

---

**ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ  
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**

---

УДК 532.5 + 662.215

**НЕИДЕАЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ ДЕФЛАГРАЦИИ  
И ДЕТОНАЦИИ ДЫМНОГО ПОРОХА**© 2010 г. Б. С. Ермолаев<sup>1</sup>, А. А. Беляев<sup>1</sup>, С. Б. Викторов<sup>2</sup>, К. А. Слепцов<sup>2</sup>, С. Ю. Жарикова<sup>2</sup><sup>1</sup>Институт химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук, Москва<sup>2</sup>Московский государственный инженерно-физический институт

E-mail: boris.ermolaev@yahoo.com

Поступила в редакцию 09.02.2009

По своим взрывчатым и дефлаграционным свойствам дымный порох разительно отличается от современных порохов и композиций на основе нитрата или перхлората аммония. Обладая хорошей горючестью, дымный порох способен поддерживать устойчивое горение с высокими скоростями в самых разных оболочках, будь то прочные стальные оболочки или тонкостенные трубки из пластика, при этом горение не переходит в детонацию. Очень трудно вызвать детонацию дымного пороха каким-либо другим способом, даже используя мощный промежуточный детонатор. До сих пор эти особенности поведения дымного пороха не имели теоретического объяснения. В статье приводятся результаты численного моделирования ряда ключевых экспериментов по конвективному горению и взрывному инициированию дымного пороха, которые опубликованы в литературе. Расчеты проводились с помощью модели, которая была создана ранее в квазиодномерном приближении для изучения конвективного горения и перехода горения в детонацию в пироксилиновых зеренных порохах и в которую применительно к дымному пороху были внесены небольшие изменения. Теплофизические свойства продуктов горения и детонации дымного пороха и коэффициенты уравнения состояния определялись по результатам термодинамических расчетов. Получено хорошее согласие между численным моделированием и экспериментом. По результатам моделирования анализируются особенности волновых процессов и их связь со свойствами дымного пороха и условиями опытов. Показано, что в основе наблюдаемых эффектов лежит слабая зависимость скорости горения дымного пороха от давления.

**ВВЕДЕНИЕ**

Дымный порох – энергетический материал, получаемый механическим смешением нитрата калия, серы и древесного угля в пропорции 75/10/15 (в вес.%) или близкой к ней. Он легко зажигается и горит с высокими скоростями; продукты горения содержат большое количество конденсированной фазы, что придает им повышенную жгучесть. Библиография работ по дымному пороху уходит корнями далеко в прошлое. Здесь мы приведем ссылки на основные монографии [1, 2] и несколько работ [3–7], результаты которых будут использованы в данной статье.

Будучи предшественником современных смесевых порохов и взрывчатых композиций, дымный порох тем не менее стоит от них особняком, демонстрируя при горении и взрыве весьма необычные и не имеющие ясного объяснения свойства. Прежде всего, в отличие от взрывчатых смесей на основе нитрита и перхлората аммония, дымный порох не дает перехода горения в детонацию. Даже в длинных прочных трубах скорость волны горения, достигнув уровня 400–440 м/с, далее не увеличивается [7]. При взрывном инициировании наблюдаются два различных процесса с устойчивыми характеристиками: процесс со ско-

ростью около 400 м/с (та же самая скорость, что и при инициировании горением!), а также процесс со скоростью 1100–1300 м/с, который был назван детонацией [4]. Наконец, эксперименты с зарядом, помещенным в длинные тонкостенные трубки малой прочности, демонстрирует уникальную способность дымного пороха поддерживать устойчивое быстрое горение в квазистационарном пульсирующем конвективном режиме с периодически локальными разрывами оболочки [5].

Данная работа посвящена теоретическому анализу свойств дымного пороха и их объяснению с позиций современных представлений о неидеальных режимах дефлаграции и детонации. Для анализа мы выбрали несколько характерных экспериментов и попытались воспроизвести их результаты посредством численного моделирования. Подробные сведения об этих экспериментах можно найти в литературе [4–7]. Краткая информация дается ниже в соответствующих разделах вместе с результатами численного моделирования.

