

## **ПЕРЕХОД ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ В ПОРИСТЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ, СВЯЗАННЫЙ С ФОРМИРОВАНИЕМ ВТОРИЧНОЙ ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ**

Изучены закономерности одного из двух типов перехода горения в детонацию в твердых энергетических материалах, который связан с образованием и развитием вторичной (или постконвективной) волны экзотермической химической реакции и давления. С использованием экспериментальной методики, позволяющей одновременно регистрировать светящиеся фронты реакции и изменение давления во времени в нескольких точках по длине заряда, проведено систематическое изучение условий, в которых происходит формирование вторичной волны, и измерены ее характеристики. Опыты выполнены на нескольких материалах с варьированием его дисперсности, начальной плотности заряда и мощности воспламенителя, причем при изменении дисперсности и плотности наблюдается смена типа перехода: если на мелкодисперсном материале горение переходит в детонацию с образованием вторичной волны, то на том же, но крупнодисперсном материале или при повышении плотности заряда переход горения в детонацию осуществляется без образования вторичной волны. Изложены гипотезы относительно механизма возникновения вторичной волны.

### **ВВЕДЕНИЕ**

В работах [1, 2] с использованием фотографического метода регистрации быстропротекающих процессов было показано, что переход горения в детонацию в пористом тэне в замкнутой прочной оболочке, снабженной прозрачным клином, может осуществляться по двум различным сценариям. Первый тип перехода горения в детонацию наблюдался в крупнозернистом тэне и характеризовался возникновением низкоскоростной детонации (НСД) перед фронтом конвективного горения, которая затем ускорялась до нормальной детонации. Фоторазвертка процесса приведена на рис. 1. Исследование, проведенное нами на крупнозернистой нитроцеллюлозе [3], показало, что в этом случае переход к детонационному режиму распространения химической реакции осуществляется в результате воздействия на исходное вещество волн сжатия (уплотнения) возрастающей амплитуды, генерируемых фронтом волны конвективного горения.

Существующие теоретические модели, описывающие переход горения в детонацию в твердых ВВ [4–6], воспроизводят именно этот тип перехода.

Другой тип перехода, показанный на рис. 2, наблюдался в мелкодисперсном тэне. Его особенностью является образование в горячей среде за фронтом пламени яркосветящейся зоны (А), названной вторичной волной. Детонация, распространяющаяся со скоростью, близкой к идеальной, возникает после догона вторичной волной первичного фронта реакции.

Позднее Бернекер и др. [7] также выделили вторичную волну при изучении перехода горения в детонацию, назвав ее постконвективной. Опыты проводили в

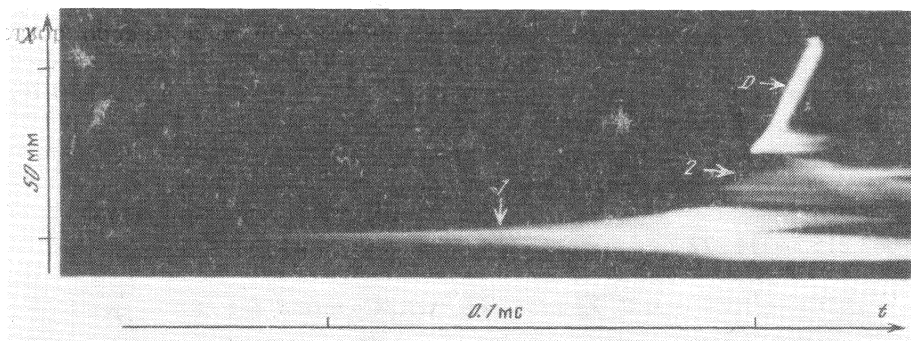


Рис. 1. Фоторегистрограмма перехода горения в детонацию в крупнодисперсном тэне. Средний размер частиц 500 мкм, начальная плотность 1 г/см<sup>3</sup>, пористость 0,44; 1 – конвективное горение, 2 – участок НСД со скоростью 750 м/с, D – нормальная детонация со скоростью 4700 м/с

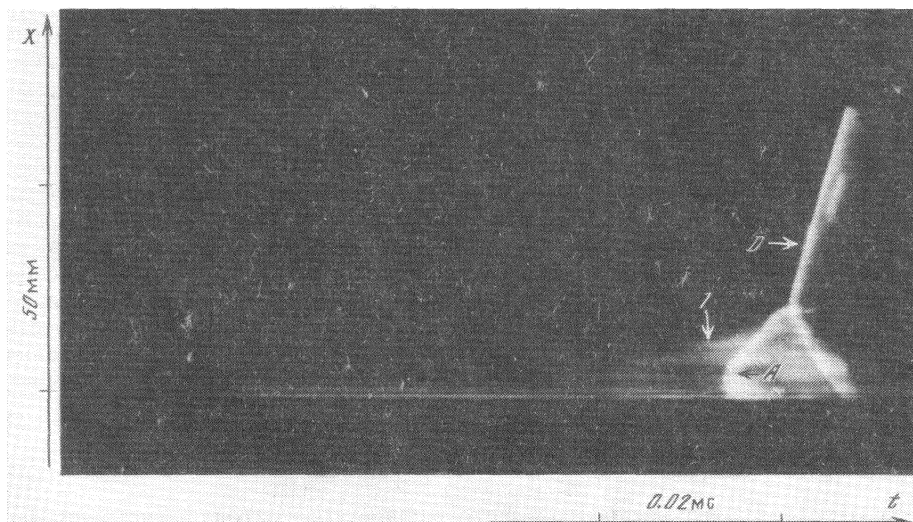


Рис. 2. Фоторегистрограмма перехода горения в детонацию в мелкодисперсном тэне. Средний размер частиц 20 мкм, начальная плотность 1,41 г/см<sup>3</sup>, пористость 0,2; 1 – конвективное горение, D – нормальная детонация со скоростью 7800 м/с, A – зарождение вторичной волны

стальных оболочках, снабженных набором ионизационных датчиков и тензодатчиков, которые размещались по длине оболочки и служили для регистрации перемещения волн реакции и давления. Отождествив резкое увеличение наклона на кривой сигнал тензодатчика – время с прохождением головы сильной волны сжатия, авторы пришли к заключению, что постконвективная волна возникает позади фронта реакции, регистрируемого ионизационными датчиками. Осознание роли постконвективной волны привело Бернекера к попытке дать классификацию ВВ по типам перехода горения в детонацию, однако схема оказалась противоречивой и не нашла признания.

