

КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ КОНВЕКТИВНОЕ ГОРЕНИЕ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ С НИЗКОЙ ПОРИСТОСТЬЮ

(Часть 1)

В статье обобщены результаты экспериментальных исследований по стабилизации конвективного горения в энергетических материалах (ВВ и порохах) с низкой пористостью, составляющей 2–15%. Рассмотрены механизмы и условия стабилизации, приведены обширные экспериментальные данные по характеристикам квазистационарного конвективного горения, выделены факторы, позволяющие эффективно воздействовать на устойчивость и скорость распространения конвективного горения.

ВВЕДЕНИЕ

Конвективным горением принято называть процесс распространения пламени в газопроницаемых энергетических материалах (ЭМ). Механизм конвективного горения связан с фильтрационным течением газообразных продуктов горения в порах и конвективным воспламенением пористого ЭМ. Конвективное горение – важнейшая стадия процесса перехода горения в детонацию, обеспечивающая проникание горения в глубь ЭМ и формирование условий для детонационных механизмов распространения химической реакции. Традиционное отношение к конвективному горению как к нестационарному, самоускоряющемуся процессу связано с результатами исследований по развитию взрыва в мелкодисперсных взрывчатых веществах в условиях замкнутого объема и прониканию горения в трещины зарядов твердых ракетных топлив [1], поэтому выяснение условий, при которых конвективное горение может быть стабилизировано, и изучение свойств стабилизированного конвективного горения имеют помимо научного также большой практический интерес применительно к проблемам взрывобезопасности.

До работ авторов имелись весьма скудные данные о стабилизированном конвективном горении. Первые примеры стабилизации, когда конвективное горение распространялось с высокими, но мало изменяющимися по длине заряда скоростями, были получены на зарядах бризантных взрывчатых веществ (тэн, гексоген, октоген) небольшой длины при насыпной и близкой к ней плотности [2–4]. Опыты проводили в бомбе постоянного давления. Стабилизация конвективного горения была объяснена эффектом закрытого торца заряда, когда, благодаря небольшой длине и высокой газопроницаемости, поры ЭМ быстро заполнялись газами, что вызывало снижение скорости фильтрации, а также эффектом диспергирования и уноса горящих частиц ВВ в объем бомбы. Представлены данные относительно порогового давления в бомбе, при котором возникает конвективное горение, а также относительно влияния размера частиц ЭМ, пористости заряда и давления в бомбе на среднюю скорость конвективного горения. Следует, однако, отметить, что опыты в бомбе постоянного давления обладают одним существенным недостатком: азот, который используется для

создания давления в бомбе, заполняет поры исследуемого вещества до начала горения и препятствует прониканию горения в поры. В результате значительно возрастает пороговое давление и снижается скорость конвективного горения [1]. Другой недостаток указанных экспериментов – отсутствие регистрации давления в заряде ЭМ.

Дальнейшие исследования, выполненные с участием авторов [5–8], проводили на ЭМ низкой пористости (от 2 до 15%) в специально сконструированных камерах сгорания, снабженных дожигательной секцией и соплом и позволяющих одновременно регистрировать скорость пламени фотографическим методом и изменение давления в нескольких точках по длине заряда ЭМ и в дожигательной секции с помощью пьезокварцевых датчиков. Был обнаружен и подробно исследован процесс, когда на зарядах достаточно большой длины при сохранении на постоянном уровне давления в дожигательной секции средняя скорость конвективного горения и максимальное давление в волне горения также сохранялись приблизительно постоянными. Этот процесс получил название квазистационарного конвективного горения. Проведенные исследования пролили свет на механизм и пространственную структуру конвективного горения, а также на механизмы и условия стабилизации конвективного горения, исключаящие самопроизвольное ускорение и рост давления во фронте пламени. Экспериментальные данные были дополнены результатами теоретического моделирования.

Данная статья обобщает результаты исследований, выполненных в ИХФ РАН, относительно механизмов, условий стабилизации и закономерностей квазистационарного конвективного горения в ЭМ с низкой газопроницаемой пористостью. Исследования проведены с использованием единой методологии и в единой экспериментальной постановке. Статья состоит из двух частей. Часть 2, которая будет опубликована в ближайшем номере журнала "Химическая физика", включает сведения о пространственной структуре волны конвективного горения, ингибирующем действии добавок связующего и результаты теоретического моделирования.

2. ПРЕДЕЛЫ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ

Переход горения в детонацию – сложный многостадийный процесс, который в общем случае включает четыре стадии: начальную – послыйное горение, которое контролируется теплопроводностью; конечную стадию развития взрыва – нормальную детонацию; две промежуточные стадии – конвективное горение и низкоскоростную детонацию (НСД). Стадии различаются механизмами инициирования реакции и переноса энергии, а также диапазоном скоростей распространения и давлений.

Термин "конвективное горение" указывает на связь с конвективным механизмом переноса тепла от продуктов горения, фильтрующихся в поры ЭМ, к исходному веществу. При конвективном горении химическая реакция возбуждается в результате нагрева поверхности пор конвективным потоком тепла до температур разложения: энергия из зоны горения в зону нагрева переносится потоком фильтрующихся продуктов горения. После воспламенения нагретой поверхности пор распространение химической реакции протекает в форме послыйного горения от поверхности воспламенившихся пор в глубь ЭМ.

Низкоскоростная детонация реализуется при условии, что ударная волна (волна сжатия), генерируемая зоной горения, способна инициировать химическое превращение в отдельных очагах, возникающих при деформации на неоднородностях. При НСД химическая реакция возбуждается в "горячих точках" в результате локального диссипативного нагрева ЭМ при вязкопластических деформациях пор; энергия из зоны горения к исходному веществу переносится пластическими волнами сжатия, бегущими по твердой фазе. Развитие химической реакции из "горячих точек" также осуществляется в форме послыйного горения. Таким образом, для обоих процессов необходимо наличие пористости, в частности для конвективного горения – газопроницаемой пористости, когда поры сообщаются друг с другом, образуя непрерывные каналы.

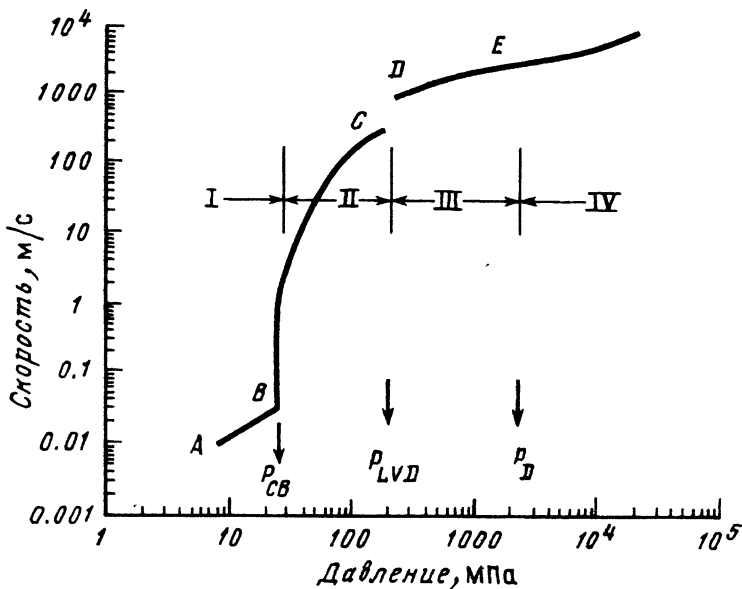


Рис. 1. Схема процесса перехода горения в детонацию в координатах скорость фронта – давление во фронте: I – послонное горение, II – конвективное горение, III – низкоскоростная детонация, IV – нормальная детонация

Границы между стадиями принято определять в виде соответствующих пороговых условий [8]. В качестве примера на рис. 1 приведена схема, демонстрирующая процесс перехода горения в детонацию для типичного бризантного взрывчатого вещества в координатах скорость фронта воспламенения – характерное давление (обычно – давление во фронте волны). Здесь же указаны диапазоны существования отдельных стадий и разграничивающие их пороговые давления.

Участок *AB* отвечает нормальному послонному горению ЭМ. Когда давление во фронте послонного горения превысит критическое давление срыва P_{CB} , возникает конвективное горение, которому отвечает участок *BC*. Низкоскоростная детонация (участок *DE*) возникает, когда давление в волне горения превысит пороговое значение P_{LVD} , обеспечивающее генерацию "горячих точек" при вязкопластической деформации пор. Наконец, пороговое давление P_D соответствует амплитуде ударной волны, инициирующей нормальную детонацию. С помощью указанных пороговых давлений удобно характеризовать границы существования отдельных стадий переходного процесса. Очевидно, что конвективное горение возможно, если давление в волне горения P_* лежит в диапазоне $P_{CB} \leq P_* < P_{LVD}$; соответственно область существования НСД: $P_{LVD} \leq P_* < P_D$. Если же в ходе развития взрыва давление во фронте волны превысит P_D , процесс перейдет в нормальную детонацию.

