом давления проводили также для зарядов из частиц "россыпью", с тем чтобы изучить изменение состояния поверхности частиц, первоначально покрытых пленкой ингибитора и погашенных на различных стадиях процесса горения. Использовали зерновые пороха с прочными частицами, которые в процессе прессования не разрушались и сохраняли свои первоначальные размеры.

Анализ поверхности заряда и частиц, погашенных в процессе конвективного горения, позволил прийти к выводу, что наблюдаемое различие во временах сгорания, полученных разными способами, связано с тем, что при диспергировании заряд распадается на конгломераты, которые горят по наружной поверхности и затем распадаются на отдельные частицы. Таким образом, увеличение времени сгорания вызвано тем, что горение за фронтом пламени идет по поверхности, которая меньше поверхности исходных частиц. Эффект усиливается при давлениях, не слишком сильно превышающих давление срыва послойного горения (так как в этом случае горение проникает лишь в наиболее крупные поры), и в случае зарядов с высокой прочностью на разрыв, которую изменяли, варьируя температуру заряда при прессовании.

При наличии ингибирующей добавки возникает дополнительный эффект, связанный с особенностями начальной фазы горения частиц, покрытых инертной пленкой. Как показали опыты с гашением, даже в случае частиц "россыпью" горение не сразу охватывает всю поверхность частицы, а инициируется в нескольких очагах. Поэтому в течение некоторого времени, пока очаги не сольются, поверхность горения оказывается меньше наружной поверхности частицы, в результате время сгорания увеличивается.

Выше отмечалось, что, обрабатывая кривую изменения давления в дожигательной секции с помощью формулы (3) из [1], можно оценить интенсивность газообразования при квазистационарном конвективном горении. На рис. 8 из [1] в качестве примера приведены несколько кривых изменения интенсивности газообразования от времени. Видно, что на стадии распространения конвективного горения в согласии с формулой (4) из [1]  $\dot{m}_+$  линейно возрастает со временем.

На рис. 4 приведены кривые изменения интенсивности газообразования от времени, которые получены на зарядах, изготовленных из крупных гранул пороха А. Напомним, что в этих опытах свечение вдоль треков частиц прекращается вследствие их погасания спустя несколько миллисекунд после прохождения фронта пламени (см. фоторегистрограмму, приведенную на рис. 8, б из [1]). Как видно из рис. 4, в этом случае в отличие от рис. 8 из [1] интенсивность газообразования на стадии распространения конвективного горения сохраняет приблизительно постоянное значение.

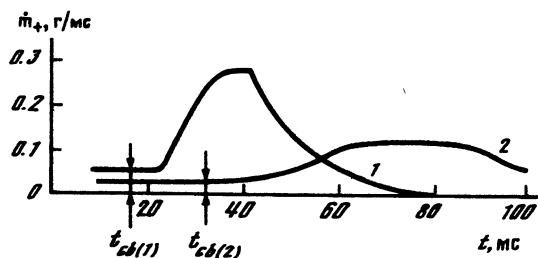


Рис. 4. Эволюция во времени интенсивности газообразования в опытах, когда свечение треков прекращалось. Порох А с  $d_{ef} = 1,9$  мм, среднее давление в дожигательной секции  $\bar{P}_b$ : 1 – 6 МПа, 2 – 2 МПа

Соответственно связь величины  $\dot{m}_+$  с удельной поверхностью горения  $A_b$  выражается другой формулой:

$$\dot{m}_+ = \rho_k^2 (1 - \varphi_0) W \Sigma u_p A_b t_{out}, \quad (1)$$

где  $t_{out}$  – средняя длительность свечения вдоль треков частиц. Результаты расчетов средней удельной поверхности горения  $A_b$  с использованием формулы (4) из [1] и формулы (1) приведены в табл. 7 первой части статьи. Можно видеть, что в целом величина  $A_b$  существенно меньше удельной поверхности исходных частиц  $A_m$  и что при введении ингибитора  $A_b$  еще более снижается. В целом эти результаты согласуются с выводами, которые были сделаны выше, исходя из анализа времен сгорания частиц.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ

### 2.1. Основные свойства волны конвективного горения

Все существующие модели конвективного горения основаны на механике многофазных реагирующих сред и различаются лишь отдельными деталями [2–6]. Приведем основные положения модели [2]. Предполагается, что среда состоит из двух фаз, непрерывно распределенных в каждой точке пространства: твердой фазы, образуемой исходным ЭМ, и газовой фазы, образуемой продуктами его сгорания и заполняющей поры. Фазы подчиняются различным уравнениям состояния и имеют различные температуру, плотность, давление и скорость течения. Параметры фаз определяются осреднением по элементарному объему, содержащему достаточное количество элементов среды (частиц ЭМ или пор), но имеющему малые размеры по сравнению с характерными размерами анализируемого течения. Модель учитывает фильтрацию газов в порах, конвективную передачу тепла от газов к поверхности пор, зажигание поверхности пор при достижении на ней заданных условий воспламенения, горение ЭМ с объемной скоростью, равной произведению поверхности пор на скорость послойного горения, а также уплотнение (уменьшение пористости) и движение ЭМ под действием возникающих давлений.

Чтобы описать процессы горения и теплообмена, в уравнения сохранения вводят дополнительные члены – источники межфазного обмена массой, энергией и количеством движения, а также определяют момент, когда на поверхности пор достигаются условия, обеспечивающие зажигание ЭМ. Для этого в дополнение к уравнениям сохранения для двухфазной смеси в целом, которые образуют макроуровень задачи, решается также уравнение теплопроводности на микроуровне, который представляет элементарную ячейку, образованную отдельной порой и окружающим ее слоем ЭМ.

При уплотнении, которое осуществляется за счет локальных вязкопластических деформаций слоев ЭМ вблизи поверхности пор, в твердой фазе возникают межгранулярные напряжения  $\sigma$ . В модели предполагается, что  $\sigma$  не зависит от скорости нагружения и является функцией пористости. Поверхность пор воспламеняется, когда ее температура достигает некоторой температуры воспламенения  $T_i$ , которая принята в качестве константы ЭМ. Скорость регрессии определяется эмпирическим законом послойного горения ЭМ и является функцией давления и начальной температуры ЭМ.

В целом такая модель упрощенно трактует реальное явление. Прежде всего пренебрегается эффектами, связанными с конечной скоростью пламенных реакций: ведь при умеренно низких давлениях зона газофазных реакций из-за большой протяженности может попросту не уместиться в поре малого диаметра. Пренебрегается также эффектами, связанными с нестационарностью послойного горения, эрозией, влиянием горения на коэффициент сопротивления при фильтрации в порах, сжимаемостью частиц ЭМ, а также вязкими релаксациями и разогревом за счет работы вязкопластических деформаций в твердой фазе. Эти упрощения обусловлены стремлением получить более ясные результаты и тем самым максимально облегчить интерпретацию расчетных и экспериментальных данных. Упрощения физически оправданы и, как показывает анализ, не вносят существенных искажений в результаты моделирования. Например, разогрев за счет работы вязкопластических деформаций в твердой фазе становится определяющим фактором лишь на стадии перехода от конвективного горения к низкоскоростной детонации (НСД), в остальных ситуациях его вклад в разогрев и воспламенение пор пренебрежимо мал.