**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ**

Теоретическая модель и компьютерная программа, с помощью которой проводились расче-

ты, в своей основе были созданы ранее для изучения конвективного горения и перехода горения в детонацию в пироксилиновых зерненных порохах [8]. Модель разработана в квазиодномерном приближении в рамках механики двухфазной (газопороховой) реагирующей смеси и в основных деталях почти не отличается от аналогичных моделей, которые неоднократно обсуждались в литературе [9]. Адаптация модели к дымному пороху свелась к незначительным изменениям. Здесь мы ограничимся лишь краткой информацией о модели и сделанных изменениях, отсылая за более подробными сведениями к статье [8], где представлены основные положения модели, уравнения течения и компьютерная программа.

Рассмотрим осесимметричный заряд из сферических частиц пороха одинакового размера, заключенный в цилиндрическую оболочку с закрытыми торцами. Начальные условия задачи включают значения диаметра частиц пороха, пористости, длины и диаметра заряда, толщины стенок оболочки, а также начальной температуры, давления и плотности газа, заполняющего поровый объем. В экспериментах процесс инициировали, поджигая порох спиралью накаливания, либо используя взрыв промежуточного детонатора. В модели предусмотрено два варианта: 1) горение заряда начинается в торцевом слое пороха небольшой толщины; 2) через торец заряда производится импульсный вдув горячих газов заданной длительности и интенсивности, имитирующий взрывное инициирование.

Система уравнений, определяющих течение двухфазной реагирующей смеси, включает дифференциальные уравнения сохранения массы, количества движения и энергии, записанные отдельно для газовой фазы (продукты горения) и твердой фазы (зерна пороха), а также уравнения состояния фаз и уравнение для межгранулярных напряжений. Межгранулярные напряжения возникают в результате вязкопластических деформаций при уплотнении зерненного слоя и дают дополнительное слагаемое к давлению в твердой фазе. Уравнения сохранения в частных производных записаны в квазиодномерном приближении с учетом возможного расширения трубки тока при боковом расширении оболочки заряда. Газовая и твердая фазы реагирующей смеси имеют различные плотность, внутреннюю энергию (температуру), давление, скорость течения и объемную долю. Уравнение состояния продуктов горения может быть записано в любой форме, позволяющей аппроксимировать результаты термодинамических расчетов. Предполагается, что плотность пороха зависит только от давления (уравнение Тейга, включающее два коэффициента: модуль объемного сжатия и показатель степени по давлению). Зависимость плотности пороха от температуры не учитывается. Это упрощение,

приемлемое для рассматриваемых задач, позволяет исключить уравнение сохранения энергии твердой фазы из числа уравнений, определяющих течение двухфазной реагирующей смеси.

Горение частиц пороха, а также разность в скоростях движения фаз и конвективная теплопередача служат источниками межфазного обмена массой, количеством движения и энергией. При расчете интенсивности обмена используются корреляционные зависимости, обобщающие эмпирические данные для коэффициента сопротивления и числа Нуссельта при течении в пористых слоях. Интенсивность межфазного обмена массой вычисляется как произведение удельной поверхности частиц пороха на скорость послыонного горения; последняя величина задается как эмпирическая функция давления.

Горение порохового зерна стартует в момент времени, когда на его поверхности достигается температура воспламенения  $T_{ig}$ , принятая константой. Изменение температуры поверхности порохового зерна происходит в результате конвективной теплопередачи от горячего газа, диссипативного нагрева при вязкопластических деформациях в ходе уплотнения зерненного слоя и отвода тепла в результате теплопроводности от поверхности в глубь зерна. Все эти процессы моделируются с помощью элементарной ячейки, которая рассматривается в каждой точке по длине заряда на участке перед фронтом горения. Ячейка представляет собой трубку с диаметром канала и толщиной свода, которые вычисляются, исходя из локальных значений диаметра частиц пороха и пористости. Для свода ячейки решается уравнение теплопроводности с учетом внутренних диссипативных источников тепла. Тепловой поток, поступающий на поверхность канала ячейки, изменяется ее диаметра и интенсивность диссипаций вычисляются, исходя из локальных значений характеристик двухфазной смеси. Момент, когда температура поверхности канала достигает  $T_{ig}$ , означает переход от нагрева к горению.