Следует иметь в виду, что конкретная кривая в координатах, представленных на рис. 1, для промежуточных стадий зависит от темпа изменения характерного давления. Величины пороговых давлений также могут различаться в зависимости от метода измерений и не совпадать с фактическими границами стадий. Так, например, метод ударно-волнового нагружения через преграду скорее всего завышает величину P_{LVD} , так как в этих испытаниях исследуемый ЭМ нагружается волной, длительность которой существенно меньше, чем длительность нагрузок, создаваемых в процессе перехода на стадии конвективного горения. То же самое относится и к величине P_D . Типичные значения пороговых давлений, определяющих границы стадий переходного процесса, для ряда ЭМ с низкой пористостью приведены в табл. 1.

Пороговые давления, определяющие границы отдельных стадий перехода горения в детонацию

Энергетический материал (диаметр зерен, мм)	Пористость заряда, %	P_{CB}^*	P_{LVD}^{**}	P_D^{**}
		МПа		
Тэн (0,5)	20	9	250	550
	10	13	250	850
	2,5	45	280	1700
Гексоген (0,2)	5	10	300	1600
Тротил литой	3,5	–	400	4000
Баллистичный порох Н (1,0)	19	2	400	4000
Пироксилиновый порох С (0,8)	6	–	900	2300
Смесевой порох А на основе перхлората аммония (1,9)	10	1	1100	–
	(0,1)	10	800	–

Примечание: данные о составе, исходных размерах и форме частиц для изученных порохов приведены в разд. 4.

* Измерения P_{CB} проводили в манометрической бомбе при плотности заряжания от 0,05 до 0,2 г/см³.

** Измерения P_{LVD} и P_D проводили методом ударно-волнового нагружения через инертную преграду. В качестве активного заряда использовали таблетки тротила с поваренной солью диаметром 40 мм и плотностью 1,36 г/см³. Исследуемый заряд помещали в толстостенную прочную стальную оболочку внутренним диаметром 15 мм, кроме тэна и гексогена, в опытах с которыми применяли толстостенные блоки из плексигласа с каналом диаметром 5 мм. Ударная волна, входящая в ЭМ, имела треугольный профиль длительностью до 10 мкс.

В экспериментах переход от послыоного горения к конвективному регистрируют либо в виде излома на фоторазвертках свечения фронта реакции, который свидетельствует о резком (на порядок и более) увеличении скорости распространения процесса горения вдоль заряда, либо по моменту резкого увеличения темпа нарастания давления, если испытания проводят в манометрической бомбе. Подробные данные по порогам срыва послыоного горения в виде зависимостей P_{CB} от характеристик микроструктуры заряда ВВ (газопроницаемости, пористости, размера зерна) и от диаметра заряда можно найти в [1, 9].

Как следует из анализа экспериментальных данных [1], изменение темпа нарастания давления в интервале от 0,01 до 1 МПа/мс практически не влияет на пределы срыва послыоного горения. Теоретические оценки [1] связывают срыв послыоного горения и проникание горения в поры ЭМ с такими факторами, как условия оттока продуктов сгорания от поверхности горения и соотношение между диаметром пор и геометрическими характеристиками зон волны послыоного горения. В качестве последних могут выступать толщина прогретого слоя в твердой или газовой фазах, толщина зоны реакции, а также толщина слоя расплава на поверхности горения в случае ЭМ, у которых температура плавления заметно ниже температуры разложения. В качестве диаметра пор обычно выбирают средний размер, вычисляемый по газопроницаемости. Однако в случае низкопористых ЭМ возникают трудности, так как, согласно результатам измерений, выполненных методом ртутной порометрии [1], наблюдается широкое распределение пор по размерам. В этом случае принято считать, что срыв послыоного горения определяется порами наибольшего диаметра. Именно уменьшением диаметра крупных пор объясняется увеличение P_{CB} , которое наблюдается при уменьшении начальной пористости заряда. Строгая теория пределов срыва послыоного горения пока не создана.

Верхняя граница существования конвективного горения является одновременно нижней границей для возникновения НСД. Различие в механизмах переноса энергии положено в основу оригинального экспериментального метода, позволяющего отличить конвективное горение от НСД. Для этого заряда ЭМ разделяют тонкой неразрушающейся газонепроницаемой перегородкой: перегородка отсекает фильтрацию газов, но пропускает волны сжатия. Таким образом, если процесс не передается через преграду, то это конвективное горение, в противном случае имеем дело с НСД. Этот прием в сочетании с анализом фоторазверток свечения фронта позволил установить, что для типичных ЭМ верхняя граница распространения конвективного горения лежит на уровне 400–500 м/с, а нижняя граница скорости распространения НСД составляет около 0,8–1 км/с, причем при смене стадий скорость фронта обычно изменяется скачком, и, таким образом, переход к НСД может регистрироваться также по излому фронта свечения на фоторазвертках процесса.

Анализ данных по P_{LVD} , которые приведены в четвертом столбце табл. 1, показывает, что изменения начальной пористости и размера зерна оказывают слабое влияние на верхний предел конвективного горения. Таким образом, можно отметить наличие общей тенденции, состоящей в том, что по мере уменьшения начальной пористости интервал давлений, в котором возможно конвективное горение, сужается.

3. МЕТОДОЛОГИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ РЕЖИМОВ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ

Методология исследования включает научный подход, методы исследования и процедуру получения результатов. Суть подхода, последовательно применяемого нами в наших исследованиях по переходу горения в детонацию, состояла в раздельном изучении промежуточных стадий – конвективного горения и НСД, определении границ их существования и нахождении условий, в которых эти стадии могли быть стабилизированы при варьируемых уровнях скоростей распространения и давлений. Использование стабилизированных режимов позволило проводить исследования на зарядах большой длины и значительно упростило получение и интерпретацию экспериментальных данных.

Опыты проводили на цилиндрических образцах, заключенных в оболочки, с одновременным использованием фотографической и пьезометрической регистраций. Хотя применение фотографических методов встречает определенную критику, которая указывает на возможность искажения свечения и формы фронта вблизи границы заряда, что требует известной осторожности при постановке эксперимента и интерпретации результатов, нельзя не отметить наличие таких положительных качеств, как наглядность и информативность. Пьезометрические измерения проводили с помощью набора высокочастотных пьезоэлектрических датчиков, которые размещались в нескольких точках вдоль оболочки и через специальные отверстия небольшого диаметра регистрировали изменение газового давления в порах исследуемого ЭМ. Более подробно методы и устройства, примененные в данном исследовании, рассмотрены ниже.

В исследовании широко варьировали начальные свойства зарядов, включая тип и реакционную способность ЭМ, исходный размер частиц, пористость и газопроницаемость заряда, а также наличие и количество разного рода добавок, оказывающих влияние на процесс горения и механические свойства. Это позволило получить обширные данные по закономерностям процесса, выделить ключевые параметры, которые контролируют его развитие и характеристики, а также провести сопоставление с теоретическими моделями, причем не по отдельным характеристикам, а, что особенно важно, по зависимостям этих характеристик от начальных свойств изучаемых систем.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДЫ. ИЗМЕРЯЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для изучения характеристик стабилизированного конвективного горения используются установки двух типов, схематически изображенные на рис. 2 и 3. Установка, представленная на рис. 2, состоит из двух секций: цилиндрической прозрачной зарядной камеры высокого давления и дожигательной секции. Камера состоит из плексигласовой трубки внутренним диаметром 15–18 мм, которая плотно вставляется в шлифованный канал прочной стальной оболочки, имеющей продольную узкую щель для проведения фотографических наблюдений. По длине камеры имеются отверстия для высокочастотных пьезокварцевых датчиков типа Kistler. Дожигательная секция объемом 750 см³ имеет сменное сопло, предназначенное для регулирования оттока продуктов сгорания, и пьезоэлектрический датчик для измерения давления. Процесс горения инициируется электровоспламенителем, который поджигает быстро сгорающую воспламеняющую смесь, создающую заданное начальное давление. 200

Установка позволяет проводить измерения в диапазоне давлений до 300 МПа, когда разрушается внутренняя плексигласовая трубка, однако стальная оболочка с датчиками давления сохраняется и используется многократно. Исследуемый ЭМ предварительно прессовали в шашки диаметром, несколько меньшим, чем внутренний диаметр канала оболочки; шашки собирали в цилиндрический заряд длиной от 70 до 200 мм, бронировали по боковой поверхности эпоксидной смолой и после застывания смолы вставляли в канал оболочки, а имеющийся небольшой зазор заполняли глицерином. Электрические сигналы, поступающие с датчиков давления, записывали с помощью регистратора типа "Data Lab", процесс свечения фотографировали с помощью ждущих фоторегистров типа ФР-11 и ЖФР-2, различающихся диапазоном скоростей развертки, в некоторых опытах применяли скоростную кинокамеру типа СКС для получения покадровой кино съемки.

Установка, представленная на рис. 3, используется для проведения измерений в области более высоких давлений, до 600–800 МПа. В отличие от установки, рассмотренной выше, зарядная камера изготовлена из прочной стали и снабжена набором пьезоэлектрических и фотодиодных датчиков (размещаемых попарно) для регистрации давления и моментов прохождения фронта свечения. Внутренний канал оболочки шлифуется. Исследуемый заряд длиной 150–200 мм изготовлен методом порционного прессования непосредственно в канал оболочки.