В целом имеющиеся экспериментальные данные недостаточны, чтобы связать тип перехода горения в детонацию с конкретными свойствами ВВ и условиями проведения эксперимента. Остается неясным главный вопрос о механизме формирования вторичной волны. Гипотеза относительно этого механизма, предложенная в [8], пока не прошла ни экспериментальной, ни теоретической проверки.

Цель данного исследования – получение систематических экспериментальных данных относительно условий возникновения вторичной волны, ее характеристик и динамики развития для энергетических материалов различного типа с варьированием дисперсности материала, начальной плотности заряда и мощности воспламенителя. Работа является частью более широкой исследовательской программы по изучению механизма перехода горения в детонацию, которая включает математическое моделирование и проверку выдвинутых нами гипотез относительно природы вторичной волны.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Использовался разработанный нами экспериментально-измерительный комплекс, который позволял регистрировать основные характеристики как переходного процесса в целом, так и образующейся вторичной волны. В опытах использовались оболочки особой конструкции, которые выдерживали без разрушения действие импульсных давлений до 1000 МПа и позволяли проводить одновременную синхронизованную регистрацию светящихся фронтов реакции фотографическим методом и давления в нескольких точках по длине заряда с помощью набора пьезоэлектрических датчиков [3, 9, 10].

Установка в сборке схематически показана на рис. 3. Она состоит из прочной стальной оболочки с узкой продольной щелью шириной около 1 мм; в шлифованный канал оболочки плотно вставляется прозрачная плексигласовая трубка внутренним диаметром 5 мм, стенками толщиной 2,5 мм и длиной 170 мм. По торцам трубка уплотнялась фторопластовыми кольцами. Исследуемый материал засыпался или прессовался порционно в канал трубки. Щель в оболочке, через которую проводилась фотографическая регистрация процесса, имела длину 155 мм. При изучении удлиненных зарядов (до 300 мм) к прозрачной оболочке присоединялась дополнительная стальная секция без щели диаметром 5 мм. Таким образом, фоторегистрация проводилась только для начальных 155 мм заряда. Для записи давления использовали высокочастотные пьезокварцевые датчики давления

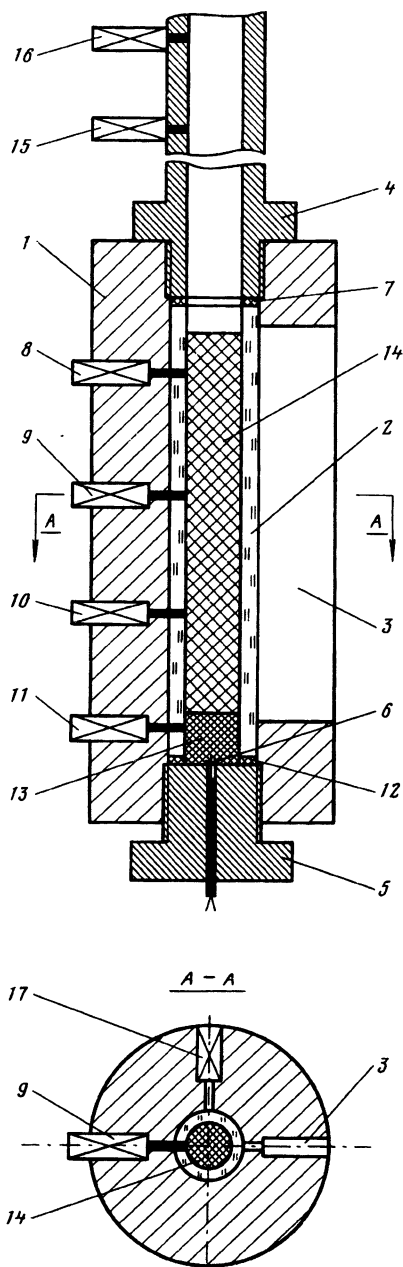


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – стальная оболочка, 2 – плексигласовая трубка, 3 – щель в оболочке для фотографирования, 4 – дополнительная стальная секция оболочки, 5 – болт-воспламенитель, 6 – нихромовая спираль, 7 и 12 – уплотнительные фторопластовые кольца, 8–11, 15 и 16 – пьезокварцевые датчики давления, 13 – воспламенитель – измельченный дымный порох, 14 – заряд исследуемого ВВ, 17 – фотодиод

отечественного (тип Т-6000) и зарубежного (тип AVL) производства с рабочим интервалом до 1000 МПа. Обычно 4 датчика размещались в щелевой оболочке и 2-3 датчика – в непрозрачной секции. Расстояние между датчиками варьировали от 15 до 60 мм с учетом особенностей регистрируемого процесса. Электрические сигналы, снимаемые с пьезодатчиков, записывали с помощью многоканальных осциллографов типа ОК-40 и DataLab. По результатам измерения давления в нескольких точках по длине заряда строились пространственные профили давления для различных моментов времени методом графической линейной интерполяции для промежуточных точек между датчиками.

Распространение фронтов химической реакции регистрировали с боковой поверхности заряда через щелевое окно ждущими фоторегистрами типа ФР-11 и ЖФР-3, которые позволяли изменять скорость развертки от нескольких мм/с до 1200 м/с. В некоторых опытах применяли регистрацию одновременно двумя фоторегистрами, чтобы записать начальную, медленную, и конечную, быструю, стадии процесса.

В большинстве проведенных опытов разрушалась только плексигласовая трубка, тогда как стальная оболочка и пьезодатчики сохранялись невредимыми и могли использоваться многократно.

Для синхронизации фоторегистрограмм с записями давления использовали фотодиодный датчик, который устанавливали в одном сечении с одним из пьезодатчиков. Наилучшая точность достигалась, если это сечение попадало на участок распространения НСД. Однако в тех опытах, когда переход к НСД происходил за пределами участка, наблюдаемого через щель, и точка синхронизации попадала на участок конвективного горения, погрешность возрастала. В этих случаях для уточнения синхронизации использовали некоторые дополнительные эффекты, например, разрушение плексигласовой трубки, вызывающее прекращение свечения и резкий сброс давления. В целом синхронизация осуществлялась с точностью в пределах 10–30 мкс.

Поджигание заряда осуществляли нихромовой спиралью и навеской измельченного дымного пороха у нижнего торца оболочки, закрытого фланцем. Противоположный торец заряда оставляли открытым, либо закрывали мембраной из дюралюминия толщиной 1 мм, которая располагалась вместе с верхним уплотнительным кольцом 7 (см. рис. 3).