Приведем основные уравнения модели в одномерном приближении:

$$\partial(\rho_g \phi) / \partial t + \partial(\rho_g \phi U_g) / \partial x = \dot{M}, \quad (2)$$

$$\partial(\rho_g \phi U_g) / \partial t + \partial(\rho_g \phi U_g^2) / \partial x + \phi \partial P / \partial x = \dot{M} U_k + \dot{F}, \quad (3)$$

$$\partial(\rho_g \phi E) / \partial t + \partial(\phi U_g \rho_g E) / \partial x + \partial(\phi U_g P) / \partial x + P \partial \phi / \partial t = \dot{F} U_k + \dot{Q}, \quad (4)$$

$$\partial \phi / \partial t - \partial[U_k(1 - \phi)] / \partial x = \dot{M} / \rho_k; \quad (5)$$

$$\partial[(\rho_k U_k(1 - \phi))] / \partial t + \partial[(\rho_k U_k^2 + \sigma)(1 - \phi)] / \partial x + (1 - \phi) \partial P / \partial x = -\dot{F} - \dot{M} U_k, \quad (6)$$

$$P = \rho_g e (\gamma - 1) / (1 - V_0 \rho_g), \quad e = c_v T_g, \quad \rho_k = \text{const}; \quad (7)$$

$$\dot{F} = A_s \rho_g (U_g - U_k) |U_g - U_k| (b_1 + b_2 / \text{Re}); \quad (8)$$

$$\dot{M} = \begin{cases} A_s \rho_k u_p, & T_{ks} \geq T_i, \\ 0, & T_{ks} < T_i; \end{cases} \quad (9)$$

$$\dot{Q} = \begin{cases} \dot{M} (e_p + U_k^2 / 2), & T_{ks} \geq T_i, \\ -A_s \alpha_s (T_g - T_{ks}), & T_{ks} < T_i; \end{cases} \quad (10)$$

$$\alpha_s = \lambda_g \text{Nu} / d_p, \quad \text{Nu} = a_1 + a_2 \text{Re}^m, \quad \text{Re} = \rho_g d_p |U_g - U_k| / \mu_g, \quad (11)$$

$$u_p = B P^v \exp \beta (T_0 - T_{ref}), \quad A_s = 4 \phi / d_p.$$

Здесь (2)–(4) – уравнения неразрывности, сохранения количества движения и энергии газовой фазы;  $E = e + U_g^2 / 2$ ; (5), (6) – уравнения неразрывности и сохранения количества движения твердой фазы; (7) – уравнения состояния фаз; (8)–(11) – формулы, определяющие интенсивность межфазного обмена массой, количеством движения и энергией. Коэффициенты, входящие в эти формулы, могут быть найдены из соот-

ветствующих экспериментов или по литературным данным. Все обозначения – согласно списку, приведенному в конце статьи. Чтобы определить момент переключения интенсивности источников в формулах (9) и (10), в каждой точке с координатой  $x$  перед фронтом пламени анализируется нагрев элементарной ячейки, моделирующей твердую фазу на микроуровне. Ячейка представляет собой трубку, канал которой имеет диаметр, равный эффективному диаметру пор  $d_p$ , а толщина свода равна среднему расстоянию между порами. Соответственно уравнение теплопроводности имеет вид

$$\partial T_k / \partial t + U_k \partial T_k / \partial x = \kappa_k [\partial^2 T_k / \partial r^2 + (1/r) \partial T_k / \partial r]. \quad (12)$$

Граничные условия на поверхности канала при  $r = d_p/2$ :

$$\lambda_k \partial T_k / \partial r = \alpha_s (T_g - T_{ks}); \quad (13)$$

на внешней поверхности ячейки при  $r = r_c$ :

$$\partial T_k / \partial r = 0. \quad (14)$$

Уравнения замыкаются формулой для расчета межгранулярных напряжений, граничными условиями на торцах заряда и начальными условиями.

Для дальнейшего полезно получить аналитические оценки, формирующие представление об особенностях пространственной структуры волны конвективного горения и взаимосвязи между основными параметрами. Для наглядности используем метод оценки членов уравнений по порядку величины и получения алгебраического приближения для основных дифференциальных уравнений [7], хотя те же результаты могут быть получены на основе более точных и трудоемких выкладок.

Рассмотрим задачу, представленную уравнениями (2)–(14). Перейдем в систему координат, связанную с фронтом воспламенения (исходное вещество втекает во фронт справа со скоростью  $W$ , которая, вообще говоря, есть функция времени), и введем скорость фаз относительно фронта:  $V = W - U$ . Введем безразмерные переменные:

$$T = t / t^*; \quad y = (r - d_p / 2) / r^*; \quad z_j = (x - x_j) / h_j; \quad \tilde{\mathcal{R}}_i = \mathcal{R}_i / \mathcal{R}_i^*.$$

Здесь  $t^*$  – масштаб времени;  $r^*$  – характерный размер прогретого слоя в ячейке на микроуровне;  $h_j$  – характерные размеры пространственных пограничных слоев, в пределах которых существенно изменяется какая-либо переменная или их комбинация в газовой или твердой фазах (индекс  $j = g, k, e$  используется для обозначения газовой и твердой фазы, теплового слоя);  $x_j$  – начальные точки этих слоев;  $\mathcal{R}_i$  – любая зависящая переменная ( $P, \phi$  и т.д.), входящая в уравнения;  $\mathcal{R}_i^*$  – соответствующая характерная амплитуда этой переменной. Они, как и масштабы времени и длин, заранее неизвестны. Мы не приводим для экономии места все уравнения в безразмерном виде, а ограничимся для примера лишь уравнением неразрывности газовой фазы:

$$\partial(\tilde{\rho}_g \tilde{\phi}) / \partial \tau + [t^* (W - U_g^*) / h_g] \partial(\tilde{\rho}_g \tilde{\phi} \tilde{V}_g) / \partial z_g = [t^* \dot{M}^* / (\rho_g^* \phi^*)] \tilde{M}.$$

Величина  $\dot{M}^*$ , так же как  $\dot{Q}^*$  и  $\dot{F}^*$ , получается подстановкой в формулы (8)–(11) характерных значений соответствующих переменных.

Согласно процедуре оценки членов уравнений по порядку величины, положим, что все безразмерные переменные и их производные по времени, а также безразмерные функции типа  $\tilde{M}$  равны единице, а производные по координате  $\partial(\tilde{\mathcal{R}}_i) / \partial z_i = (\Delta \mathcal{R}_i) / \mathcal{R}_i^*$ , где  $\Delta \mathcal{R}_i$  – характерный диапазон изменения  $i$ -той переменной в рассматриваемой зоне. В результате получим алгебраическую аппроксимацию для

исходной системы уравнений движения (2)–(6) и уравнения теплопроводности (12) с граничными условиями (13), (14). В качестве примера приведем аппроксимацию уравнения (2):

$$1 + \frac{\Delta(V_g \rho_g \Phi) t^*}{\rho_g^* \Phi^* h_g} = \frac{t^* M^*}{\rho_g^* \Phi^*}. \quad (15)$$

Анализ уравнений проведем путем сопоставления членов уравнений по порядку величины отдельно для зон перед фронтом пламени, где  $M^* = 0$ , и зоны горения. В качестве характерных величин для большинства переменных, входящих в уравнения, естественно принять значения на фронте пламени (ниже с индексом  $f$ ), а в качестве характерного диапазона изменения переменных в зонах – разности между значениями на их границах.