На рис. 4 и 5, а приведен пример фоторазверток свечения, полученных при стабилизированном конвективном горении смесового пороха А и тэна в установке со щелью, изображенной на рис. 2. На рис. 5, б и 6 приведены соответствующие примеры осциллограмм давления и схема совместной обработки пьезометрических и фотографических данных. По результатам измерений определяются: средняя скорость распространения пламени (W) по наклону фронта свечения, среднее давление в дожигательной секции на стадии распространения пламени (\hat{P}_b) по заряду, профили давления в нескольких точках по длине заряда, давление во фронте пламени (P_f) из совмещения фоторегистрограмм с записями давления, максимальное давление в волне (P_c), толщина зоны фильтрации (L_{fil}) по профилям давления и скорости W , период (T) и амплитуда (A_p) пульсаций давления в канале зарядной камеры и средний шаг (h) скачкообразного продвижения фронта пламени по фоторегистрограмме и покадровой кино съемке.

Кроме того, осциллограммы давления в дожигательной секции использовались для оценки времени сгорания частиц энергетического материала и интенсивности газообразования в волне конвективного горения. Время сгорания (t_b) измеряли как разность между моментом начала экспоненциального спада давления в дожигательной секции и моментом завершения распространения пламени на всю длину заряда, который определяли синхронизацией с фоторегистрограммой. Оценка интенсивности газообразования (\dot{m}_+) получена в предположениях, что температура газов в дожи-

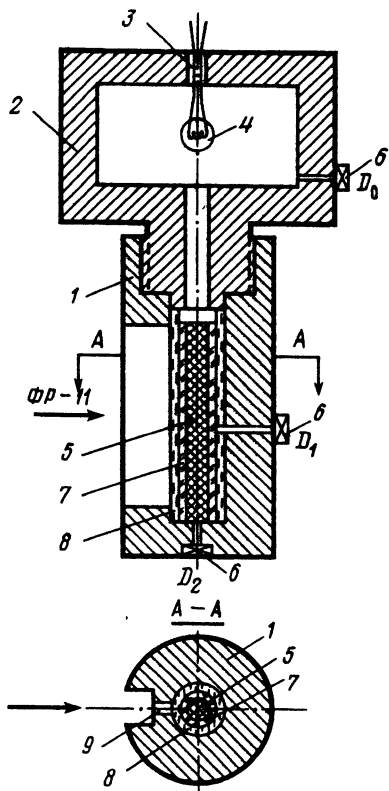


Рис. 2

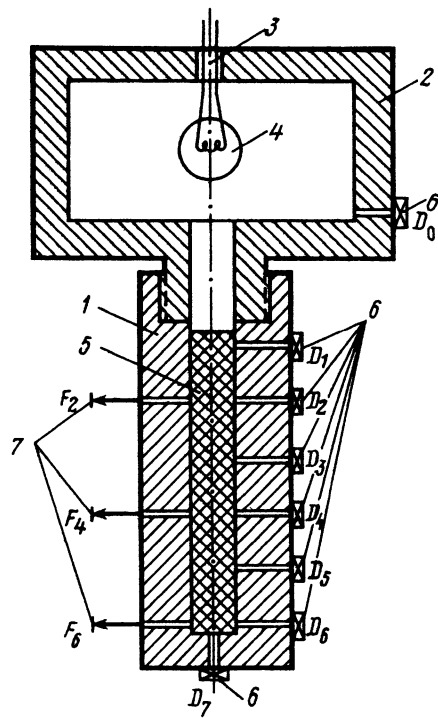


Рис. 3

Рис. 2. Схема установки для изучения стабилизированного конвективного горения: 1 – оболочка, 2 – дожигательная секция, 3 – сопло, 4 – воспламенитель, 5 – заряд исследуемого ВВ, 6 – пьезоэлектрические датчики давления, 7 – глицерин, 8 – трубка из плексигласа, 9 – продольная щель

Рис. 3. Схема экспериментальной установки для изучения стабилизированного конвективного горения при повышенных давлениях: 1 – оболочка, 2 – дожигательная секция, 3 – сопло, 4 – воспламенитель, 5 – заряд исследуемого ВВ, 6 – пьезоэлектрические датчики давления, 7 – фотодиоды

гательной емкости равна температуре адиабатического горения T_{ad} ; что к моменту, когда инициируется процесс горения исследуемого заряда, горение воспламенителя полностью завершено; что до́лей объема дожигательной секции, занимаемого диспергированными частицами ЭМ, и изменением этой доли в результате сгорания ЭМ можно пренебречь. В этом случае, исходя из уравнения сохранения массы газа в камере сгорания, имеем

$$\dot{m}_+ = (V_b / RT_{ad}) dP_b / dt + \alpha F_{cr} P_b, \quad (1)$$

где V_b – объем дожигательной секции; P_b – давление в дожигательной секции, являющееся функцией времени; F_{cr} – площадь критического сечения сопла; α – коэффициент истечения. Для оценки коэффициента истечения может быть использована часть кривой давления, которая соответствует истечению продуктов после завершения горения ЭМ. В этом случае, очевидно, $\dot{m}_+ = 0$, и, интегрируя уравнение (1), получим

$$\ln P_b = C - t / t_e, \quad (2)$$

где $t_e = V_b / \alpha F_{cr} RT_{ad}$ – характерное время истечения. Величина t_e определяется обра-

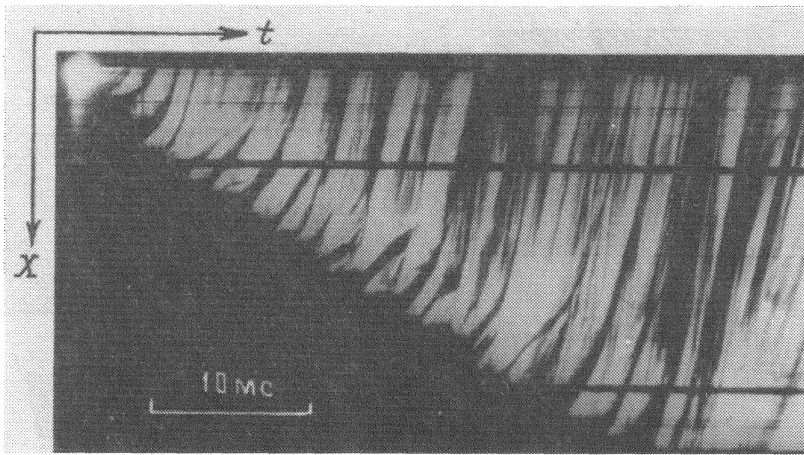


Рис. 4. Фоторазвертка свечения для стабилизированного конвективного горения пороха А + 5% парафина в установке, изображенной на рис. 2 ($\phi_0 = 5\%$)

боткой участка спада кривой давления в полулогарифмических координатах. Подставляя t_e в уравнение (1), окончательно имеем

$$\dot{m}_+ = (V_b / RT_{ad})(dP_b / dt + P_b / t_e). \quad (3)$$

Пример кривых интенсивности газообразования приведен на рис. 7. Участок, на котором \dot{m}_+ линейно возрастает с течением времени, соответствует стадии распространения конвективного горения с постоянной скоростью и может быть использован для оценки средней удельной поверхности горения A_b . Действительно, на линейном участке должна выполняться следующая связь между интенсивностью газообразования, характеристиками горения и временем:

$$\dot{m}_+ - (\dot{m}_+)_{ref} = \rho_\lambda^2 (1 - \phi_0) W \Sigma u_p A_b (t - t_{ref}), \quad (4)$$

где $(\dot{m}_+)_{ref}$ и t_{ref} – значения интенсивности газообразования и времени в точке отсчета, где начинается линейный участок, Σ – площадь сечения канала камеры, u_p – скорость послышного горения, ρ_λ – максимальная плотность ЭМ, ϕ_0 – пористость заряда. Определяя наклон прямой в координатах интенсивность газообразования – время и подставляя соответствующие данные в формулу (4), можно оценить A_b .

Кроме того, анализируя треки горящих частиц на фоторегистрограммах, можно оценить скорость, с которой эти частицы увлекаются оттекающими продуктами горения. Зная эту скорость и время сгорания частиц t_b , можно получить сугубо приближенную оценку для толщины зоны L_b , занятой горящим ЭМ, при условии, что канал камеры имеет длину, достаточную, чтобы частицы материала сгорали полностью в камере, а не выбрасывались бы в дожигательную секцию. Конкретные результаты измерений и оценок приводятся ниже.