Информация, получаемая в одном эксперименте, включает:

- для лидирующего фронта химической реакции – пространственно-временную диаграмму и скорость перемещения фронта вдоль заряда, а также давление на фронте;

- для вторичной волны – момент и место зарождения относительно координаты первичного фронта или точки, где в начальный момент была расположена спираль воспламенителя; динамику изменения амплитуды волны; скорость распространения переднего и тыльного фронтов и взаимодействие с лидирующим фронтом;

- для процесса переход горения в детонацию в целом – длину участка перехода в НСД и эволюцию во времени пространственных профилей давления.

В качестве объекта исследования были выбраны:

- мелкодисперсная пикриновая кислота с начальным размером частиц 70 мкм;

- сферическая непластифицированная нитроцеллюлоза с начальным размером частиц 35 мкм;

- стехиометрическая смесь 90/10 перхлората аммония с полистиролом с начальным размером частиц 25 и 10 мкм соответственно.

Указанные размеры частиц вычисляли по результатам измерения газопроницаемости.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

### Пикриновая кислота

На примере пикриновой кислоты получены наиболее полные данные относительно условий формирования, параметров и динамики развития вторичной волны. Изучено влияние начальной плотности заряда и мощности воспламенителя, изменяемой за счет количества дымного пороха.

На рис. 4 приведены типичная фоторазвертка процесса, схематическое изображение, поясняющее фоторазвертку, а также кривые давление – время и пространственно-временные профили давления, полученные в опыте № 251 для заряда пикриновой кислоты насыпной плотности  $0,7 \text{ г/см}^3$ . Длина заряда равнялась 290 мм, воспламенитель – 0,2 г дымного пороха.

На рис. 4, а и б представлена заключительная фаза переходного процесса длительностью около 1,3 мс. Можно выделить три стадии: послыйное горение (траектория фронта указана цифрой 0), конвективное горение (1) и НСД (2), возникновение которой связано с образованием вторичной волны (зона А). В этом опыте длина участка перехода в НСД оказалась больше длины щели, через которую фотографировался процесс, поэтому детонационная волна на фоторазвертку не попала. На схеме 4, б траектория детонационной волны установлена синхронизацией с показаниями трех последних датчиков давления.

Фронт 0 имеет примерно постоянную скорость около 27 м/с, что существенно превышает ожидаемый уровень скорости послыного горения пикриновой кислоты. Однако оценки эффекта сжимаемости пикриновой кислоты и контрольные опыты, в которых большую часть пикриновой кислоты, за исключением тонкого слоя, примыкающего к воспламенителю, заменяли инертным порошкообразным веществом близкой сжимаемости, показывают, что видимая скорость фронта 0 почти целиком определяется перемещением торца заряда из-за эффекта уплотнения пикриновой кислоты под действием давления, создаваемого при сгорании дымного пороха и пикриновой кислоты. Таким образом, фактически фронт 0 указывает границу полости, примыкающей к воспламененному торцу заряда. С течением времени длина полости растет и к моменту возникновения конвективного горения достигает 77 мм. В этот момент давление в полости составляет 25 МПа.

Яркость свечения фронта конвективного горения и зоны горения позади него гораздо ниже, чем на торце заряда и в полости. В некоторых опытах конвективное горение не имело сплошного фронта, в этом случае в качестве фронта служила огибающая начальных точек отдельных светящихся треков. Конвективное горение начинается при скорости около 100 м/с, затем скорость плавно увеличивается, достигая 250 м/с к моменту догона фронта вторичной волной.

Вторичная волна возникает в виде яркосветящейся серпообразной зоны А спустя примерно 430 мкс после начала конвективного горения. Передний и тыльный фронты этой волны образуют прямую и обратную волны. Прямая волна со скоростью 600 м/с бежит в сторону лидирующего фронта конвективного горения, а обратная волна с близкой скоростью уходит в полость. Прохождение этих волн сопровождается изменением наклона треков горящих частиц. После догона прямой волной лидирующего фронта пламени возникает НСД-волна, которая распространяется на оставшуюся часть заряда со средней скоростью около 1500 м/с.

Кривые давление – время, приведенные на рис. 4, в, демонстрируют эволюцию волны давления в различных точках по длине заряда. Если датчики 1, 2 и 3, расположенные ближе к месту инициирования процесса, фиксируют длительный медленный рост давления на начальной фазе, то следующие датчики сразу фиксируют быстрое нарастание давления, свидетельствующее о формировании мощной волны с крутым передним фронтом.

Эволюция пространственного профиля давления показана на рис. 4, г. На начальной фазе переходного процесса (кривые 1, 2 и 3) профиль давления за фронтом

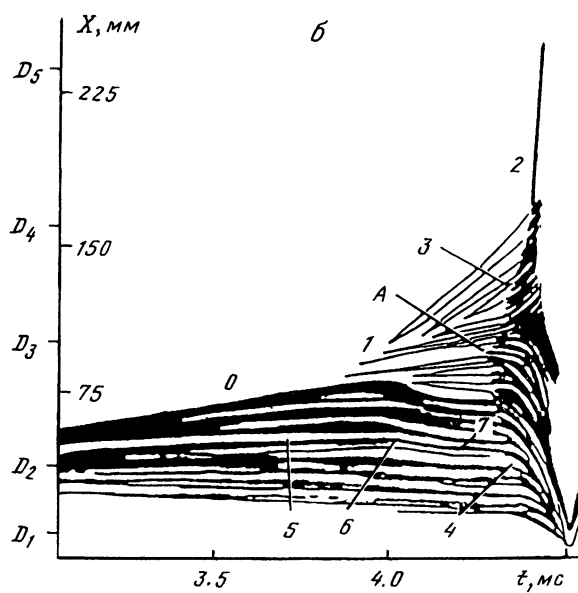
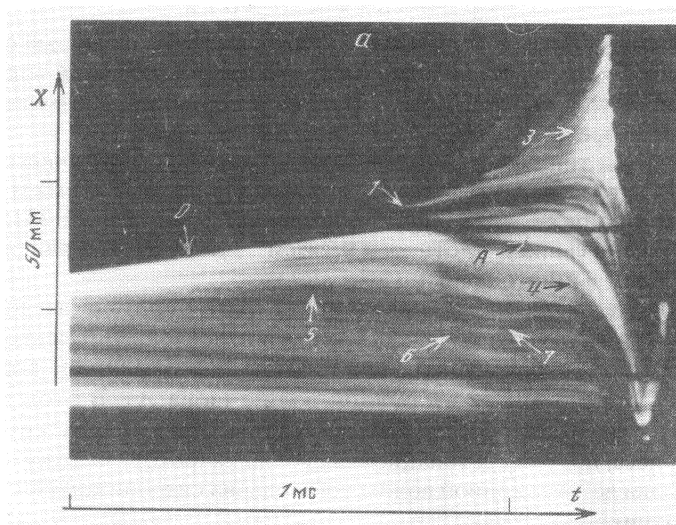