Деформация и разрушение оболочки заряда рассматривается приближенно в двух различных вариантах. Для оболочки, изготовленной в виде толстостенного цилиндра из прочной стали, локальное боковое расширение начинается, когда давление в канале превысит пороговую величину, определяемую пределом текучести материала оболочки и отношением толщины оболочки к диаметру канала. Деформируемый материал рассматривается как идеально-пластическое тело. В случае малопрочной тонкостенной оболочки, изготовленной из легко деформируемого материала (пластик, латунь), учитываются упругие деформации и предполагается, что в том месте, где давление, генерируемое волной горения, превысит прочность оболочки на разрыв, образуется локальное отверстие. Разрушение оболочки но-

Таблица 1. Термодинамические расчеты детонации Чепмена–Жуге для дымного пороха

Начальная плотность, кг/м <sup>3</sup>	Скорость детонации, м/с	Давление детонации, ГПа	Температура, К	Плотность продуктов, кг/м <sup>3</sup>	Скорость звука, м/с	Массовая скорость, м/с	$\gamma = C_p/C_v$	Продукты, газовая фаза, вес. %	Продукты, жидко-капельная фаза, вес. %
200	1223	0.13	2542	350	700	523	1.13	49	51
400	1422	0.29	2568	630	907	515	1.105	48.8	51.2
600	1685	0.53	2591	870	1160	525	1.103	48.7	51.3
800	2031	0.89	2612	1090	1500	531	1.101	48.75	51.25
1000	2482	1.45	2633	1310	1900	582	1.10	48.75	51.25

сит хрупкий характер и начинается с образования сквозной продольной трещины. Эта трещина, охватив область повышенного давления, порождает азимутальные трещины, которые окончательно формируют отверстие в оболочке. Горячие продукты горения вместе с горящими частицами пороха выбрасываются через отверстие наружу.

Задача решается численно с использованием неявной разностной схемы с матричной прогонкой и расщеплением на макроуровень (уравнения сохранения для течения двухфазной смеси) и мезоуровень (уравнение теплопроводности). Расчетная сетка по длине заряда, однородная в начальный момент времени, трансформируется в ходе вычислений, сгущаясь в зонах, где градиенты переменных возрастают, и разреживаясь там, где они снижаются. Расчетная сетка по толщине свода ячейки на мезоуровне привязана к внутренней границе ячейки и имеет шаг, который увеличивается по закону геометрической прогрессии при удалении от этой границы.

Применение модели к дымному пороху нуждается в следующих ниже пояснениях. Хотя продукты горения дымного пороха содержат около 50 вес. % конденсированных частиц, в модели все продукты горения целиком отнесены к газовой фазе. Это приближение означает, что частицы имеют столь малый размер, что различием в их температуре и скорости по отношению к окружающему газу можно пренебречь. Для применения модели необходимо знать свойства этого псевдогаза и, в частности, его уравнение состояния в виде зависимости давления  $P$  от плотности  $\rho_g$  и внутренней энергии продуктов  $e_g$ . Термодинамические свойства и химический состав продуктов при повышенных давлениях были определены по результатам равновесных термодинамических расчетов, которые проводились по программе TDS [10–12]. В TDS реализованы теоретические уравнения состояния на основе межмолекулярных потенциалов Eyr-6 и современного аппарата статистической механики, что позволяет получать реалистичное описание термодинамики сложных химически реагирующих систем в широкой области температур и давлений, в том чис-

ле надежно рассчитывать параметры детонации взрывчатых веществ. Результаты расчетов для дымного пороха даны ниже.

В нашей модели уравнение состояния продуктов представлено в аналитической двучленной форме [13], аналогичной уравнению Ми–Грюнхайзена:

$$P = (\gamma - 1)\rho_g e_g + B_g \rho_g^m \left( \frac{m - \gamma}{m - 1} \right). \quad (1)$$

Три коэффициента, входящих в уравнение (1), определялись посредством калибровочных расчетов, для которых были использованы данные по зависимости детонационных характеристик от начальной плотности пороха, полученные с помощью программы TDS и приведенные в табл. 1. Значения  $\gamma = 1.11$ ,  $m = 2.8181$  и  $B_g = 2.5252$  Па/(кг/м<sup>3</sup>)<sup>m</sup> обеспечивают наилучшую аппроксимацию этих данных.