Были изучены следующие энергетические материалы:

- тэн с частицами средним диаметром 0,5 мм, полученный рассевом штатного продукта с помощью сит 320 и 400 мкм;
- гексоген с частицами средним диаметром 0,5 мм, полученный рассевом штатного продукта с помощью сит 320 и 400 мкм;
- смесевой порох (ниже – порох А), содержащий 78% перхлората аммония и 22% горючесвязывающего на основе поливинилбутирала, из гранул различной формы и размеров: в виде цилиндров с эффективным диаметром $d_{ef} = 1,9$ мм, в виде кубиков с

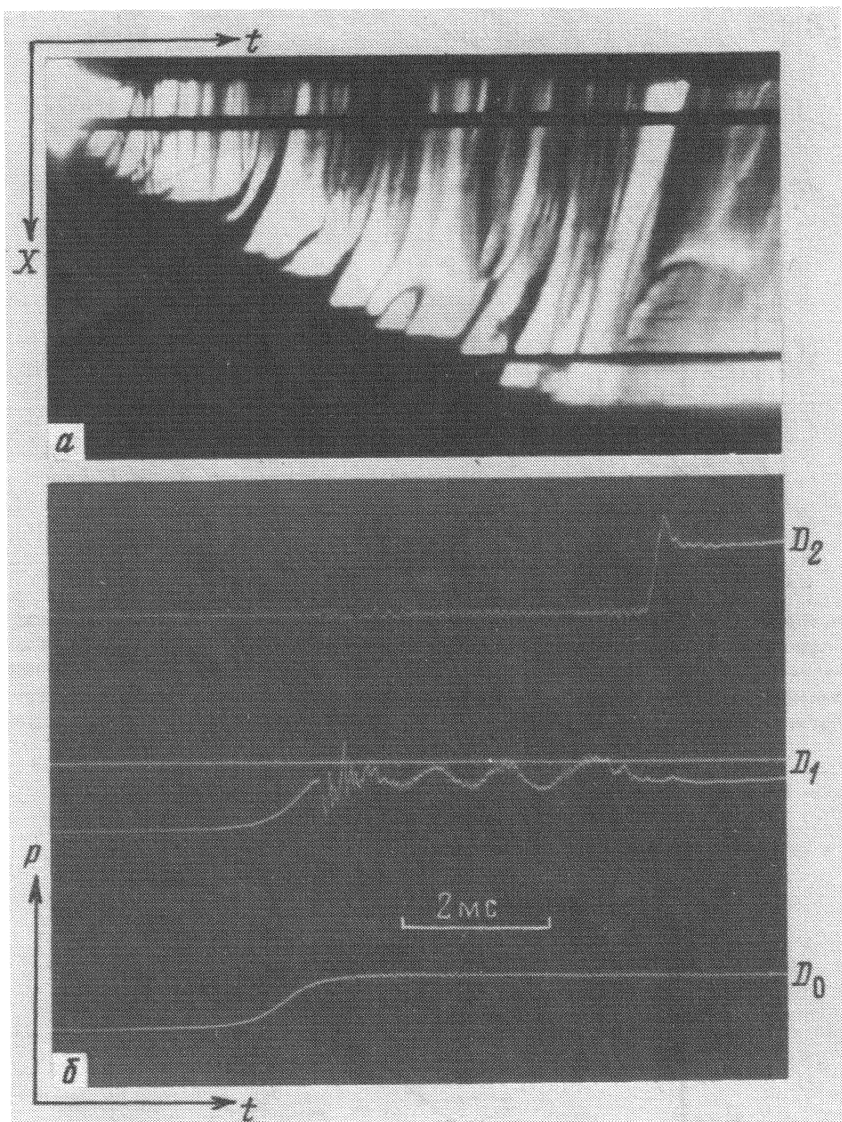


Рис. 5. Фоторазвертка свечения (а) и осциллограмм давления (б) для квазистационарного конвективного горения тэна с пористостью 10% в установке, изображенной на рис. 2

$d_{ef} = 0,96$ мм, а также в виде пластинок размерами $0,5 \times 0,8 \times 0,8$ мм ($d_{ef} = 0,66$ мм) и $0,5 \times 1,3 \times 1,3$ мм ($d_{ef} = 0,85$ мм);

– двухосновный баллиститный порох НБ, содержащий 40% нитроглицерина, из гранул в виде пластинок размером $0,6 \times 1 \times 1$ мм ($d_{ef} = 0,81$ мм);

– двухосновный баллиститный порох В, содержащий 40% нитроглицерина и катализатор скорости горения, из гранул в виде пластинок размером $0,5 \times 1,3 \times 1,3$ мм ($d_{ef} = 0,85$ мм);

– мелкозерновые одноканальные пироксилиновые пороха С нескольких марок, различающиеся размером зерен, с d_{ef} , равным 0,5; 0,8 и 1,6 мм.

Изученные гранулированные пороха имели достаточно прочные гранулы, которые не разрушались при формовании зарядов.

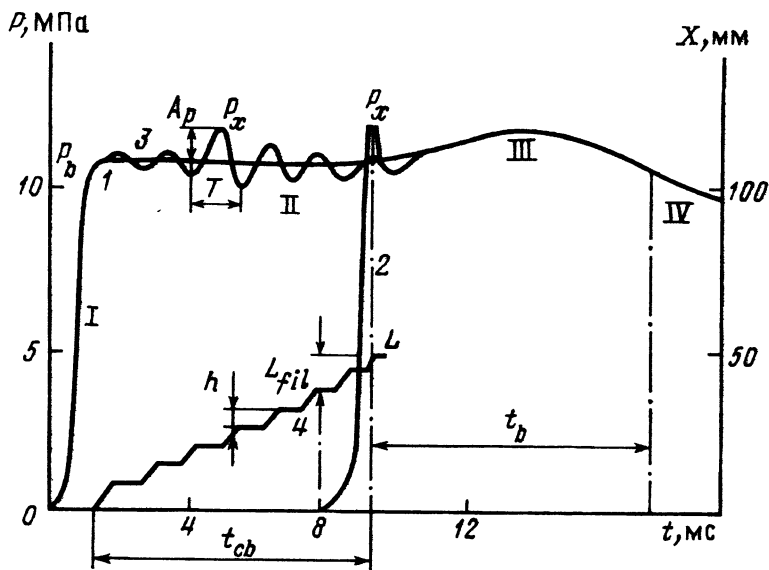


Рис. 6. Схема совместной обработки результатов фотографических и пьезометрических измерений для квазистационарного конвективного горения в установке, изображенной на рис. 2: 1–3 – кривые давление – время, записанные датчиками соответственно D_0 , D_2 и D_1 ; 4 – траектория фронта пламени; A_p – амплитуда пульсаций давления, T – период пульсаций, h – глубина пульсаций фронта пламени, t_{cb} – время распространения волны конвективного горения по длине заряда, t_b – время сгорания частиц ЭМ, L_{fil} – ширина зоны фильтрации

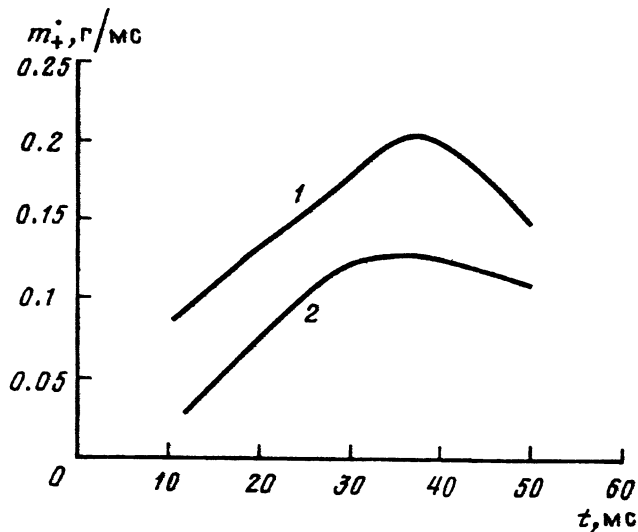


Рис. 7. Пример кривых интенсивности газообразования при квазистационарном конвективном горении: 1 – порошок А + 5% этилцеллюлозы, $d_{ef} = 0,85$ мм, $\hat{P}_b = 12$ МПа; 2 – порошок А + 5% парафина, $d_{ef} = 0,85$ мм, $\hat{P}_b = 13,5$ МПа

Характеристики зарядов, использованных при изучении квазистационарного конвективного горения

Энергетический материал	ρ_k , г/см ³	d_{ef} , мм	$A_{mр}$, см ² /г	Ингибитор	X_B , %	H_B , мкм	$k \cdot 10^{10}$, см ²	σ_R	σ_I	
								кг/см ²		
Тэн	1,774	0,5	70	–	–	–	0,03			
Гексоген	1,806	0,5	70	ЭЦ	10	–	0,01			
Порох А	1,68	1,9	19	–	–	–	9	88	8	
		0,96	37	–	–	–	6,6	87		
		0,96	37	П	3	9				
		0,96	37	П	5	15	3	7		
		0,85	42	–	–	–	2	87		10
		0,85	42	П	5	13	1	8		–
Порох НБ	1,60	0,82	46	–	–	–	37	56	35	
		0,82	46	ПВБ	3	6	9	69	–	
Порох В	1,68	0,85	42	–	–	–	11	42	6	
		0,85	42	ПВБ	3	6	3	73	–	
Порох С	1,60	0,5	75	ПВБ	7,5	9	6	160	2	

Примечание: заряды тэна имели начальную пористость 10%, заряды остальных материалов – 5%; A_m – удельная поверхность частиц; эффективный диаметр частиц вычисляли по формуле $d_{ef} = 6/A_m \rho_{мав}$; X_B – количество ингибирующей добавки, % сверх 100; толщину пленки ингибитора вычисляли по формуле $H_B = X_B/A_m \rho_B$, где ρ_B – плотность добавки; П – парафин, ЭЦ – этилцеллюлоза, ПВБ – поливинилбутираль.

Таблица 3

Свойства ингибирующих добавок

Добавка	ρ_B , г/см ³	T_{gl} , °C	T_{soft} , °C	T_{melt} , °C	T_{dec} , °C
Парафин	0,9	–	–	55	265
Поливинилбутираль	1,1	60	65	–	390
Этилцеллюлоза	1,06	–	190	230	350
Поливинилацетат	1,19	28	–	–	335

В качестве ингибирующих добавок использовали следующие инертные материалы: парафин, поливинилбутираль, поливинилацетат и этилцеллюлозу. Добавку в виде пленки наносили на поверхность частиц исследуемого ЭМ методом осаждения из растворителя с последующей сушкой. Количество добавки определяли взвешиванием. Кроме того, контролировали равномерность и качество образующейся пленки путем визуального осмотра частиц и их срезов под микроскопом.