Рис. 4

пламени близок к платообразному. Местоположение фронта отмечено крестиком. На профиле 4 четко виден "горб", отражающий фазу зарождения вторичной волны давления. Профиль 5 демонстрирует фазу развития вторичной волны, амплитуда которой в течение 30 мкс от момента зарождения выросла от 35 МПа до почти 200 МПа. Профиль 6 демонстрирует слияние вторичной волны с лидирующим фронтом и образование детонационного пикообразного профиля амплитудой около 450 МПа. Полное время от зарождения вторичной волны до возникновения НСД составило около 50 мкс.

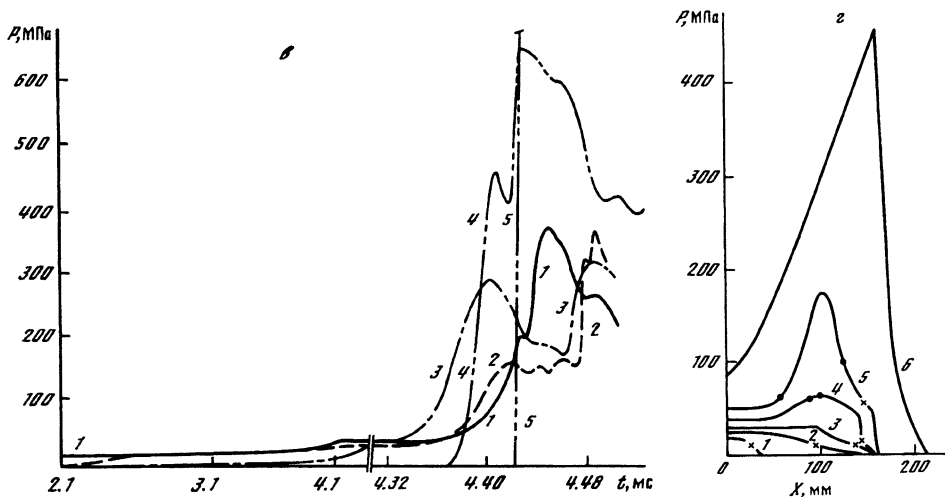


Рис. 4. Фоторегистрограмма (а), ее схема (б), кривые давления – время в нескольких точках по длине заряда (в) и пространственные профили давления (з) для мелкодисперсной пикриновой кислоты плотностью  $0,7 \text{ г/см}^3$  (опыт № 251): 0 – граница расширяющейся полости, 1 – конвективное горение, 2 – НДС, А – зарождение вторичной волны, 3 – передний фронт вторичной волны (прямая волна), 4 – тыльный фронт вторичной волны (обратная волна), 5 – треки горящих частиц, 6 – слабая волна сжатия, образующаяся при возникновении конвективного горения, 7 – слабая волна сжатия, отраженная от торца оболочки. Координаты датчиков давления  $D_i$  на рис. 4, в (расстояние от нихромовой спирали): 1 – 9 мм, 2 – 39 мм, 3 – 99 мм, 4 – 159 мм, 5 – 239 мм. Моменты времени на рис. 4, з: 1 – 2 мс, 2 – 4,04 мс, 3 – 4,3 мс, 4 – 4,35 мс, 5 – 4,37 мс, 6 – 4,4 мс; × – лидирующий фронт свечения, ● – передний и тыльный фронты вторичной волны

Синхронизация оптических и пьезометрических данных подтвердила, что зона, где формируется вторичная волна на профилях давления, совпадает с серповидной зоной яркого свечения А на фоторазвертке. Границы этой зоны вместе с фронтами прямой и обратной волн указаны на профилях давления черными кружками.

При внимательном анализе фоторегистрограммы удастся заметить некоторые детали тонкой волновой структуры. Так, например, одновременно с началом конвективного горения образуется слабая волна сжатия б, которая становится видимой за счет изменения наклона треков горящих частиц и продуктов горения, заполняющих полость. Эту волну не удастся различить на записях давления, следовательно, ее амплитуда не превышает 1 МПа. Достигнув закрытого торца оболочки, она порождает отраженную волну 7, которая пересекает полость и достигает зоны горения.

Наблюдаемая картина развития переходного процесса и характеристики вторичной волны воспроизводятся в параллельных опытах. Суммарные данные относительно стадии зарождения вторичной волны для трех опытов, различающихся лишь наличием или отсутствием мембраны на торце заряда, противоположном воспламеняемому, приведены в табл. 1. Здесь  $L_{к.г}$  и  $L_в$  – координаты мест зарождения конвективного горения и вторичной волны, отсчитываемые относительно местоположения спирали накаливания,  $T_в$  – задержка возникновения вторичной волны относительно начала конвективного горения,  $P_в$  – давление в зоне горения при зарождении вторичной волны,  $H_в$  – расстояние между лидирующим фронтом и местом зарождения вторичной волны,  $W_{к.г}$  – скорость лидирующего фронта в момент зарождения вторичной волны.

*Влияние мощности воспламенителя.* Увеличение навески дымного пороха от 0,2 до 0,5 г не вызвало качественных изменений в картине перехода горения в детонацию.

**Характеристики переходного процесса на стадии зарождения вторичной волны в мелкодисперсной пикриновой кислоте**

Номер опыта	Длина заряда, мм	Наличие мембраны	$L_{к г}$ , мм	$L_{в}$ , мм	$T_{в}$ , мс	$P_{в}$ , МПа	$H_{в}$ , мм	$W_{к г}$ , м/с
250	280	нет	83	85	350	15	21	190
251	290	есть	77	91	430	29	46	150
252	290	есть	89	98	300	27	28	100

Таблица 2

**Влияние мощности воспламенителя на возникновение вторичной волны в мелкодисперсной пикриновой кислоте**

Навеска ДРП, г	$V_{п}$ , мм	$T_{в}$ , мс	$H_{в}$ , мм	$W_{к г}$ , м/с
0,2	27	430	46	190
0,5	70	90	40	350

Количественные изменения суммированы в табл. 2. Видно, что в целом увеличение мощности воспламенителя интенсифицирует переходный процесс: возрастают скорость перемещения границы полости ( $V_{п}$ ) и скорость конвективного горения ( $W_{к г}$ ), уменьшается задержка возникновения вторичной волны ( $T_{в}$ ).