Наличие конденсированных частиц в псевдогазе вызывает рост сопротивления трения и коэффициента теплоотдачи при течении в пористом слое. Как показывает анализ, для адекватной оценки эффекта нужно знать размер этих частиц, однако такие данные отсутствуют. Поэтому мы решили оставить без изменения корреляционное соотношение, используемое в модели для расчета сопротивления трения (при этом благодаря более высокой плотности фазы по сравнению с чистым газом интенсивность трения возросла примерно вдвое). А при расчете коэффициента теплоотдачи  $\alpha_s$  в дополнение к конвективной составляющей  $\alpha_{conv}$  вводится аддитивная добавка  $\alpha_{dep}$ , связанная с переносом тепла при осаждении конденсированных частиц на поверхности пороховых зерен:

$$\alpha_s = \alpha_{conv} + \alpha_{dep}. \quad (2)$$

Первое слагаемое вычислялось, как обычно, с использованием эмпирической формулы, дающей связь между числами Нуссельта и Рейнольдса для течения газа в пористом слое; второе слагаемое определялось как произведение скорости течения, объемной плотности конденсированных частиц, их удельной теплоемкости и коэффициента осаждения. Оценки показывают, что коэффициент осаждения частиц можно положить равным

единице, и что передача тепла посредством осаждения частиц в несколько раз превышает передачу тепла посредством конвекции.

Литературные данные по скорости послыонного горения дымного пороха имеются в широком диапазоне давлений, вплоть до 400 МПа [14, 15], хотя в области высоких давлений наблюдается сильный разброс. В наших расчетах использовалась степенная формула  $U_p = BP^n$  с показателем степени по давлению  $n = 0.22$ .

Квазистатическая составляющая межгранулярных напряжений для дымного пороха определялась, как обычно, на основе данных по статическому уплотнению исследуемого образца на прессе. В расчетах использовалась формула  $\sigma = \sigma_m F(\phi)$ , где  $\sigma_m = 220$  МПа и  $F(\phi) = (1 - \phi/0.5)^{2.4}$ .

### ТЕРМОДИНАМИКА ГОРЕНИЯ И ДЕТОНАЦИИ ДЫМНОГО ПОРОХА

Экспериментальные исследования состава продуктов дымного пороха (методом отбора проб) и характеристик горения проводились в манометрической бомбе почти сто лет назад (см. [2], данные Абеля и Нобеля). Усредняя и округляя данные, опубликованные в различных источниках для артиллерийских и ружейных дымных порохов, имеющих состав, близкий типовому (75%  $\text{KNO}_3$  + 10% серы + 15% древесного угля), получим следующее.

Характеристики горения: объем выделяющихся газов – 280–290 л/кг, температура горения – несколько выше 2300 К, теплота взрыва – 2.7–2.9 МДж/кг и сила пороха – 0.28–0.3 МДж/кг [16] (более низкие значения – 0.25–0.26 МДж/кг, которые приводятся в [2], возможно, были получены без учета потерь тепла).

Состав продуктов горения (в вес.%): газовая фаза – 43–44%, в том числе 26–27%  $\text{CO}_2$ , около 11%  $\text{N}_2$  и 3.5–5%  $\text{CO}$ ; конденсированная фаза 55–56%, включая 28–34%  $\text{K}_2\text{CO}_3$ , 7–12.5%  $\text{K}_2\text{SO}_4$ , 8–10.5%  $\text{K}_2\text{S}$  и 4–5%  $\text{S}$ ; а также 1–1.5% воды, которая частично присутствует в исходном дымном порохе в виде естественной влаги.

Расчетные характеристики горения и детонации были получены нами с помощью программы TDS [10–12] для дымного пороха типового состава без учета зольности древесного угля и влаги. Химическую формулу древесного угля  $\text{C}_6\text{H}_2\text{O}$  выбрали, следуя [1], для стандартной энтальпии образования использовали значение –100 кДж/моль, что дает для внутренней энергии дымного пороха при стандартных атмосферных условиях значение – 3.83 МДж/кг.