Заряды с заданной пористостью в интервале от 2 до 15% формовали методом прессования обычно без подогрева. Исключение составляли заряды из термопластичных порохов НБ и В, а также заряды из пироксилиновых порохов с термопластичными добавками – поливинилбутиралем и поливинилацетатом, которые формовали при подогреве до 60–70°C. Применяли заряды двух типов: вкладной заряд и заряд, который изготавливали порционным прессованием непосредственно в канал оболочки. Вкладной заряд необходимой длины составляли из цилиндрических шашек высотой около 0,7 диаметра и бронировали по наружной поверхности, оставляя открытым воспламеняемый торец. Эти заряды применяли при изучении конвективного горения в установке, изображенной на рис. 2. При порционном прессовании высота каждой запрессовки не превышала диаметра заряда. Заряды

этого типа использовали при изучении конвективного горения в установке, изображенной на рис. 3. Заряды обоих типов имели пористость, достаточно однородную по длине.

Изготовленные заряды выборочно подвергали ряду испытаний. Измеряли газопроницаемость методом продувки газа в ламинарном режиме, пористость, прочность на растяжение (σ_t) и сжатие (σ_R) методом одноосного нагружения при скорости деформации 10^{-3} с^{-1} , а также кривую прессования, по которой оценивали прочность заряда при объемном сжатии. Некоторые характеристики исследованных зарядов при начальной пористости 5% приведены в табл. 2.

Было изучено действие нескольких ингибирующих добавок, различавшихся термостойкостью, прочностью образующихся пленок и степенью адгезии. В табл. 3 приведены данные по их плотности, а также по температурам стеклования (T_{gl}), размягчения (T_{soft}), плавления (T_{melt}) и начала интенсивного разложения (T_{dec}). При изготовлении зарядов с добавками ингибиторов наиболее высокая прочность была достигнута при использовании поливинилбутираля, а наименьшая – в случае парафина.

5. МЕХАНИЗМЫ И УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ В МАЛОПОРИСТЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Протяженная зона горения с развитой поверхностью является основным уско-ряющим фактором конвективного горения, поэтому для стабилизации конвективного горения прежде всего необходимо разгрузить зону горения оттоком газообразных продуктов. В случае, когда заряд ЭМ помещен в замкнутую прочную оболочку и процесс горения инициируется от закрытого торца заряда, давление и скорость конвективного горения быстро возрастают. Если торец заряда открыт и продукты свободно оттекают в свободный объем, то ситуация меняется.

Рассмотрим результаты систематических экспериментов по стабилизации кон-вективного горения в установках полузамкнутого типа, которые были рассмотрены выше (см. рис. 2 и 3). Характеристики исследованных зарядов приведены в табл. 2. На рис. 4, 5 и 8 приведены типичные фоторегистрограммы процесса. Прежде всего отметим, что фронт пламени, который мы отождествляем с передним фронтом свечения, имеет примерно постоянную по длине заряда скорость. Однако этот фронт не составляет сплошную непрерывную линию и распадается на ряд светящихся треков, которые достаточно четко различаются, как, например, на фото рис. 8, б, либо почти сливаются, как на фото а того же рисунка.

Анализ полученных фоторегистрограмм, а также дополнительные данные, которые были получены с помощью покадровой киносъемки в специальных опытах, когда исследуемое вещество помещали в прозрачную оболочку из плексигласа (пример фо-токадров приведен на рис. 8, в), позволил нам прийти к заключению, что наблю-даемые особенности поведения фронта связаны с несколькими обстоятельствами. Прежде всего необходимо отметить, что расстояние между треками увеличивается при увеличении размера исходных частиц ЭМ и что характерный размер гетеро-генности исследуемого заряда, задаваемый исходным размером частиц, и, следо-вательно, расстояние между соседними порами, сравнимы с шириной щели, через которую получены фотографии; поэтому можно предположить, что разделение фрон-та на отдельные треки скорее всего связано с тем, что на боковую поверхность заряда на участке, который экспонируется щелью, выходит ограниченное число пор.

Другое наблюдение состоит в том, что свечение, выйдя на боковую поверхность заряда в отдельной точке, далее не продвигается вдоль оси заряда, а лишь рас-ширяется в поперечном направлении. Более того, судя по форме треков, можно заключить, что в это же время происходит отрыв горящих частиц ЭМ и их унос оттекающими газообразными продуктами горения. Продвижение фронта пламени происходит "скачком", когда спустя некоторое время на некотором расстоянии впереди

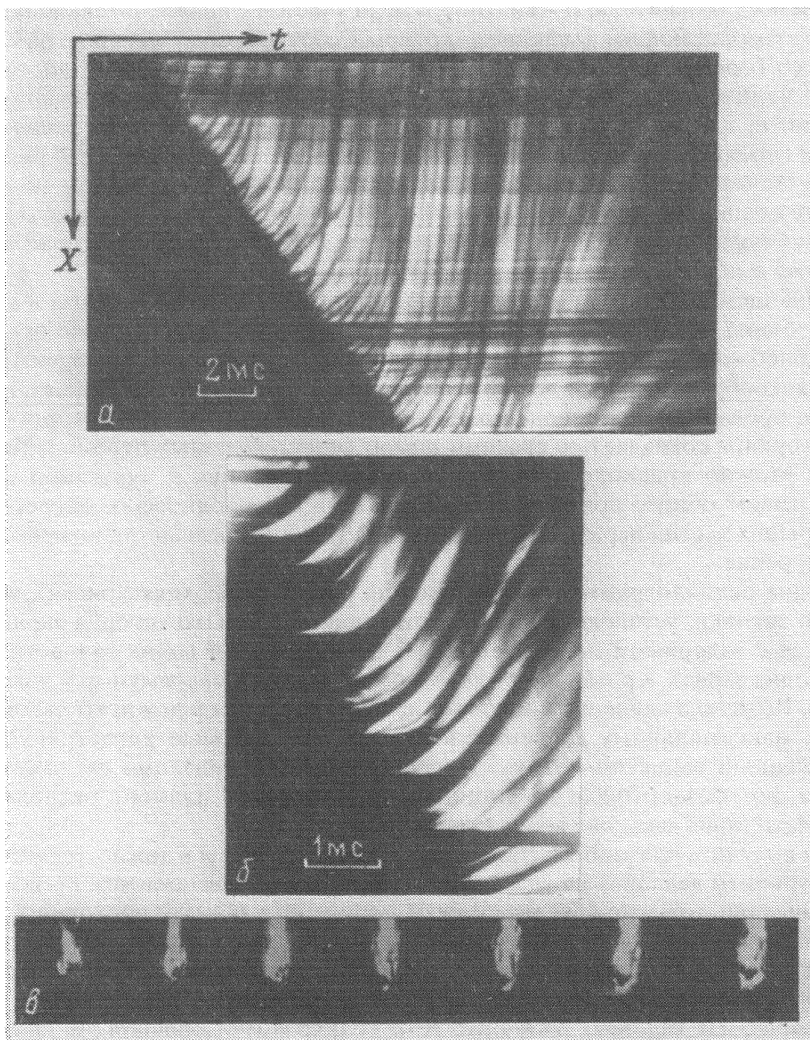


Рис. 8. Фоторегистрограммы (а и б) и кинокадры (в) свечения для квазистационарного конвективного горения пороховых зарядов с пористостью 5%: а – порох С + 7,5% ПВБ ($d_{ef} = 0,5$ мм), $W = 10$ м/с; б – порох А ($d_{ef} = 1,9$ мм), $W = 14$ м/с, в – порох А + 5% парафина ($d_{ef} = 1,9$ мм), $W = 2,2$ м/с. время между кадрами 0,7 мс

зоны свечения возникает новая светящаяся точка – очаг горения, и процесс повторяется.

Фоторегистрограмма, приведенная на рис. 8, б, демонстрирует еще одну интересную особенность: свечение вдоль треков частиц прекращается спустя приблизительно 1,0 мс после прохождения фронта пламени. Другими словами, происходит гашение частиц скорее всего из-за падения давления в зоне догорания. Гашение пороха наблюдалось лишь на зарядах, которые были приготовлены из крупных гранул пороха А.

Пример записей давления в дожигательной секции и в волне горения, получаемых в установке с прозрачной камерой (схема рис. 2), приведен на рис. 5, б. На рис. 6 приведена схема, на которой кривые давления совмещены с данными фотографических наблюдений. Осциллограмму давления в дожигательной секции можно разделить на несколько характерных участков: I – участок нарастания давления, вызванного

сгоранием воспламенителя; II – платообразный участок с приблизительно постоянным или слабо возрастающим давлением, который соответствует распространению конвективного горения по заряду; III – участок, на котором давление достигает максимума и начинает падать, соответствующий догоранию диспергированных частиц материала; и, наконец, IV – участок экспоненциального спада давления после завершения горения. Осциллограмма давления в канале камеры, которую регистрирует датчик, установленный рядом с открытым торцем заряда, в целом почти не отличается от осциллограммы, полученной в дожигательной секции. Однако на участке "плато" наблюдаются регулярные колебания давления, сохраняющие приблизительно постоянную амплитуду и частоту.