Анализ показывает, что во многих практически интересных ситуациях уравнения содержат лишь два главных члена, а остальные члены малы по порядку величины. Это приводит к двум важным результатам. Во-первых, приравнявая главные члены, можно установить связи между характерными параметрами задачи. Таким путем удастся получить уравнения для скорости конвективного горения, размеров характерных зон, оценить эффект нестационарности. Во-вторых, удастся упростить исходные дифференциальные уравнения, отбрасывая члены, заведомо малые по порядку величины. Это позволяет вывести приближенные модели, облегчающие получение и интерпретацию результатов.

Не останавливаясь подробно на последующих выкладках, приведем результаты анализа, представляющие интерес для проблемы стабилизации конвективного горения в ЭМ с низкой пористостью. Для простоты рассмотрим зоны перед фронтом пламени в случае, когда давление ниже предела текучести и отсутствует волна уплотнения. Из уравнения (15) получим следующую связь:

$$|U_{gf} - W| = h_g / t^*. \quad (16)$$

В уравнении, которое аппроксимирует уравнение сохранения количества движения газовой фазы (3), два первых члена по порядку величины существенно меньше третьего и могут быть отброшены. Приравнявая оставшиеся два члена, получим выражение, определяющее размер зоны фильтрации:

$$h_g = P_f \Phi_f / \dot{F}^*. \quad (17)$$

В частности, используя выражение для  $\dot{F}^*$ , получающееся при больших числах Рейнольдса, получим

$$h_g = \frac{d_p (\gamma - 1) e_f}{4b_1 U_{gf}^2}. \quad (18)$$

В случае, когда фильтрация подчиняется закону Дарси,

$$h_g = \frac{P_f d_p^2}{4b_2 U_{gf} \mu_g}. \quad (19)$$

В любом случае протяженность зоны фильтрации тем больше, чем больше диаметр пор и меньше скорость газов, втекающих в поры.

Из аппроксимации граничного условия (13) найдем характерную толщину прогретого слоя у поверхности пор в момент воспламенения:

$$r^* = \frac{\lambda_k (T_i - T_0) d_p}{\lambda_g \text{Nu}^* (T_{gf} - T_i)}. \quad (20)$$



Оценки для типичных случаев показывают, что  $r^* \ll d_p$ , т.е. к моменту воспламенения успевает прогреться лишь тонкий поверхностный слой ЭМ, окружающего пору.

Результат анализа уравнения, которое аппроксимирует уравнение сохранения энергии газа (4), зависит от величины  $G = \dot{Q}^* / \dot{F}^* U_{gf}$ , равной отношению интенсивностей конвективной теплопередачи и работы сил трения. Принимая для оценки, что в формуле для числа Нуссельта коэффициенты  $a_1 = 0$ , а  $m = 1$ , при больших числах Рейнольдса получим

$$G = \frac{a_2 c_v (T_{gf} - T_i) Pr}{b_1 U_{gf}^2}. \quad (21)$$

Здесь  $Pr$  – число Прандтля газа. Величина оцениваемого параметра определяется выражением, заключенным в скобки. Здесь возможны два варианта. Вариант, когда разность  $T_{gf} - T_i$  имеет тот же порядок величины, что и  $T_{gf}$ , и скорость фильтрации мала по сравнению со скоростью звука в газе, приводит к условию  $G \gg 1$ . В этом случае главными членами уравнения энергии газа оказываются 2-й и 6-й члены, а остальными членами уравнения можно пренебречь по порядку величины. Физически это означает, что затраты тепла на нагрев и воспламенение поверхности пор целиком покрываются за счет конвективного переноса энергии продуктов горения. Приравняв главные члены уравнения, получим оценку для толщины зоны прогрева волны конвективного горения:

$$h_e \approx h_g / G. \quad (22)$$

Так как  $G \gg 1$ , то из этой формулы следует, что зона прогрева существенно меньше зоны фильтрации, т.е. продукты сгорания, втекая в поры, быстро охлаждаются, передавая тепло поверхности пор, и лишь затем теряют скорость и напор. Этот вариант механизма конвективного горения мы назвали механизм "опережающей фильтрации".

Другой вариант, когда  $G \sim 1$ , означает, что разность между температурами газа и поверхности пор в зоне прогрева мала:  $T_{gf} - T_i \ll T_{gf}$ . В этом случае все члены уравнения оказываются одного порядка по величине и, таким образом, в переносе энергии помимо конвекции начинают играть существенную роль разного рода работы, совершаемые над газом в процессе его течения в порах. Процесс с такими свойствами приводит к другому механизму конвективного горения, который мы назвали "газокомпрессионный".

Далее, из анализа уравнения, аппроксимирующего уравнение теплопроводности (12), следует, что при условии  $G \gg 1$  первый член уравнения мал по сравнению с остальными и может быть отброшен по порядку величины. Приравняв 2-й и 3-й члены уравнения и учитывая, что  $r^* \ll d_p$ , получим

$$W = h_e \kappa_k / r^{*2}. \quad (23)$$

Подставляя (19)–(22) в (23), получим

$$W = U_{gf} / (1 + \zeta), \quad (24)$$

где

$$\zeta = \frac{4 \lambda_k \rho_k c_k (T_i - T_0)^2}{\lambda_g \rho_{gf} c_v Nu^* (T_{gf} - T_i)(T_{gf} - T_0)}. \quad (25)$$

Формула (24), (25) впервые была получена в [8] иным путем. Она связывает скорость конвективного горения со скоростью газов, втекающих в поры, а также с теплофизическими характеристиками фаз, скоростью теплообмена, температурой

воспламенения ЭМ и параметрами газового потока, пересекающего фронт воспламенения, которые входят в коэффициент  $\zeta$ . Коэффициент  $\zeta$  больше нуля и, следовательно,  $W < U_{gf}$ . Диапазон типичных значений  $\zeta$  достаточно широк – от 0,1 до 10. При увеличении давления  $\zeta$  уменьшается. Если использовать другой критерий воспламенения, то можно получить иную формулу для коэффициента  $\zeta$ . Так, например, в случае, когда поверхность ЭМ покрыта пленкой ингибитора, для того чтобы удалить эту пленку и воспламенить ЭМ, требуется дополнительное тепло. Если обозначить величиной  $q$  количество тепла, которое в этом случае необходимо передать единице поверхности поры, чтобы воспламенить ЭМ, то тогда коэффициент  $\zeta$  можно вычислить по следующей формуле:

$$\zeta = \frac{8(\gamma - 1)q}{d_p P_f}. \quad (26)$$

В случае "газокомпрессионного" механизма формулу для скорости конвективного горения можно получить следующим образом. Из уравнения, аппроксимирующего уравнение (4), с учетом того, что величина всех членов уравнения порядка единицы, и в предположении, что затраты тепла на нагрев и воспламенение поверхности пор покрываются за счет работы сжатия и трения газа, имеем

$$\frac{4\lambda_g \text{Nu}^* (T_{gf} - T_i) h_g}{U_{gf} P_{gf} d_p^2} = 1, \quad h_e = h_g. \quad (27)$$