*Влияние начальной плотности заряда.* Увеличение плотности заряда пикриновой кислоты до  $1,1 \text{ г/см}^3$  привело к тому, что горение не переходило в детонацию из-за того, что разрыв плексигласовой трубки происходил еще на стадии конвективного горения, приводя к сбросу давления и прекращению горения. Поэтому эксперименты этой серии проведены в прочной стальной оболочке без щели с регистрацией давления в нескольких точках по длине заряда. Пример регистрации для заряда длиной 310 мм при навеске дымного пороха 0,2 г приведен на рис. 5. Сравнение с аналогичными данными для заряда насыпной плотности обнаруживает заметные различия. Прежде всего, на всех записях, кроме кривой 1, полученной с помощью датчика, расположенного рядом с воспламенителем, отсутствует участок медленного роста давления на начальной фазе, и датчики фиксируют прохождение волны с достаточно крутым фронтом. Но даже на начальной фазе давление у воспламеняемого торца заряда (кривая 1) растет гораздо быстрее, чем на заряде насыпной плотности. Анализ эффекта сжимаемости заряда, а также совпадение начального участка кривой 1 в диапазоне до 27 МПа с записью давления, полученной в контрольном эксперименте, моделирующем сгорание воспламенителя (дымного пороха) в камере с постоянным объемом, позволяют сделать вывод о том, что процесс образования полости здесь не играет заметной роли.

Далее, резкое увеличение темпа нарастания давления на кривой 1 в момент 1 мс при давлении около 27 МПа указывает на начало горения пикриновой кислоты, скорее всего, в конвективном режиме. Пикообразный профиль, регистрируемый датчиком 4, с амплитудой в пике около 300 МПа свидетельствует о переходе процесса на стадию НСД. Анализ эволюции пространственных профилей давления показывает, что переход к НСД происходит без образования вторичной волны.

Так как эксперимент проведен без фоторегистрации, то для оценки траектории



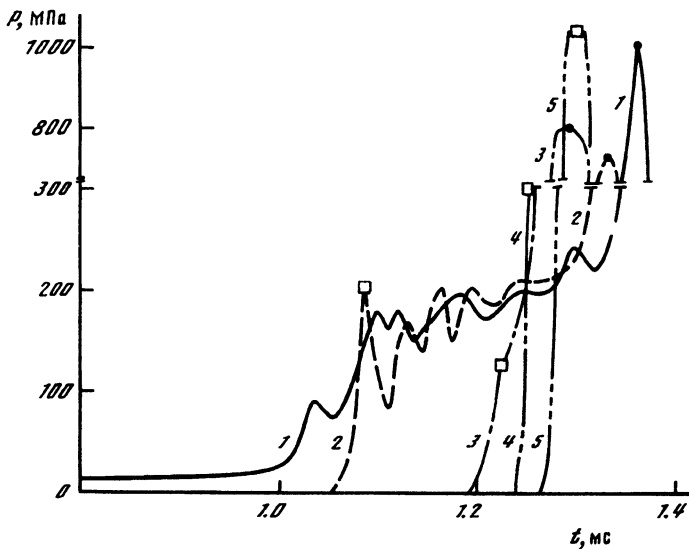


Рис. 5. Кривые давление – время в нескольких точках по длине заряда для мелкодисперсной пикриновой кислоты плотностью  $1,1 \text{ г/см}^3$ . Координаты датчиков давления (расстояние от нихромовой спирали): 1 – 5 мм, 2 – 45 мм, 3 – 130 мм, 4 – 168 мм, 5 – 285 мм; □ – момент прохождения датчика фронтом реакции

фронта химической реакции мы использовали следующий прием. Ранее [11] при изучении закономерностей конвективного горения было показано, что в зарядах повышенной начальной плотности момент прохождения фронтом пламени места расположения датчика давления приблизительно совпадает с точкой резкого уменьшения темпа нарастания давления, регистрируемого этим датчиком. Соответствующие точки на кривых 2 и 3 указаны прямоугольником. Что касается кривых 4 и 5, которые имеют пикообразный вид, то для них в качестве момента прохождения фронта реакции выбрана середина участка нарастания давления. Результатом этих оценок являются следующие средние значения скорости фронта реакции, равные 630, 1440 и 2500 м/с для участков 45–130 мм (между датчиками 2 и 3), 130–168 мм (3 и 4) и 168–285 мм (4 и 5) соответственно. Следовательно, можно прийти к заключению, что переход к НСД произошел в конце первого участка, при подходе фронта пламени к датчику 3. Давление в конце стадии конвективного горения достигло 200 МПа, а в пике на стадии НСД превысило 1000 МПа.

Зачерненные кружки на кривых 1, 2 и 3 соответствуют моментам прохождения сильной волны сжатия, которая формируется за фронтом НСД и движется в обратном направлении к воспламенительному торцу со скоростью около 1800 м/с.

Таким образом, заряд мелкодисперсной пикриновой кислоты с начальной плотностью  $1,1 \text{ г/см}^3$  в отличие от заряда насыпной плотности демонстрирует переход горения в детонацию без образования вторичной волны. Это различие, возможно, связано с более высоким темпом нарастания давления и отсутствием эффекта образования полости.

### Зерненная нитроцеллюлоза

На рис. 6 приведена фоторегистрограмма перехода горения в детонацию с образованием вторичной волны в мелкозернистой сферической нитроцеллюлозе с частицами размером 35 мкм. Заряд длиной 90 мм имел насыпную плотность  $0,85 \text{ г/см}^3$ . Горение

иницировалось навеской 0,2 г измельченного дымного пороха у закрытого торца заряда. Противоположный торец заряда оставался открытым. В целом картина переходного процесса аналогична описанной выше для мелкодисперсной пикриновой кислоты насыпной плотности. На фоторегистрограмме можно выделить фронт послыдного горения (0), фронт конвективного горения с разрывом свечения (1), серповидную зону образования вторичной волны (A) с прямой и обратной волной и волну НСД (2), возникающую после догона вторичной волной лидирующего фронта реакции. Длина участка перехода горения в НСД равна 80 мм.