В следующем разделе мы изложим данные по зависимостям частоты и амплитуды этих колебаний от уровня давления и характеристик заряда. Здесь же отметим, что период колебаний давления удивительным образом совпадает со средним временем между скачкообразными перемещениями фронта на фоторегистрограммах, или, что то же самое, произведение периода колебаний давления на среднюю скорость конвективного горения совпадает со средним шагом скачкообразных перемещений фронта пламени. Можно предположить, что колебания давления и пульсации на фронте пламени имеют общую природу, и что пульсации и периодическое диспергирование (унос) горящих частиц неразрывно связаны с механизмом квазистационарного конвективного горения.

Еще одна осциллограмма, приведенная на рис. 5, 6 (верхняя кривая), получена с помощью датчика, установленного вблизи донного, закрытого торца заряда. Запись начинается с задержкой по времени, в течение которой волна газового давления достигает дна заряда. Кривая имеет участок нарастания с максимумом и участок спада давления. Величина давления в максимуме выше давления в дожигательной секции и близка к максимальному давлению в пульсациях, которые регистрирует датчик, расположенный выше по потоку. Посредством синхронизации пьезометрических записей и фоторазверток было установлено, что фронт пламени располагается на участке нарастания давления вблизи точки максимума.

Чтобы получить платообразную осциллограмму давления в дожигательной секции с нужным уровнем давления на участке "плато", требовалось провести несколько предварительных опытов, варьируя массу воспламенителя и диаметр проходного отверстия сопла. В оптимальных условиях относительное изменение давления на участке "плато" не превышало 5%. В большинстве опытов наблюдалась хорошая воспроизводимость результатов измерений: так, например, в серии из 5 контрольных опытов, проведенных в одинаковых условиях на порохе А ($d_{ef} = 0,96$ мм) с добавкой 5% парафина при начальной пористости 5%, была получена средняя скорость конвективного горения 2,2 м/с при среднеквадратичном отклонении 0,2 м/с. При этом среднее давление на участке плато составило (18 ± 1) МПа. Процесс конвективного горения, который распространяется, сохраняя приблизительно постоянными скорость и давление, назван нами квазистационарным.

В опытах, которые проводили в установке, изображенной на рис. 3, вдоль заряда размещали до 6 датчиков давления. Это позволяло с использованием метода интерполяции строить пространственные профили давления в различные моменты времени. Пример результатов измерений и их обработки приведен на рис. 9. Хотя в этом эксперименте давление в дожигательной секции было гораздо выше, чем в эксперименте, рассмотренном на рис. 5, здесь также наблюдается квазистационарное конвективное горение с примерно постоянными скоростями и давлением во фронте пламени.

Суммируя результаты наблюдений, сформулируем условия, которые необходимы для стабилизации конвективного горения в экспериментальном устройстве с дожигательной секцией:

1. Начальная пористость и газопроницаемость заряда по крайней мере не должны превышать пороговых значений, которые соответственно равны примерно 15% и

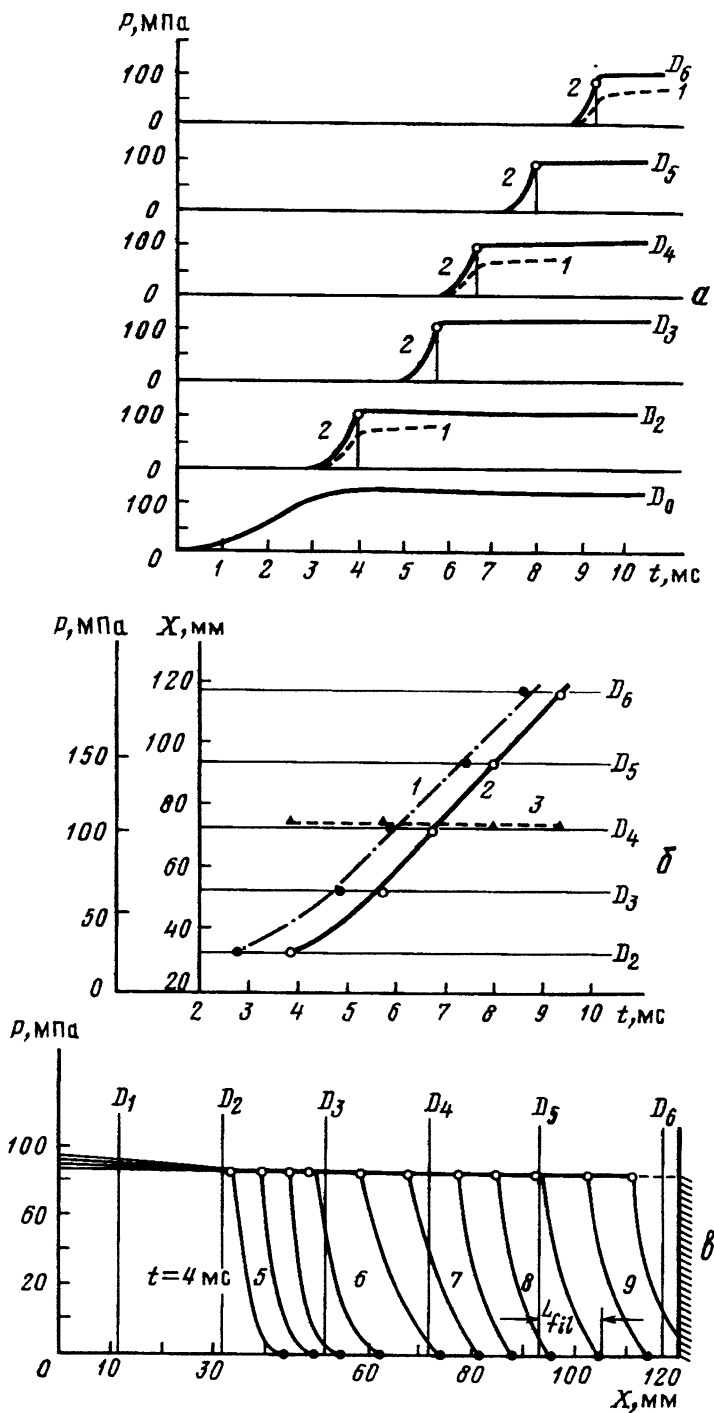


Рис. 9. Конвективное горение пороха С ($d_{сф} = 0,6$ мм) с 7,5% ПВБ в заряде плотностью $1,43 \text{ г/см}^3$ в камере сгорания, изображенной на рис. 3: а – осциллограммы фототока (1) и давления (2) в различных точках по длине заряда; б – траектории фронта фильтрации (1) и фронта пламени при $W = 17 \text{ м/с}$ (2) и давление во фронте пламени (3); в – пространственные профили давления в различные моменты времени; о – положение фронта пламени

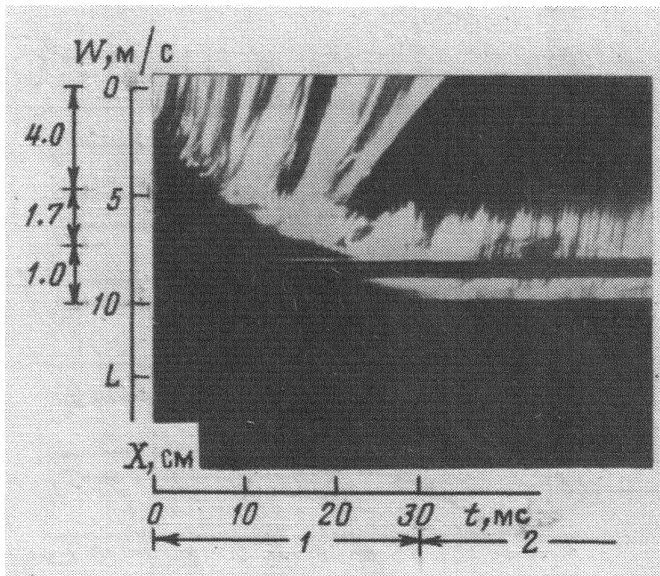


Рис. 10. Пример, демонстрирующий замедление конвективного горения (1) и переход к послойному горению (2) за счет эффекта схлопывания пор при условии $\sigma_v < P_x < P_{LVD}$

10^{-7} см^2 . В случае, когда заряды имели более высокую пористость и газопроницаемость, не удавалось стабилизировать давление в дожигательной секции и скорость пламени, варьируя диаметр сопла. Процесс протекал нестационарно с заметным ростом скорости пламени на большей части заряда и уменьшением ее при подходе к закрытому тыльному торцу заряда.

2. Диапазон давлений, в котором процесс конвективного горения удавалось стабилизировать, имеет верхнюю и нижнюю границы. Эти границы можно сопоставить с пороговыми давлениями P_{CB} и P_{LVD} , которые приведены в табл. 1.