Далее, предполагая, что формула (23) сохраняет справедливость также и в случае "газокомпрессионного" механизма, и комбинируя ее с формулами (20) и (27), получим

$$W / U_{gf} = \frac{P_f \lambda_g \text{Nu}^*}{4\lambda_k \rho_k c_k (T_i - T_0)}. \quad (28)$$

Сопоставляя формулы (24) и (28), можно заключить, что по мере роста давления во фронте достигается условие, при котором происходит смена механизма конвективного горения – от механизма "опережающей фильтрации" к "газокомпрессионному" механизму, когда скорость конвективного горения в принципе может превышать скорость фильтрующих газов  $U_{gf}$ . Это условие можно приближенно записать в следующем виде:

$$P_f > \frac{4\lambda_k \rho_k c_k (T_i - T_0)}{\lambda_g \text{Nu}^*}. \quad (29)$$

Привлекая формулу (16), можно связать скорость фильтрующих газов  $U_{gf}$  и, следовательно, скорость конвективного горения  $W$  с характерным временем нестационарности  $t^*$ . Так, в случае, когда реализуется "опережающая фильтрация" и выполняется закон фильтрации Дарси, из уравнений (16), (19) и (24) получим

$$U_{gf} = d_p \left[ \frac{P_f (1 + 1/\zeta)}{4b_2 \mu_g t^*} \right]^{1/2}, \quad (30)$$

$$W = d_p \left[ \frac{P_f}{4b_2 \mu_g t^* \zeta (1 + \zeta)} \right]^{1/2}. \quad (31)$$

Как видно из этих формул, скорости фильтрации и конвективного горения тем меньше, чем больше характерное время нестационарности. Это фактически означает отсутствие нетривиальных стационарных решений, хотя исходная система уравнений вполне допускает решения в виде плоской стационарной волны [4]. Однако анализ

показывает, что в случае такого решения обязательно выполняется условие  $U_{gf} < W$  и, следовательно, механизм "опережающей фильтрации" не реализуется. Таким образом, стационарное решение в виде плоской волны оказывается возможным лишь для "газокомпрессионного" механизма.

Возможны, однако, и другие подходы к построению стационарных решений. Одна из идей состоит в том, что условие  $U_{gf} > W$  может быть реализовано в стационарной двумерной волне с выпуклым фронтом за счет дивергенции газового потока в зоне фильтрации. Эта идея была высказана А.Д. Марголиным и В.С. Посвянским, однако решение пока не получено. Ниже будет рассмотрена простая модель "двойной пористости", в которой аналогичный эффект достигается за счет перетекания газов из крупных пор в мелкие. Кроме того, возможны пульсирующие режимы с периодически повторяющимися стадиями депрессии и ускорения, когда сохраняются постоянными средняя скорость пламени, амплитуда и частота пульсаций. Пример такой модели также будет рассмотрен ниже.

В случае, когда максимальное давление в волне горения ( $P^*$ ) превышает предел текучести ЭМ при данной пористости ( $\sigma_Y$ ), возникает пластическая волна, в которой происходит уплотнение ЭМ за счет схлопывания пор. Параметры волны выводятся из анализа уравнений, которые аппроксимируют уравнения (5) и (6). Изменение пористости равно:

$$(\varphi_0 - \varphi^*) = \frac{P^* - \sigma_Y}{\rho_k C_k^2}. \quad (32)$$

Здесь  $C_k$  – характерная скорость пластических волн сжатия, которая вычисляется по формуле  $C_k^2 = -(\partial\sigma/\partial\varphi)/\rho_k$  при пористости  $\varphi^*$ .

Характерная скорость движения частиц ЭМ равна:

$$U_k^* = \frac{P^* - \sigma_Y}{\rho_k C_k (1 - \varphi^*)}. \quad (33)$$

Влияние уплотнения на скорость распространения пламени складывается из двух противоположных эффектов: уменьшение диаметра пор вызывает уменьшение  $W$ , однако в лабораторной системе координат скорость пламени, как и скорость фильтрующих газов, получает дополнительное слагаемое, равное  $U_k^*$ .

Наконец, анализ уравнений в зоне горения позволяет сделать некоторые выводы относительно эффекта нестационарности. В случае сильно нестационарного процесса, как, например, при горении от закрытого торца заряда, все три члена уравнения (15), которое аппроксимирует уравнение сохранения массы газа, по порядку величины равны единице. В результате для масштаба времени имеем:

$$t^* = d_p \rho_g^* / 4BP^*v. \quad (34)$$

С таким же масштабом времени растет давление в условиях пиростатики, когда сток газов не вызывает заметных изменений. В случае, когда характерное время нестационарности гораздо больше масштаба, который определяется формулой (34), нестационарные члены в уравнениях сохранения газовой фазы (2)–(4) в зоне горения оказываются малыми по порядку величины. В результате течение газа в зоне горения можно рассматривать как квазистационарное. Кроме того, температура газов в зоне горения близка к температуре адиабатического горения.

Полученные результаты были использованы при разработке двух достаточно простых теоретических моделей, которые оказались полезными при интерпретации экспериментальных данных по квазистационарному конвективному горению. В модели "двойной пористости" [9] качественно учтена неоднородность пор по диаметрам, присущая зарядам с низкой пористостью, и получено решение, связывающее

стационарную скорость конвективного горения с давлением во фронте волны. В модели "пульсирующего конвективного горения" [10] учтено периодическое порционное диспергирование заряда, которое приводит к периодическим колебаниям давления и скорости конвективного горения при сохраняющихся в среднем квазистационарных значениях.

При разработке моделей были учтены представления о зонной структуре и свойствах волны конвективного горения, изложенные выше. Были использованы следующие допущения.

1. При пульсирующем конвективном горении нестационарные эффекты определяются релаксацией течения в зоне фильтрации; течение в зонах горения и прогрева можно рассматривать как квазистационарное, подстраивающееся под изменение граничных условий и скорости конвективного горения.

2. Толщина зоны прогрева пренебрежимо мала по сравнению с размерами зон фильтрации и горения. В результате зона прогрева вместе с фронтом воспламенения может быть заменена разрывом, который отделяет зону горения от зоны фильтрации.

3. Температура газов в зоне горения постоянна и равна температуре адиабатического горения ЭМ.

4. Уровень давлений относительно невысок, так что выполняются следующие условия: межгранулярные напряжения в твердой фазе недостаточны для деформации пор и  $\rho_g \ll \rho_k$ . Первое условие означает, что твердую фазу можно рассматривать как неподвижную всюду, кроме зоны догорания. Второе условие позволяет использовать уравнение идеального газа и пренебречь разницей между давлением во фронте пламени и в точке максимума.

## 2.2. Модель "двойной пористости"

Ранее [1] при оценке диаметра пор в зарядах с низкой пористостью, изготовленных из неразрушающихся гранул, было отмечено, что сравнительно крупные поры, которые контролируют газопроницаемость заряда, занимают лишь малую часть порового объема, а большая его часть приходится на поры существенно меньшего диаметра. В случае взрывчатых веществ, частицы которых разрушаются при прессовании, разница в диаметрах и объемах, приходящихся на крупные и мелкие поры, еще значительнее [11]. Хотя мелкие поры обладают высоким фильтрационным сопротивлением, но благодаря относительно большому объему они играют важную роль при фильтрации, являясь стоком для газов. Можно предположить, что при распространении фронта пламени по конвективному механизму фильтрация продуктов из зоны горения идет по крупным порам, вызывая их нагрев и воспламенение. Остывшие газы в зоне фильтрации перетекают из крупных пор в мелкие.