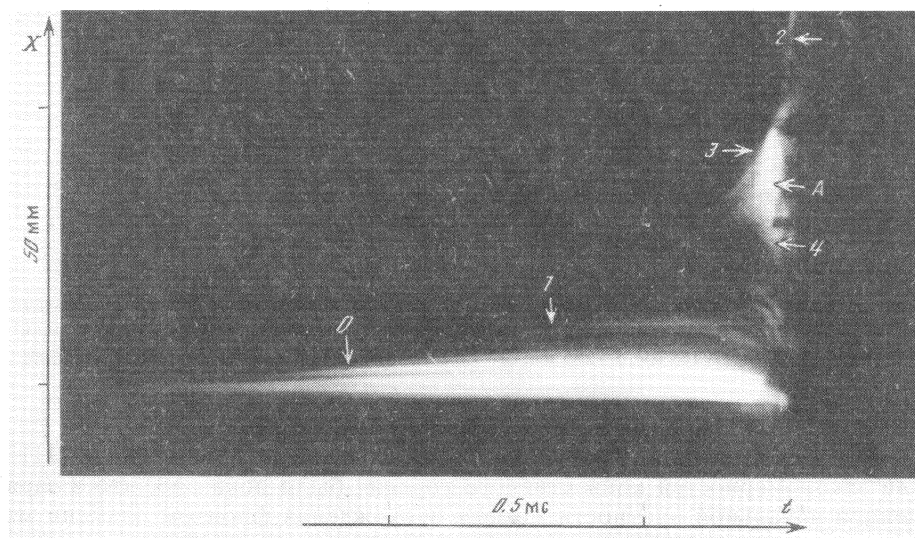


Рис. 6. Фоторегистрограмма перехода горения в детонацию в мелкодисперсной сферической нитроцеллюлозе. Средний размер частиц 35 мкм, начальная плотность 0,85 г/см<sup>3</sup>; 0 – граница расширяющейся полости, 1 – конвективное горение, 2 – НСД, A – зарождение вторичной волны, 3 – передний фронт вторичной волны (прямая волна), 4 – тыльный фронт вторичной волны (обратная волна)

Синхронизация с пьезометрическими данными подтверждает, что серповидная зона A на фоторазвертке совпадает с местом зарождения вторичной волны давления. Вторичная волна возникает на расстоянии 40 мм от спирали накаливания при давлении около 17 МПа. Волна быстро растет по амплитуде, достигая 300 МПа за 8 мкс, и генерирует прямую волну в догон фронту конвективного горения и обратную волну, уходящую в полость.

*Влияние дисперсности.* В проведенных нами ранее исследованиях по переходу горения в детонацию в крупнозерновой нитроцеллюлозе [3] наблюдался переходный процесс без образования вторичной волны. Схема фоторазвертки процесса и пространственные профили давления в различные моменты времени для заряда нитроцеллюлозы насыпной плотности с частицами средним диаметром около 0,8 мм приведены на рис. 7 и 8. Конструкция оболочки, в которой проводились эксперименты, была той же, что представлена на рис. 3, однако внутренний диаметр канала оболочки был увеличен до 15 мм при длине заряда 300 мм. Горение инициировали с помощью электровоспламенителя типа МБ-2 с навеской 0,2 г дымного пороха. Характерно, что переход от конвективного горения к НСД сопровождается скачкообразным увеличением скорости лидирующего фронта свечения от 400 до 1400 м/с, при этом НСД

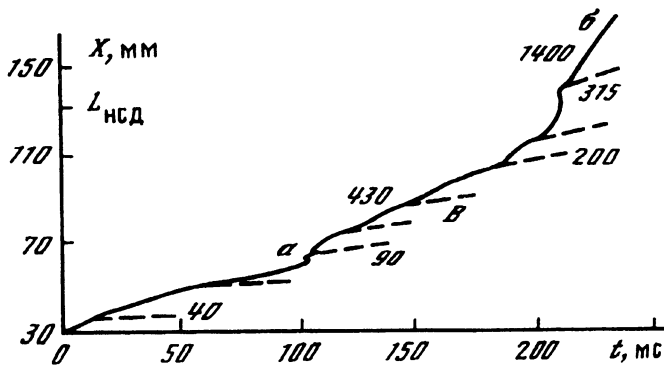


Рис. 7. Схема фоторегистрограммы перехода горения в детонацию в крупнодисперсной нитроцеллюлозе. Средний размер зерен 800 мкм, начальная плотность 1 г/см<sup>3</sup>, пористость 0,44. Цифры – скорость в м/с. а – фронт конвективного горения, б – фронт НСД, в – треки горящих частиц

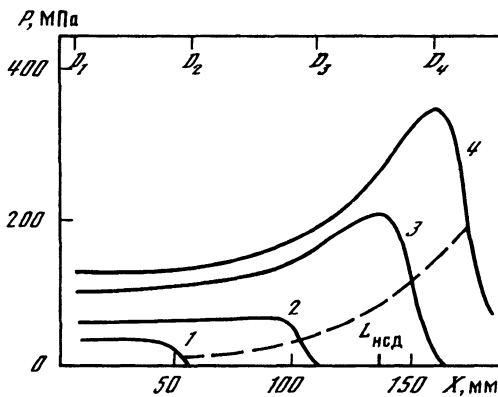


Рис. 8. Пространственные профили давления при переходе горения в детонацию в крупнодисперсной нитроцеллюлозе. Средний размер зерен 800 мкм, начальная плотность 1 г/см<sup>3</sup>, пористость 0,44. Моменты времени: 1 – 0,35 мс, 2 – 0,47 мс, 3 – 0,565 мс, 4 – 0,615 мс. Штриховая линия – траектория фронта пламени,  $D_i$  – датчики давления

возникает впереди фронта конвективного горения на расстоянии около 15 мм. Длина участка перехода равна 130 мм. Давление в зоне горения возрастает приблизительно экспоненциально с одним темпом. При подходе фронта конвективного горения к точке перехода платообразный профиль давления трансформируется в пикообразный, в момент перехода давление в пике составляет 320 МПа. Ни на фоторазвертке, ни на пространственных профилях давления не обнаружено вторичной волны.