Горению дымного пороха в манометрической бомбе отвечает термодинамическая задача о равновесном превращении исходной смеси при по-

стоянных объеме и внутренней энергии. Расчеты, выполненные при плотности заряжания 100 кг/м<sup>3</sup> и стандартных начальных условиях с использованием уравнения состояния идеального газа, дали следующие результаты.

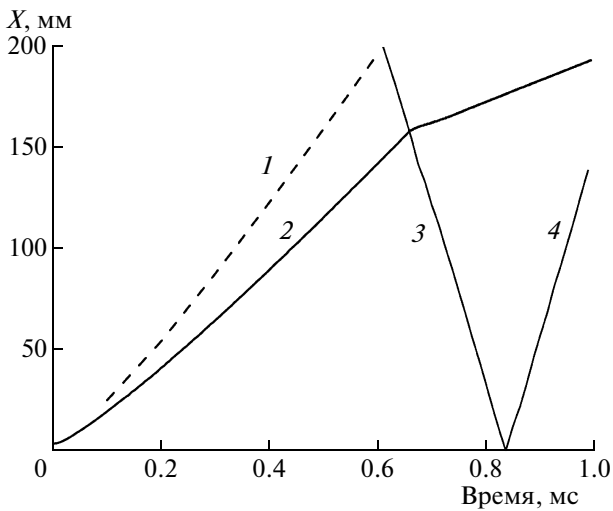
Расчетные характеристики горения: температура – 2340 К, давление – 29.7 МПа, средний молекулярный вес продуктов – 54.4 г/моль, сила пороха – 0.292 МДж/кг, показатель политропы – 1.1, объем газообразных продуктов – 336 л/кг, “замороженные” скорость звука – 580 м/с и удельная теплоемкость – 1.19 кДж/кг·К, соответственно.

Расчетный состав продуктов: газовая фаза – 54.4%, включая 20.3%  $\text{CO}_2$ , 10.4%  $\text{N}_2$ , 9.2 %  $\text{CO}$ , 6.0%  $\text{SO}_2$ , 1.7%  $\text{S}_2$ , 3.2%  $\text{KOH}$  и 2%  $\text{H}_2\text{O}$ ; жидкая фаза – 45.6%, включая 28%  $\text{K}_2\text{CO}_3$ , 6.9%  $\text{K}_2\text{SO}_4$  и 10.7%  $\text{K}_2\text{S}$ . При сравнении с экспериментальными данными следует иметь в виду, что расчетный состав продуктов отвечает не комнатной температуре, а температуре горения. Охлаждение до комнатной температуры приведет к тому, что около 10% газовых компонентов (серосодержащие газы и пары воды) перейдут в конденсированное состояние, и согласие по объему газов и доле конденсированных продуктов улучшится.

В термодинамических расчетах детонации Чепмена–Жуге использовались потенциалы межмолекулярного взаимодействия газовых продуктов вида Ехр-6. Применительно к дымному пороху имеющийся банк данных был пополнен потенциалами взаимодействия молекул, содержащих калий и серу. Результаты расчетов с варьированием начальной плотности пороха приведены в табл. 1. Из-за наличия в продуктах детонации около 51 вес. % жидкой фазы скорость и давление детонации имеют невысокие значения: 2480 м/с и 1.45 ГПа, соответственно, при плотности заряда 1000 кг/м<sup>3</sup>. Отметим, однако, что приведенная выше скорость детонации почти вдвое превышает значение, измеренное в экспериментах (1100–1300 м/с) при близкой плотности заряда. Ниже будет показано, что столь большое расхождение связано с неидеальным характером процесса, наблюдаемого в экспериментах.