Далее предположим, что заряд ВВ содержит поры двух типов: между крупными порами диаметром  $d_p$  содержатся "блоки" размером  $l_2$ , которые пронизаны порами меньшего диаметра  $d_2$  и имеют пористость  $\phi_2$  и газопроницаемость  $k_2$ . Примем, что  $d_p \gg d_2$ ,  $k \gg k_2$ , но  $\phi_1 \ll \phi_2$ . Фильтрация в средах с двойной пористостью изучалась на примере трещиновато-пористых пород [12]. Было показано, что давления в крупных ( $P_1$ ) и мелких ( $P_2$ ) порах различаются и связаны уравнением

$$P_1^2 = P_2^2 + \frac{2l_2^2 \mu_g \phi_2}{k_2} \left( \frac{\partial P_2}{\partial t} \right), \quad (35)$$

а давление в мелких порах подчиняется уравнению

$$\frac{\partial P_2}{\partial t} = \frac{k}{\mu_g \phi_2} \frac{\partial}{\partial x} \left( P_2 \frac{\partial P_2}{\partial x} \right) + \frac{l_2^2 k}{k_2} \left( \frac{\partial^3 P_2}{\partial x^2 \partial t} \right). \quad (36)$$

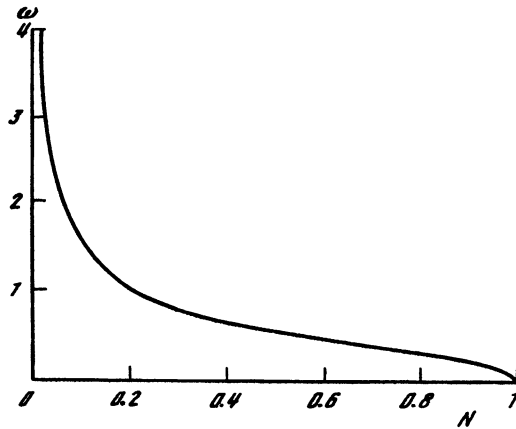


Рис. 5. Решение уравнения (41)

Уравнения (35) и (36) описывают течение в зоне фильтрации. Они допускают решение в виде стационарной бегущей волны, которое удовлетворяет механизму конвективного горения с "опережающей фильтрацией". Перейдем в систему координат, связанную с фронтом волны, и введем безразмерные переменные:  $\pi = P_1/P_f$ ,  $\sigma = P_2/P_f$ ,  $z = x/x_*$ ,  $\omega = W/W_*$ , где  $P_f$  — давление во фронте пламени,  $x_* = l_2(k/k_2)^{1/2}$  — характерная длина и  $W_* = (P_f / \mu_g \phi_2 l_2)(kk_2)^{1/2}$  — характерная скорость конвективного горения.

В результате уравнение (35) и (36) вместе с уравнением (24), которое связывает скорость конвективного горения со скоростью газов, втекающих в зону фильтрации, образуют следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\pi^2 = \sigma^2 - 2\omega\sigma', \quad (37)$$

$$\sigma''' - \sigma - (\sigma\sigma')' / \omega = 0 \quad (38)$$

с граничными условиями

$$\sigma = \pi = \sigma' = 0, \quad \text{при } z = \infty, \quad (39)$$

$$\pi' = -N\omega, \quad \pi = 1 \quad \text{при } z = 0, \quad (40)$$

где  $N = (\phi_1/\phi_2)(1 + \zeta T_0/T_{ad})$ .

Система имеет аналитическое решение в виде трансцендентного уравнения, определяющего безразмерную скорость конвективного горения:

$$2\omega^2[1 - \exp(-\frac{1}{2}\omega^2)] = 1 - N^2. \quad (41)$$

Решение уравнения (41) приведено на рис. 5. При оценке получаемого эффекта следует иметь в виду, что, согласно формулам (25) и (26),  $\zeta \propto 1/P_f$ . Следовательно,  $\omega$  монотонно возрастает при увеличении  $P_f$ . При переходе к размерным переменным имеем для скорости конвективного горения и толщины зоны фильтрации:

$$W = \frac{\omega P_f (kk_2)^{1/2}}{\mu_g \phi_2 l_2}, \quad (42)$$

$$L_{fil} = \frac{l_2 (k/k_2)^{1/2}}{N\omega}. \quad (43)$$

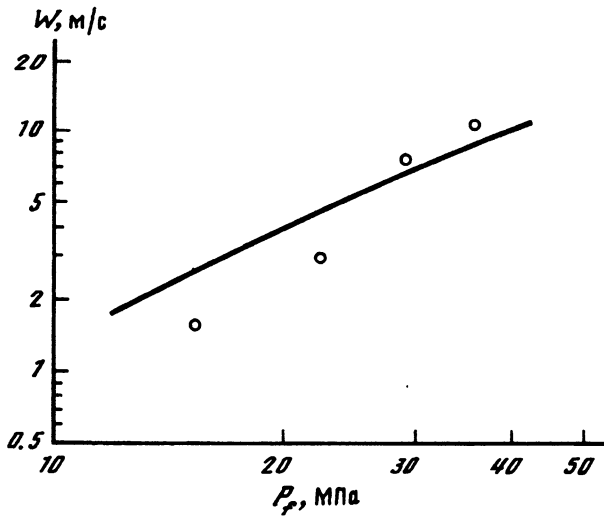


Рис. 6. Примеры решений по модели "двойной пористости" для тэна с начальной пористостью 10% (точки – эксперимент, линия – расчет)

Примеры решений применительно к тэну приведены на рис. 6. Модель предсказывает разумные значения скорости конвективного горения и толщины зоны фильтрации, а также высокую чувствительность скорости конвективного горения к изменению давления во фронте пламени с показателем степени, большим единицы. При увеличении диаметра крупных пор скорость конвективного горения и толщина зоны фильтрации увеличиваются пропорционально диаметру. Эти результаты согласуются с экспериментальными наблюдениями.

### 2.3. Модель пульсирующего квазистационарного конвективного горения

Эта модель опирается на изложенные выше экспериментальные наблюдения о периодических колебаниях давления, скачкообразном перемещении фронта пламени и диспергировании заряда ЭМ при квазистационарном конвективном горении. Основными факторами, обеспечивающими возможность стабилизации конвективного горения в случае ЭМ с низкой пористостью, являются периодическое разрушение (диспергирование) горячей части заряда и унос горящих конгломератов, ограничивающие рост давления. Однако диспергирование вызывает отклик в других зонах волны горения. Этот отклик, как показывает моделирование [6], проявляется в пульсациях давления и скорости фронта пламени.

Поясним динамику возникновения пульсаций при периодическом диспергировании горящего заряда с помощью схематических диаграмм, приведенных на рис. 7. Пусть в некоторый момент времени  $t_1$  под действием растягивающих напряжений происходит разрушение части горящего слоя позади максимума давления. Унос диспергированных частиц оттекающими газами сопровождается проникновением волны разрежения во фронт пламени и в зоны прогрева и фильтрации. В результате прекращается фильтрация горячих продуктов из зоны горения и, следовательно, движение фронта пламени. Более того, газы, ранее проникшие в поры, начинают вытекать обратно в зону горения.