### Стехиометрическая смесь перхлората аммония с полистиролом

Опыты проведены на зарядах мелкодисперсной смеси насыпной плотности 0,66 г/см<sup>3</sup> (пористость 0,64) длиной 150 мм. Воспламенитель – нихромовая спираль. Фоторазвертки процесса свечения и записи давления ясно демонстрируют процесс перехода в НСД с образованием вторичной волны. Внешне картина перехода выглядит также, как в случае мелкодисперсных пикриновой кислоты и нитроцеллюлозы насыпной плотности. В качестве примера на рис. 9 приведены пространственные профили

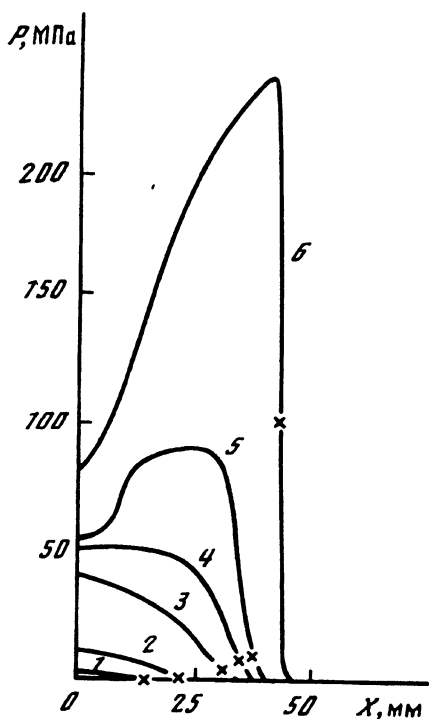


Рис. 9

Рис. 9. Пространственные профили давления для смеси 90/10 перхлората аммония с полистиролом в различные моменты времени: 1 – 0,8 мс, 2 – 0,94 мс, 3 – 0,99 мс, 4 – 1,0 мс, 5 – 1,01 мс, 6 – 1,02 мс

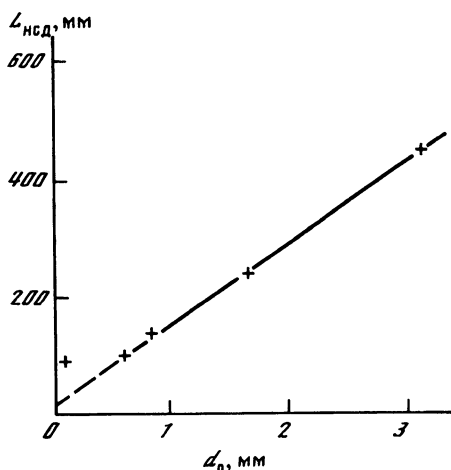


Рис. 10

Рис. 10. Зависимость длины участка перехода горения в НСД от размера частиц для зерновой нитроцеллюлозы

давления, показывающие зарождение и развитие вторичной волны. Эта волна возникает на расстоянии около 40 мм от спирали при давлении около 50 МПа, амплитуда вторичной волны за время 20 мкс достигает 230 МПа. Длина участка, на котором горение переходит в НСД, равна около 70 мм.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные экспериментальные данные убедительно говорят о том, что переход горения в детонацию, связанный с образованием вторичной волны, реализуется в различных энергетических материалах, будь то кристаллические бризантные ВВ различной мощности (тэн или пикриновая кислота), нитроцеллюлоза или смесь на основе перхлората аммония. Основное условие – малый размер частиц, не превышающий 100 мкм, и высокая начальная пористость заряда. По-видимому, к неизменным атрибутам этого типа перехода горения в детонацию относятся замедленная, вялопротекающая начальная стадия, которая включает послойное горение и конвективное горение, сменяющее его после значительной задержки, а также протяженная полость, которая образуется под действием продуктов сгорания воспламенителя из-за высокой сжимаемости заряда ВВ.

Другой достаточно общий результат состоит в следующем. На одном и том же энергетическом материале, варьируя его начальные свойства, можно получить переход горения в детонацию обоих типов – как со вторичной волной, так и без нее. В

Параметры вторичной волны для изученных энергетических материалов

Материал	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Размер частиц, мкм	$L_B$ , мм	$P_B$ , МПа	$t_e$ , мкс	$t_0$ , мкс	$P_M$ , МПа	$W_B$ , м/с	$L_{НСД}$ , мм
Пикриновая кислота	0,7	70	90	25	20	18	300	600	200
Сферическая нитроцеллюлоза	0,85	35	55	17	–	–	350	700	80
Смесь перхлората аммония с полистиролом	0,66	25	40	50	10	15	230	600	70

наших экспериментах смена типа перехода горения в детонацию наблюдалась при замене мелкодисперсных тэна и нитроцеллюлозы на крупнозернистые фракции. Аналогичную интерпретацию, по нашему мнению, имеют экспериментальные данные, полученные ранее Бернекером на мелкоизмельченном и грубозернистом тетриле [12]. Еще одним параметром, изменение которого приводит к смене типа перехода горения в детонацию, является плотность заряда. Так, в наших опытах на мелкодисперсной пикриновой кислоте при плотности заряда 0,7 г/см<sup>3</sup> наблюдался переход горения в детонацию со вторичной волной, а при плотности заряда 1,1 г/см<sup>3</sup> – переход горения в детонацию без образования вторичной волны. Однако для других энергетических материалов вопрос о диапазоне изменения плотности, необходимым для смены типа перехода горения в детонацию, остается открытым. Так, например, ранее [1, 2] в опытах с мелкодисперсным тэном переход горения в детонацию с образованием вторичной волны наблюдался как на заряде насыпной плотности, так и на прессованном заряде плотностью 1,41 г/см<sup>3</sup>.

Смена механизма перехода горения в детонацию приводит к изменению закономерностей, связывающих характеристики переходного процесса со свойствами заряда ВВ. В качестве примера рассмотрим зависимость длины участка перехода в НСД от размера частиц. Соответствующие данные, полученные для зерновой нитроцеллюлозы, приведены на рис. 10. Прямая линия, которая демонстрирует линейную зависимость между длиной участка перехода и размером частиц, проходит через точки, полученные при переходе в НСД без образования вторичной волны. Штриховая линия продолжает эту зависимость в область частиц малого размера вплоть до 35 мкм, когда наблюдался переход в НСД с образованием вторичной волны. Значительное различие между измеренной длиной участка перехода и длиной, прогнозируемой на основе указанной линейной зависимости, отражает эффект смены типа перехода.