Фактически верхний порог давлений, начиная с которого процесс становится плохо контролируемым, оказался заметно ниже P_{LVD} . Объясняется это двумя эффектами. Во-первых, по мере роста скорости конвективного горения увеличивается также скорость оттока продуктов сгорания, которая может достичь скорости звука C_g . Возникает эффект "запирания", из-за которого регулирующая функция разгрузки зоны горения оттоком продуктов горения резко ослабляется. В результате давление в зоне горения и скорость конвективного горения начинают быстро расти и возникает ситуация, которая мало отличается от наблюдаемой в условиях замкнутого объема. Границу запирания можно оценить в предположении, что частицы полностью сгорают в цилиндрическом канале камеры. Тогда выполняется следующее соотношение: $P_b \leq 2\rho_k(1 - \varphi_0)WC_g / \gamma$, где γ – показатель адиабаты продуктов горения. Однако из-за ограниченной длины канала камеры диспергируемые частицы ЭМ попадают в дожигательную секцию горящими и, следовательно, это условие выполняется лишь приближенно.

Во-вторых, в случае, когда ЭМ обладает высокой пластичностью, верхний предел по давлению может быть связан с ситуацией, когда напряжение, создаваемое давлением в волне горения, превысит предел текучести и начнется динамическое схлопывание пор. При этом, если уровень давления еще недостаточен для разогрева и инициирования химической реакции за счет работы вязкопластических деформаций, то возникает ситуация, которую демонстрирует рис. 10. В этом эксперименте, несмотря

Основные характеристики квазистационарного конвективного горения для пороха А

Энергетический материал	d_{ef} , мм	\hat{P}_b , МПа	W , м/с	A_p , МПа	T , мс	L_{fl} , мм	h , мм	L_b , мм	t_b , мс
Порох А	0,66	4,8	1,2	1,2	–	17	–	–	31
		10	4,7	2,0	2	6	9	–	23
	0,96	6	4,1	4	3,1	–	13	700	38
		11	9,3	5,2	1,4	24	12	800	30
	1,9	4,9	5,2	1,8	–	18	–	900	–
		9,2	11,3	2,0	1,9	16	22	1400	75
14,6	23,5	2,8	–	21	–	1900	60		
Порох А с добавкой 5% парафина	0,96	11	1,4	1	11	30	16	–	52
		17	2,2	2,2	4,4	24	10	–	48
		17,6	2,2	2,2	4	–	8	–	–

Таблица 5

Сравнительные данные, демонстрирующие отсутствие корреляции между характеристиками конвективного и послынного горения

Энергетический материал (d_{ef} , мм)	Послынное горение			Конвективное горение		
	u_p , см/с (20 МПа)	v	диапазон давлений, МПа	W , м/с (20 МПа)	V_c	диапазон давлений, МПа
Тэн (0,5)	2,2	1,0	4–100	2,9	2,7	10–35
Порох А (0,66)	1,5	0,265	3–15	15,6	2,2	6–90
Порох НБ (0,82)	2,4	0,8	3–15	11,5	1,45	20–90

на рост давления в дожигательной секции, скорость конвективного горения уменьшается с течением времени в результате закрытия пор и снижения газопроницаемости, и в конечном итоге горение переходит на послынный режим.

6. ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ В МАЛОПОРИСТЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Было исследовано влияние, которое оказывает на основные характеристики волны квазистационарного конвективного горения изменение таких параметров, как давление в дожигательной емкости \hat{P}_b (среднее давление на участке "плато"), начальный размер частиц, пористость заряда и содержание ингибирующей добавки. Пример результатов измерений для пороха А при пористости заряда 5% приведен в табл. 4.

Рассмотрим зависимость скорости квазистационарного конвективного горения от давления. На рис. 11 приведены зависимости скорости конвективного горения от максимального давления для трех различных веществ: тэна, двухосновного пороха НБ и смешанного пороха А. Наиболее высокие скорости демонстрирует порох А, тогда как самая сильная зависимость скорости от давления наблюдается на тэне. Обработывая приведенные данные в виде степенной зависимости

$$W = B_c P_x^{V_c}, \quad (5)$$

получим, что в ряду тэн, порох А, порох НБ v_c составляет соответственно 2,7; 2,0 и 1,45. Отметим, что, как видно из сравнительных данных, приведенных в табл. 5, отсутствует какая-либо корреляция между конвективным и послойным режимами горения по уровню скорости и показателю по давлению.

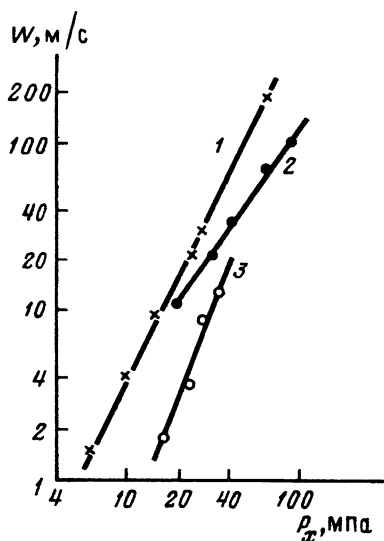


Рис. 11. Зависимость скорости квазистационарного конвективного горения от давления для трех энергетических материалов: 1 — порох А ($d_{ef} = 0,96$ мм); 2 — двухосновный порох НБ ($d_{ef} = 0,9$ мм); 3 — тэн ($d_{ef} = 0,5$ мм)

Более представительные данные по коэффициентам B_c и v_c , которые определяют зависимость скорости конвективного горения от давления, приведены в табл. 6. Здесь же приведены значения скорости при давлении 20 МПа и диапазон давлений, в котором приведены измерения.

Влияние начальной пористости и размера гранул на зависимость скорости конвективного горения от давления показано на рис. 12 и 13 на примере пороха А. Видно, что увеличение ϕ_0 вызывает рост W и не влияет на v_c . Увеличение d_{ef} приводит к росту W , при этом v_c снижается.

Учитывая важную роль, которую играет диаметр пор при конвективном горении, мы попытались объединить эффекты изменения начальной пористости и размера частиц и получить корреляцию скорости конвективного горения с диаметром пор. Однако, как известно, в случае низкопористых ЭМ оценка диаметра пор встречает трудности из-за возможного дробления частиц и широкого распределения пор по размерам. Выше уже отмечалось, что гранулы изученных нами порохов не разрушались при изготовлении зарядов. Для оценки диаметра пор естественно использовать коэффициент газопроницаемости. В этом случае выполняется формула [10]

$$d_p = a_p (k / \phi_1)^{1/2}, \quad (6)$$

где коэффициент a_p с учетом эффекта извилистости пор можно принять равным 8,2. Трудность применения формулы (6) состоит в выборе значения пористости, которое следует в нее подставить. Дело в том, что в случае низкопористых материалов газопроницаемость определяется в основном порами наибольшего диаметра, которые занимают небольшую часть всего порового объема, тогда как большая его часть приходится на поры малого диаметра, а также на "закрытые" поры. Чтобы учесть этот эффект, используем допущение, что удельная поверхность пор, отвечающих за газопроницаемость, в случае зарядов из неразрушающихся гранул приблизительно равна начальной удельной поверхности этих гранул A_m . В результате получим следующую формулу для оценки величины ϕ_1 (доли порового объема, приходящегося на

Скорость квазистационарного конвективного горения и ее зависимость от давления

Энергетический материал	d_{ef} , мм	V_c	v_c	W , м/с при $\hat{P}_b = 20$ МПа	Интервал давлений, МПа
Тэн	0,5	$8,8 \cdot 10^{-4}$	2,7	2,9	10–35
Гексоген + 10% ЭЦ	0,5	$5,0 \cdot 10^{-4}$	3,0	–	35–52
Порох А	1,9	0,23	1,6	20,6	4–60
	0,96	0,040	2,0	16	5–70
	0,66	0,0214	2,2	15,6	6–90
	0,96	0,132	1,1	3,6	8–20
А + 3% П	0,85	0,19	0,8	2,1	4–20
А + 5% ЭЦ	0,85	1,0	0,45	3,9	5–50
Порох НВ	0,82	0,15	1,45	11,5	20–90
Порох НВ + 3% ПВБ	0,82	0,95	0,8	10,4	20–100
Порох В + 3% ПВБ	0,85	0,19	1,0	3,8	8–100
Порох С + 7,5% ПВБ	0,5	1,05	0,53	5,1	30–160

Примечание в случае тэна начальная пористость зарядов равна 10%, для остальных энергетических материалов – 5%; П – парафин, ЭЦ – этилцеллюлоза, ПВБ – поливинилбутираль.

Таблица 7

Дополнительные данные о квазистационарном конвективном горении в малопористых зарядах

Энергетический материал (d_{ef} , мм)	Φ_0 , %	A_{np} , см ² /г	Ингибитор (X_B , %)	$k \cdot 10^{10}$, см ²	P_{CB} , МПа	d_p , мкм	Φ_1 , %	A_p , см ² /г
Тэн (0,5)	10	70	–	0,03	–	1,4	1	50
Гексоген (0,5)	5	70	ЭЦ (10%)	0,01	–	–	–	–
Порох А	(0,66)	5	54	–	1,8	3	8,3	1,8
	(0,96)	5	37	–	6,6	–	14,7	2,1
	(0,96)	5	37	П (3%)	3	–	13,6	1,6
	(0,96)	5	37	П (5%)	3	–	–	–
	(0,85)	5	42	–	2	–	–	–
	(0,85)	5	42	П (5%)	1	3	7,5	1,2
	(0,85)	5	42	ЭЦ (5%)	1,5	5	8,5	1,4
	(1,9)	2	19	–	2	5	11,8	0,9
	(1,9)	4	19	–	9	1	20	1,5
	(1,9)	12	19	–	1300	–	108	7,5
Порох НВ	(0,82)	5	46	–	37	20	24,4	4,2
	(0,82)	5	46	ПВБ (3%)	9	24	15,2	2,6
Порох В	(0,85)	5	42	–	11	5	16,5	2,7
	(0,85)	5	42	ПВБ (3%)	3	7	10,6	1,8

Примечание: ЭЦ – этилцеллюлоза, П – парафин, ПВБ – поливинилбутираль (количество добавки в процентах сверх 100); эффективный диаметр пор d_p и относительная пористость Φ_1 , приходящаяся на эффективные, т.е. крупные поры, вычислены по газопроницаемости по формулам (6), (7); удельная поверхность горения определялась обработкой кривой давления в дожигательной секции по формулам (4) и (8).