После завершения релаксации, которая определяется откликом зоны фильтрации на импульсное изменение давления, в момент времени  $t_2$  газы из зоны горения вновь начинают проникать по порам в глубь ЭМ, прогревая и поджигая очередной слой. Фронт пламени начинает перемещаться, увеличивается толщина слоя, охваченного

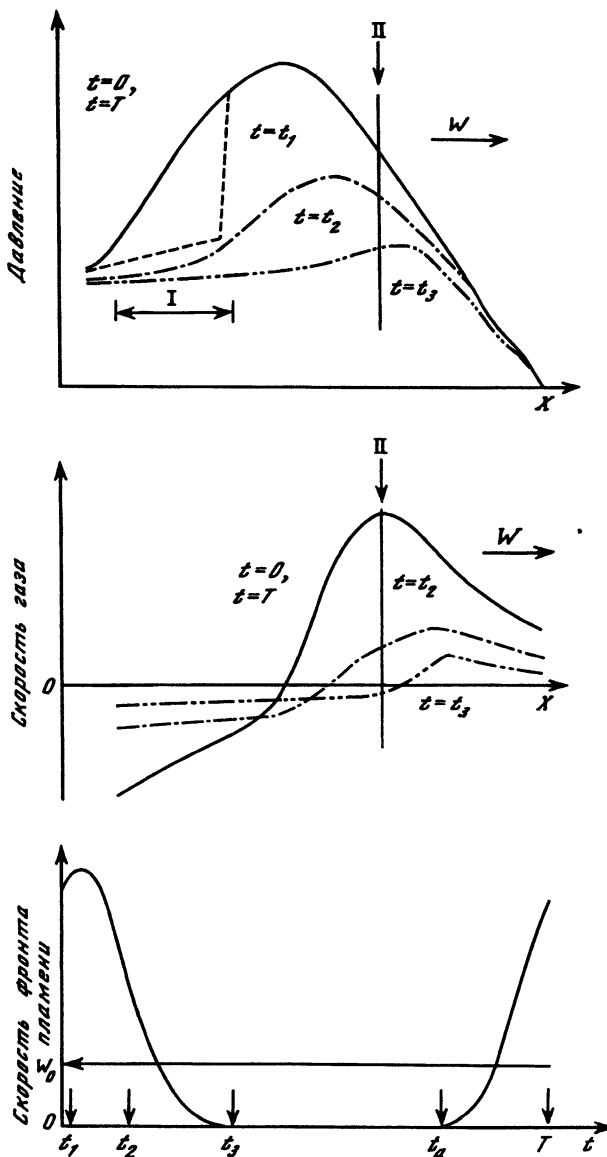


Рис. 7. Схема, поясняющая динамику пульсаций при диспергировании горящего заряда: I – диспергируемый слой, II – положение фронта пламени;  $t_1$  – момент разрушения части горящего заряда и начало диспергирования,  $t_2$  и  $t_3$  – последовательные моменты релаксации,  $t_a$  – завершение депрессии и начало фазы ускорения

горением, повышается давление в зоне горения. Рост скорости и давления продолжается до тех пор, пока перепад давления в горящем слое ЭМ не достигнет прочности заряда на разрыв. После этого вновь происходят диспергирование и унос большей части горящего слоя ЭМ и картина повторяется. Так возникают пульсации, состоящие из двух стадий: стадии депрессии, когда происходит спад давления и скорости фронта пламени, и стадии ускорения, когда профиль давления и скорость пламени восстанавливаются. В случае установившегося процесса за период одной пульсации  $T$  количество газов, вытекающих из зоны фильтрации на стадии депрессии, равно количеству газов, втекающих в эту зону на стадии ускорения.

**Экспериментальные и теоретические закономерности  
квазистационарного пульсирующего конвективного горения**

Характеристика пульсирующего квазистационарного горения	Эксперимент	Теоретическое моделирование
Скорость конвективного горения $W$	$W \propto P_x^{v_c}$ , $v_c = 1,6-2,8$ ; $W \uparrow$ , если $d_p \uparrow$ и $\sigma_R \uparrow$	$W_0 \propto d_p A_p^{3/2} P_f^{(v+1/2)}$
Период колебаний $T$	$T \propto \bar{P}_x^{1,5}$ и $\neq f(d_p)$ ; $T \downarrow$ , если $\sigma_R \uparrow$	$T \propto A_p^{-1} P_f^{-2v}$ и $\neq f(d_p)$
Амплитуда колебаний $A_p$	$A_p \uparrow$ , если $\sigma_R \uparrow$ и $P_x \uparrow$	$A_p \uparrow$ , если $\sigma_R \uparrow$ и $\neq f(P_f)$
Шаг на стадии ускорения $h$	$h \propto d_{ef}$ ; $h \downarrow$ , если $P_x \uparrow$	$h \propto d_p A_p^{1/2} P_f^{(1/2-v)}$

Примечание:  $P_x$  – максимальное давление в волне конвективного горения.

Модель, которую мы использовали для анализа квазистационарного пульсирующего конвективного горения, включает следующие уравнения:

$$\partial P / \partial t + W \partial P / \partial x = \partial(P U_g) / \partial x, \quad (44)$$

$$U_g = (k / \varphi_1 \mu_g) \partial P / \partial x, \quad (45)$$

$$W = U_{fil} / (1 + \zeta T_0 / T_{ad}), \quad (46)$$

$$P_f^2 = P_T^2 + \rho_k^2 R T_{ad} [(4u_p / d_p) \int_{t_a}^t W dt]^2. \quad (47)$$

Здесь уравнения (44) и (45) описывают изотермическое течение газов в зоне фильтрации в системе координат, связанных с фронтом пламени. Они получены из уравнений сохранений массы и количества движения газа (2) и (3) в приближении закона фильтрации Дарси. Уравнение (46) связывает скорость конвективного горения со скоростью газов, втекающих в зону фильтрации через фронт ( $U_{fil}$ ). Оно выведено из уравнения (24) с учетом связи между  $U_{fil}$  и  $U_{gf}$ , которая определяется разницей температур газов на границах зоны прогрева. Наконец, уравнение (47) связывает давления на торце заряда ( $P_T$ ) и во фронте пламени ( $P_f$ ) на стадии ускорения. Это уравнение выведено с учетом упрощающих допущений для части зоны горения вблизи максимума давления [10]. Здесь давление  $P_T$ , скорость послойного горения  $u_p$  и диаметр пор  $d_p$  приняты постоянными,  $t_a$  – момент завершения стадии депрессии. В момент, когда происходит диспергирование части горящего слоя,  $P_f - P_T = A_p$ , где  $A_p$  – амплитуда колебаний давления, определяемая прочностью заряда на растяжение и принятая константой.

Требуется найти периодическое решение уравнений, такое, что за период пульсации  $T$ , вызванной порционным диспергированием, профиль давления в зоне фильтрации восстанавливается. Условие квазистационарности:

$$\int_0^T W dt = W_0 T, \quad (48)$$

где  $W_0$  – средняя скорость конвективного горения. Способ решения задачи изложен в [10]. Приведем основные результаты.