Сводные осредненные данные относительно характеристик вторичной волны для трех исследованных энергетических материалов приведены в табл. 3. Здесь представлены расстояние до места зарождения вторичной волны ( $L_B$ ), давление на "плато" в зоне горения в момент зарождения вторичной волны ( $P_B$ ), характерный масштаб времени ( $t_e$ ), дающий представление о темпе экспоненциального роста амплитуды вторичной волны, максимальное давление в пике ( $P_M$ ) в момент догона вторичной волной лидирующего фронта, скорость распространения переднего фронта вторичной волны ( $W_B$ ) и длина участка перехода горения в НСД ( $L_{НСД}$ ). Масштаб времени  $t_e$  можно сопоставить с временем  $t_0$ , которое соответствует ожидаемому темпу роста давления в условиях пиростатики и вычисляется по формуле из [3], включающей средний размер частиц, плотность заряда, температуру горения и закон скорости послыдного горения. Из табл. 3 видно, что несмотря на различия в свойствах рассмотренных энергетических материалов, характеристики вторичной волны примерно одинаковы. Это свидетельствует в пользу единой природы вторичных волн. Однако

механизм образования вторичной волны по-прежнему остается неизвестным. Нами предложены две гипотезы относительно природы вторичной волны.

Первая гипотеза была изложена нами в работе [8]. Она связывает образование вторичной волны с полимодальностью пор по размерам и затрудненностью проникновения горения в поры малого диаметра. Заряды мелкодисперсных энергетических материалов, изученные нами, пронизаны в основном порами микронного диаметра. Чтобы конвективное горение проникло в поры такого диаметра, необходимо достаточно большое давление, поэтому под действием воспламенителя инициируется горение энергетического материала в послыном режиме. Конвективное горение может распространяться по отдельным крупным порам или каналам и зазорам, которые могут возникать в процессе деформации и уплотнения заряда из-за его высокой сжимаемости под действием давления, создаваемого при сгорании воспламенителя. За фронтом конвективного горения остаются объемы энергетического материала, пронизанные негорящими порами малого диаметра, а так как поверхность пор, охваченных горением, невелика, то давление в зоне горения растет медленно. Достижение давления, при котором горение проникает в поры малого диаметра, можно рассматривать как момент зарождения вторичной волны. Благодаря большой поверхности, воспламенение этих пор, начавшееся локально, приводит к резкому увеличению темпа нарастания давления и расширению зоны интенсивного горения и давления в виде прямой и обратной волн, бегущих вдоль заряда в противоположных направлениях.

Вторая гипотеза связывает возникновение вторичной волны с гидродинамическими эффектами, сопровождающими рост полости на начальной фазе процесса. Рост полости является непременным атрибутом всех экспериментов, в которых наблюдался переход горения в детонацию с образованием вторичной волны. После возникновения конвективного горения наличие и размер полости существенным образом сказываются на темпе нарастания давления в зоне горения благодаря оттоку продуктов сгорания в полость. Пока толщина слоя ВВ, охваченного конвективным горением, относительно невелика, давление в зоне горения мало отличается от давления в полости и растет гораздо медленнее, чем в отсутствие стока, т.е. когда полости нет, или ее размер невелик. Однако по мере распространения конвективного горения по заряду, увеличения толщины слоя, охваченного горением, и роста скорости газообразования эффект разгрузки стоком газов снижается, несмотря на рост скорости оттока, которая ограничена скоростью звука в газе. С некоторого момента давление в зоне горения начинает расти более интенсивно, порождая "горбообразный" профиль, и возникает вторичная волна.

Обе гипотезы позволяют дать разумное объяснение возникновению вторичной волны. Проверка гипотез потребует постановки специальных экспериментов и численного моделирования.

## ВЫВОДЫ

С использованием экспериментальной методики, позволяющей одновременно регистрировать светящиеся фронты реакции и изменение давления во времени в нескольких точках по длине заряда, проведено систематическое изучение условий, в которых происходит формирование вторичной волны при переходе горения в детонацию, и измерены ее характеристики. Опыты выполнены на нескольких материалах с варьированием их дисперсности, начальной плотности заряда и мощности воспламенителя. Полученные данные убедительно говорят о том, что переход горения в детонацию, связанный с образованием вторичной волны, реализуется в различных энергетических материалах, будь то кристаллические бризантные ВВ различной мощности (тэн или пикриновая кислота), нитроцеллюлоза или смесь на основе перхлората аммония. Основное условие – малый размер частиц, не превышающий 100 мкм, и высокая начальная пористость заряда. По-видимому, к непременным атрибутам этого типа перехода горения в детонацию относятся замедленная, вялопро-

текающая начальная стадия, которая включает послыное горение и конвективное горение, сменяющее его после значительной задержки, а также протяженная полость, которая образуется под действием продуктов сгорания воспламенителя из-за высокой сжимаемости заряда ВВ.

Смена типа перехода наблюдается на одном и том же ВВ при изменении дисперсности или начальной плотности заряда. Так, например, если на мелкодисперсном материале горение переходит в детонацию с образованием вторичной волны, то на том же, но крупнодисперсном материале или при повышении плотности заряда переход горения в детонацию осуществляется без образования вторичной волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международным научным фондом и Российским фондом фундаментальных исследований (номера проектов: NEP000, NEP 300 и 95-03-8152).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коротков А И , Сулимов А.А. и др // Физика горения и взрыва. 1969. № 3. С. 315.
2. Беляев А.Ф , Боболев В К и др Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
3. Сулимов А А , Ермолаев Б.С. и др // Физика горения и взрыва. 1987. № 6. С. 3.
4. Ахатов И С , Вайнштейн П Б. // Физика горения и взрыва. 1984. № 1. С. 63.
5. Baer M.R , Gross G J , Nunziato E A // Combust. and Flame. 1988. V. 65. № 1. P. 15.
6. Hsieh T , Kim K. // Prep. IX Sympos. (Int.) on Detonation. Portland, Oregon, 1989. V. 1. P. 877.
7. Bernecker R R , Price D // Combust. and Flame. 1974. V. 22. P. 119, 161.
8. Ермолаев Б С , Сулимов А.А. и др. // Физика горения и взрыва. 1988. № 1. С. 65.
9. Храповский В Е , Сулимов А.А., Ермолаев Б.С. // Докл. IV Всесоюз. совещ. по детонации. Т. 1. Телави, 1988. С. 129.
10. Беликов Е.П , Храповский В Е и др // Физика горения и взрыва. 1988. № 4. С. 101.
11. Романьков А В , Сулимов А.А и др // Хим. физика. 1992. Т. 11. № 7. С. 983.
12. Bernecker R R , Price D et al. // Proc. VI Sympos. (Int.) on Detonation. ACR-221, ONR, 1976. P. 426.