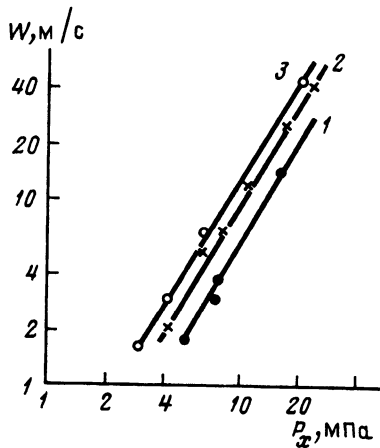


Рис. 12

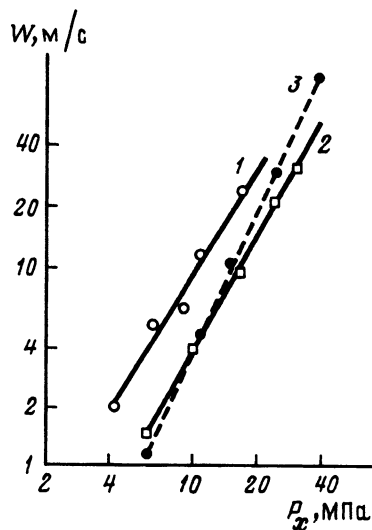


Рис. 13

Рис. 12. Влияние начальной пористости ϕ_0 на зависимость скорости конвективного горения от давления для пороха А ($d_{ef} = 1,9 \text{ мм}$): 1 - $\phi_0 = 2\%$, 2 - 5% , 3 - 12%

Рис. 13. Влияние начального размера частиц d_{ef} на зависимость скорости конвективного горения от давления для пороха А при пористости 5% : 1 - $d_{ef} = 1,9 \text{ мм}$; 2 - $0,96 \text{ мм}$; 3 - $0,66 \text{ мм}$

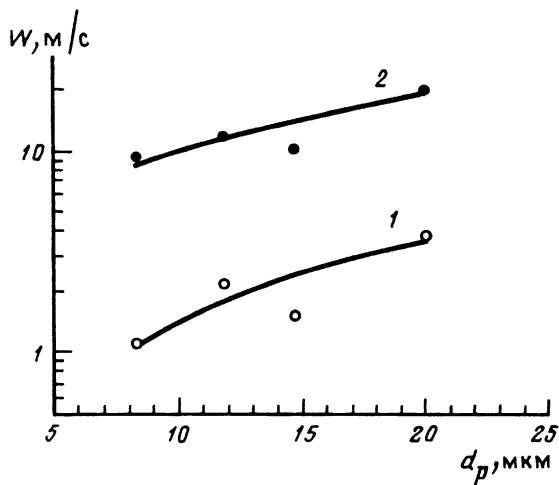


Рис.14

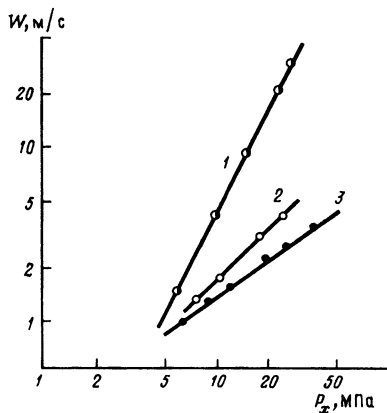


Рис. 15

Рис. 14. Корреляция скорости конвективного горения с диаметром пор для пороха А при P_x : 1 - 6 МПа, 2 - 16 МПа

Рис. 15. Влияние добавки парафина на скорость конвективного горения пороха А ($d_{ef} = 0,96 \text{ мм}$) при пористости 5% : 1 - А, 2 - А + 3% парафина, 3 - А + 5% парафина

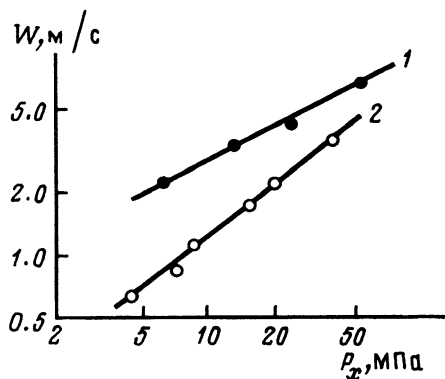


Рис. 16

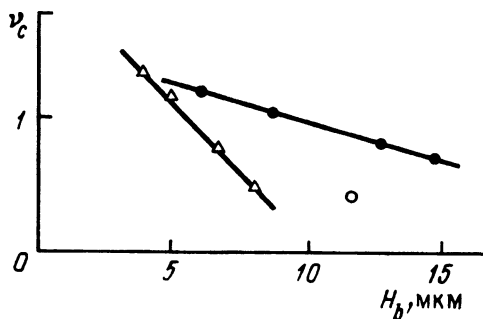


Рис. 17

Рис. 16. Сравнение ингибирующего действия парафина и этилцеллюлозы для пороха А (начальная пористость 5%, $d_{cf} = 0,66$ мм) 1 – А + 5% этилцеллюлозы, 2 – А + 5% парафина

Рис. 17. Корреляция показателя степени ν_c с толщиной пленки связующего: ● – парафин, ○ – этилцеллюлоза, △ – поливинилбутираль

крупные поры):

$$\Phi_1 = [2kA_m \rho_k (1 - \Phi_0)]^{1/3}. \quad (7)$$

Так как реально при уменьшении начальной пористости величина A_m уменьшается, благодаря увеличению площади "пятен" контакта соседних гранул, формула (7) несколько завышает величину Φ_1 , однако, как показывают оценки, эффект невелик из-за наличия кубического корня.

Результаты оценок для d_p и Φ_1 приведены в табл. 7. В случае зарядов из неразрушающихся гранул при начальной пористости 5% типичные значения диаметров пор составляют около 10–20 мкм, причем на крупные поры приходится не более 1–2% объема.

На рис. 14 приведена зависимость скорости конвективного горения от диаметра пор для пороха А для двух уровней давления. В целом, несмотря на разброс данных, отчетливо проявляется тенденция увеличения скорости при увеличении диаметра пор.

Рассмотрим эффект ингибирующих добавок. Как видно из рис. 15, введение парафина приводит к заметному снижению скорости конвективного горения и показателя ν_c , причем показатель ν_c уменьшается до значений, меньших единицы. При увеличении содержания добавки ингибирующий эффект возрастает. Аналогичные данные были получены и на других ЭМ, гранулы которых не разрушались при формировании зарядов.

Сравнение различных ингибиторов показало, что в целом ингибирующий эффект возрастает при переходе к добавкам, обладающим более высокой термостойкостью. Пример сравнительных данных для парафина и этилцеллюлозы приведен на рис. 16.

Анализ полученных данных показывает, что ингибирующее действие добавок тем выше, чем больше толщина пленки, которую образует ингибитор на поверхности частиц. График, демонстрирующий этот результат, приведен на рис. 17. Таким образом, чтобы получить тот же ингибирующий эффект на частицах меньшего размера, нужно увеличить содержание добавки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Беляев А Ф, Боболев В К, Коротков А И и др* Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. *Taylor T W* // *Combust. and Flame*. 1962. V. 6. P. 103.
3. *Андреев К К, Чуйко С В* // *ЖФХ*. 1963. Т. 37. № 6. С. 1034.
4. *Cole R A, Fifer J E* // *Proc. VII Sympos. (Int.) on Detonation*. V. 1. Annapolis: Md. CPIA Publication, 1981. P. 164.
5. *Ермолаев Б С, Сулимов А.А, Фотеенков В.А и др* // *Физика горения и взрыва*. 1980. Т. 16. № 3. С. 24.
6. *Храповский В Е, Сулимов А А* // *Физика горения и взрыва*. 1988. Т. 24. № 2. С. 39.
7. *Романьков А В, Сулимов А А, Сукоян М.К, Бирюков М С* // *Хим. физика*. 1992. Т. 11. № 7. С. 983.
8. *Sulimov A A., Ermolaev B S., Borisov A.A, et al* // *Proc. VI Sympos. (int.) on Detonation*. Arlington, 1976. P. 250.
9. *Беляев А Ф, Коротков А.И., Сулимов А.А.* // *Физика горения и взрыва*. 1966. Т. 2. № 31. С. 47.
10. *Лейбензон Л С* Течение природных жидкостей и газов в пористых средах. М.: Изд-во ГТТИ, 1947.

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

Поступила в редакцию
18.07.1996