Период пульсаций мал по сравнению с характерным временем релаксации зоны фильтрации, которое равно  $t_{fil} = h_g / W_0$ . Колебания давления и скорости газа охватывают лишь малую часть зоны фильтрации, пропорциональную отношению времен  $T/t_{fil}$ , остальная часть зоны сохраняется квазистационарной.



Длительности стадий депрессии и ускорения приблизительно одинаковы. На стадии депрессии фронт пламени остается неподвижным.

Зависимости, которые предсказывает данная модель для характеристик пульсирующего горения, сопоставлены с экспериментальными наблюдениями в табл. 2. Учитывая приближенный характер теоретической модели, согласие можно признать удовлетворительным. Таким образом, результаты моделирования подтверждают предположение о пульсирующем механизме квазистационарного конвективного горения.

#### 2.4. Ингибирующее действие добавки связующего на скорость конвективного горения

Нанесение ингибитора на частицы энергетического материала перед формированием заряда приводит к тому, что поверхность пор оказывается покрытой инертной пленкой. Наличие пленки на поверхности затрудняет воспламенение ЭМ. И хотя, как показывают оценки, введение ингибитора вызывает также изменение механических свойств заряда и характеристик микроструктуры (например, при равной пористости уменьшаются диаметр крупных пор и доля порового объема, приходящегося на эти поры), именно тепловой эффект действия ингибитора можно считать доминирующим.

Чтобы зажечь ЭМ с поверхности, покрытой инертной пленкой, требуется подвести к поверхности дополнительное количество тепла, необходимое для удаления этой пленки. Влияние на скорость конвективного горения определяется изменением коэффициента  $\zeta$ . Чтобы оценить эффект, воспользуемся формулой (26), которая связывает  $\zeta$  с количеством тепла  $q$ , которое необходимо передать единице поверхности поры, чтобы воспламенить материал. Представим величину  $q$  в виде суммы двух слагаемых:

$$q = q_B + q_{EM}, \quad (49)$$

где

$$q_B = \rho_B d_{ef} X_B [L_B + c_B (T_{dec} - T_0)]$$

– количество тепла, необходимое для удаления пленки;

$$q_{EM} = [2\lambda_g \text{Nu}(T_{ad} - T_i)]^{-1} [\rho_k c_k d_p \lambda_k (T_i - T_0)^2]$$

– количество тепла, необходимое для нагрева и воспламенения ЭМ. Здесь индекс В относится к параметрам ингибирующей добавки,  $L_B$  – затраты тепла на разложение единицы массы добавки, а  $T_{dec}$  – ее температура разложения. Выражая эффект связующего через отношение  $\zeta_B/\zeta_0$ , где индекс "0" соответствует ЭМ без ингибирующей добавки, с учетом формул (26) и (49) получим

$$\zeta_B/\zeta_0 = 1 + q_B/q_{EM}. \quad (50)$$

Анализ формулы (50) показывает, что эффект связующего определяется произведением трех безразмерных величин  $E_1 E_2 E_3$ , которые имеют следующий физический смысл. Величина

$$E_1 = \rho_B [L_B + c_B (T_{dec} - T_0)] / [\rho_k c_k (T_i - T_0)]$$

характеризует удельные затраты тепла в расчете на единицу объема связующего и энергетического материала, величина

$$E_2 = \lambda_g \text{Nu}(T_{ad} - T_i) / [\lambda_k (T_i - T_0)]$$

характеризует интенсивность процесса конвективной теплопередачи на поверхности пор и, наконец,  $E_3 = d_{ef} X_B / 3d_p$  есть отношение толщины пленки связующего к диаметру пор. При прочих равных условиях эффект тем выше, чем более термостойка и

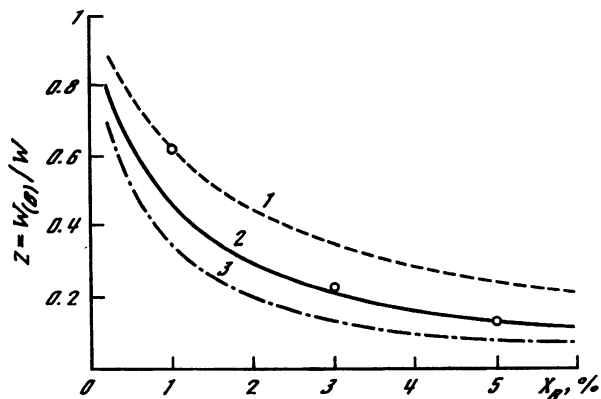


Рис. 8. Теоретическая оценка ингибирующего действия связующего на скорость конвективного горения: порох А с  $d_{ef}=0,96$  мм,  $P_b=17$  МПа, связующее – парафин; точки – эксперимент, линии – расчет при разных значениях параметра  $E_1$ : 1 – 0,3; 2 – 0,6; 3 – 1,0

эндотермична добавка, ниже температура воспламенения ЭМ, выше температура его горения, меньше диаметр пор, больше толщина пленки ингибитора и выше число Нуссельта. Оценки показывают, что типичные диапазоны изменения параметров составляют:  $E_1 = 0,2-1$ ,  $E_2$  – от 5 и выше, а  $E_3$  – от 0,1 до 0,5. В результате отношение  $\zeta_B/\zeta_0$  может достигать нескольких единиц. Пример расчета влияния ингибирующей добавки на скорость квазистационарного конвективного горения приведен на рис. 8. Расчет выполнен с использованием формулы (42) для модели "двойной пористости".

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Склонность взрывного процесса к самоускорению определяется тем, что за фронтом пламени на стадиях конвективного горения и НСД, которые являются промежуточными стадиями процесса перехода горения во взрыв, образуется протяженная зона горения. В этой зоне химическое превращение происходит в режиме послойного горения по поверхности очагов, образуемых поровыми дефектами. Главным результатом исследования, который был подтвержден на различных низкопористых ЭМ, является доказательство того, что, воздействуя на зону горения, можно замедлить развитие взрывного процесса и даже в определенных условиях стабилизировать его на стадии конвективного горения. Воздействие осуществлялось по двум направлениям: 1) динамическая разгрузка зоны горения за счет стока продуктов реакции в дожигательную секцию, снабженную соплом; 2) снижение интенсивности химического превращения в зоне реакции путем уменьшения поверхности горения за счет уменьшения удельной поверхности частиц ЭМ и ингибирования поверхности частиц пленками инертных материалов.

Получены подробные данные по условиям стабилизации и характеристикам стабилизированного конвективного горения, изучены механизмы стабилизации, выделены факторы, с помощью которых удастся эффективно воздействовать на устойчивость и характеристики горения, разработаны теоретические модели, которые были использованы для объяснения наблюдаемых закономерностей и подтверждения представлений о процессах.

В табл. 3 суммировано влияние различных факторов на пределы и основные характеристики квазистационарного конвективного горения. Наиболее сильным средством является использование ингибирующих покрытий из инертных материалов. Влияние ингибиторов проявляется как при распространении пламени, так и при догорании диспергированных частиц ЭМ: они эффективно снижают скорость конвек-

Влияние физических факторов на основные характеристики квазистационарного конвективного горения

Параметры	Начальная пористость	Размер частиц	Введение ингибирующей добавки	Термостойкость добавки	Скорость послыюного горения	Прочность заряда
$P_{CB}$	↓↓	↓	↑	?	↓↓	≡
$P_{LVD}$	≡	?	↑	?	?	
$W$	↑	↑↓	↓↓	↓	≡	?
$v_c$	≡	↓	↓↓	↓	≡	?
$t_b$	↓	↑	↑↑	↑	↓↓	↑
$A_b$	↑↑	↓	↓↓	↓		↑

*Примечание.* Знак ↑ указывает, что увеличение фактора в данном столбце вызывает увеличение характеристики в данной строке. Знак ↓ указывает на обратное действие. Двойной знак указывает на сильный эффект. Знак ≡ указывает на отсутствие влияния. Знак ? указывает, что зависимость точно не установлена.

тивного горения, зависимость скорости от давления и интенсивность реакции в зоне горения. Особый интерес привлекает возможность снижения показателя по давлению  $v_c$  до значений, меньших единицы, так как в этом случае при повышении давления скорость оттекающих газов снижается и условие "запирания" потока, которое оказывает дестабилизирующее действие на процесс конвективного горения, не достигается. Механизм действия использованных ингибиторов состоит в том, что пленка ингибитора, покрывая частицы ЭМ, затрудняет воспламенение. Эффект возрастает при увеличении толщины пленки и ее термостойкости.

Из других факторов выделим начальную пористость заряда, за счет изменения которой удастся регулировать такие характеристики, как нижний порог существования квазистационарного конвективного горения, интенсивность горения и скорость распространения пламени, а также размер частиц ЭМ, изменение которого оказывает влияние на все характеристики конвективного горения, кроме, быть может, верхней границы области существования.

Анализ механизма квазистационарного конвективного горения показал, что важным фактором, который способствует стабилизации процесса, ограничивая рост давления в зоне горения, является периодическое диспергирование горящего вещества под действием растягивающих напряжений, возникающих из-за оттока продуктов горения. Диспергирование вызывает пульсации скорости пламени и давления во фронте волны при сохранении постоянными средних значений.

В целом механизмы стабилизации и закономерности стабилизированного конвективного горения являются общими для ЭМ различных классов. Предпочтение, которое мы отдавали в своем исследовании зерненным порохам, связано с тем, что частицы пороха имеют контролируемые размеры и форму и не разрушаются при изготовлении заряда. Это позволило получить хорошо интерпретируемые данные по влиянию начальных параметров ЭМ. В случае взрывчатых веществ наиболее полные данные относительно условий стабилизации и характеристик стабилизированного процесса получены на тэне. Отдельные данные, полученные на других взрывчатых веществах, служат подтверждением общей природы наблюдаемых закономерностей и эффективности разработанных нами подходов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 97-03-32051а) и Комитетом по атомной энергии Франции (контракт CEA/DAM № 3735/DIR).

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $A_m$  – удельная поверхность частиц на единицу массы ( $\text{см}^2/\text{г}$ );
- $A_b$  – удельная поверхность горения на единицу массы ( $\text{см}^2/\text{г}$ );
- $A_p$  – амплитуда колебаний давления;
- $c_v$  – удельная теплоемкость;
- $d_{ef}$  – эффективный диаметр частицы, равный диаметру сферы, поверхность которой равна внешней поверхности частицы;
- $d_p$  – диаметр пор;
- $k$  – коэффициент газопроницаемости заряда;
- $L$  – начальная длина заряда;
- $L_{LVD}$  – длина участка перехода от горения к НСД;
- $L_b$  – параметр для оценки толщины зоны горения;
- $L_{fil}$  – толщина зоны фильтрации;
- $Nu$  – число Нуссельта;
- $P$  – давление;
- $\hat{P}_b$  – среднее давление в дожигательной секции в процессе квазистационарного распространения конвективного горения;
- $P_x$  – максимальное давление в волне конвективного горения;
- $r$  – радиальное расстояние от центра поры на микроуровне;
- $Re$  – число Рейнольдса;
- $t$  – время;
- $T$  – температура или период пульсаций давления;
- $T_{ad}$  – температура адиабатического горения ЭМ;
- $T_i$  – температура воспламенения ЭМ;
- $T_{ref}$  – начальная температура, при которой измерена скорость послыонного горения ЭМ;
- $u_p$  – скорость послыонного горения;
- $U$  – скорость течения;
- $V_0$  – коволюм;
- $W$  – скорость распространения конвективного горения;
- $x$  – расстояние вдоль оси заряда;
- $X_B$  – массовая доля ингибирующей добавки (сверх 100%);
- $\alpha_s$  – коэффициент теплопередачи;
- $\beta$  – температурный коэффициент скорости послыонного горения ЭМ;
- $\gamma$  – показатель адиабаты;
- $\varphi$  – пористость (доля объема, занятая газом);
- $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;
- $\nu$  – показатель по давлению в законе скорости послыонного горения  $u_p = BP^\nu$ ;
- $\nu_c$  – показатель по давлению в законе скорости конвективного горения  $W = B_c P_x^{\nu_c}$ ;
- $\rho$  – плотность;
- $\mu$  – коэффициент вязкости;
- $\Sigma$  – площадь поперечного сечения заряда ЭМ;
- $\sigma$  – межгранулярное напряжение в твердой фазе;
- $\sigma_R$  – прочность заряда ЭМ на сжатие;
- $\sigma_t$  – прочность заряда ЭМ на растяжение;
- $\sigma_Y$  – предел текучести заряда ЭМ.

## ИНДЕКСЫ

- "В" — добавка ингибитора;
- "b" — дожигательная секция;
- "g" — газовая фаза (продукты сгорания);
- "k" — твердая фаза (несгоревший ЭМ);
- "0" — начальное состояние;
- "f" — фронт воспламенения;
- "s" — поверхность пор;
- "\*" — характерные значения переменных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сулимов А.А., Ермолаев Б.С. // Хим. физика. 1997. Т. 16. № 9.
2. Ермолаев Б.С., Новожилов Б.В. и др. // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21. № 5. С. 3.
3. Кюо К.К., Vichnevetsky R., Summerfield M. // AIAA J. 1973. V. 11. № 4. P. 444.
4. Кюо К.К., Vichnevetsky R. // AIAA J. 1974. V. 12. № 1. P. 49.
5. Krier H., Gokhale S.S. // AIAA J. 1978. V. 16. № 2. P. 177.
6. Дубовицкий В.Ф., Коростелев В.Г. и др. // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10. № 6. С. 811.
7. Ермолаев Б.С., Посвянский В.С. и др. // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19. № 4. С. 52.
8. Марголин А.Д., Чуйко С.В. // Физика горения и взрыва. 1965. Т. 1. № 3. С. 27.
9. Sulimov A.A., Ermolaev B.S. et al. // Proc. VI Symp. (Int.) on Detonation. Arlington: ACR-221, ONR, 1976. P. 250.
10. Ермолаев Б.С., Сулимов А.А. и др. // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16. № 3. С. 24.
11. Беляев А.Ф., Боболев В.К. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
12. Баренблатт Г.И., Ентов В.Н., Рыжик В.М. Теория нестационарной фильтрации газа. М.: Недра, 1972.

Институт химической физики  
им. Н.Н. Семенова  
Российской академии наук  
Москва

Поступила в редакцию  
18.07.1996