### КОНВЕКТИВНОЕ ГОРЕНИЕ КОРОТКОГО ЗАРЯДА В ПРОЧНОЙ ОБОЛОЧКЕ

Опыты проводились на установке, которая позволяла получать одновременно шелевую фоторазвертку свечения и записи давления с помощью четырех пьезоэлектрических датчиков, размещенных вдоль оси заряда [6, 7]. Использовался дымный порох в виде зерен размером 0.4–0.63 мм, которые получали рассевом штатного пороха ДРП-3. Порох засыпали в канал замкнутой прочной оболочки длиной 200 мм и диаметром 5 мм и

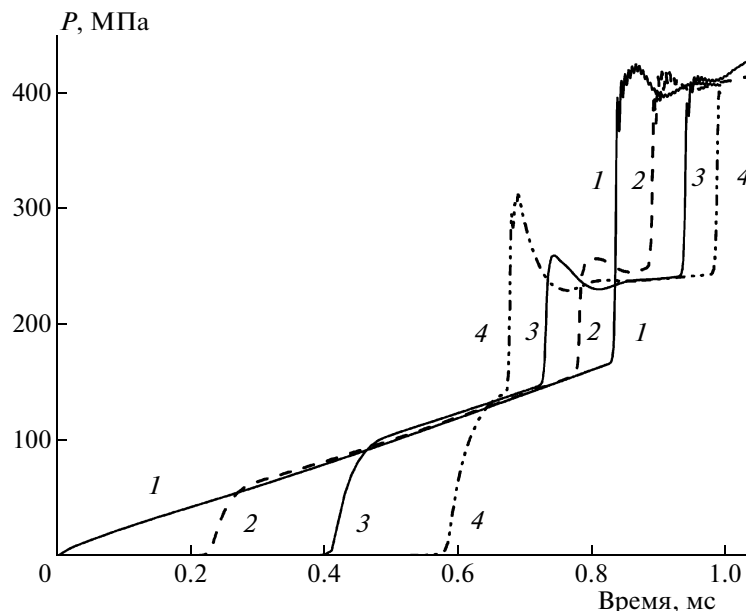


**Рис. 1.** Конвективное горение заряда дымного пороха длиной 200 мм; траектории фронтов: 1 – фронт пластической волны, максимальная скорость – 420 м/с; 2 – фронт горения, максимальная скорость – 270 м/с; 3 – волна давления, отраженная от торца, скорость – 910 м/с, 4 – вторая циркуляция отраженной волны, скорость – 940 м/с.

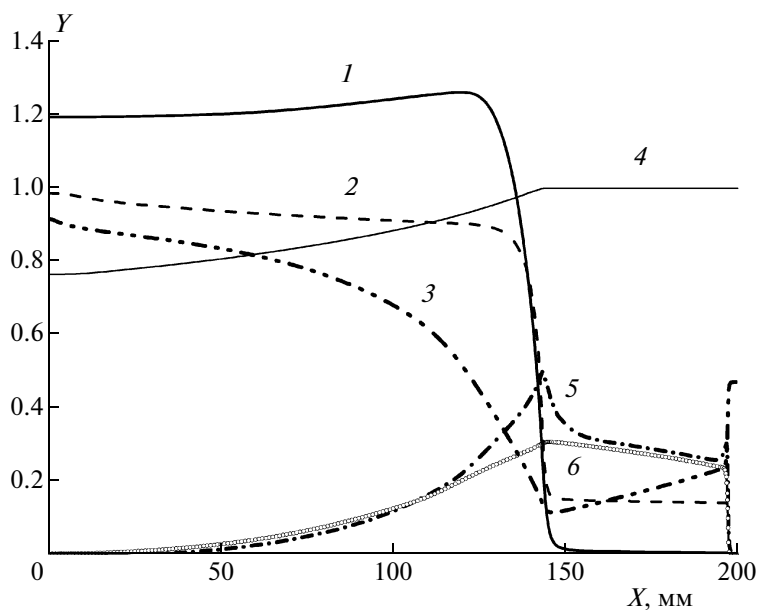
поджигали у закрытого торца спиралью накаливания. По результатам измерений и их обработки дается подробная характеристика процесса, которая содержит траектории и скорости фронта горения и горящих частиц пороха, пространственные и временные профили давления, а также условия зарождения и параметры отраженной волны.

Результаты моделирования представлены на рис. 1–3. Расчеты проводились для недеформируемой оболочки при плотности заряда  $1 \text{ г/см}^3$ ,  $d_0 = 0.4 \text{ мм}$  и  $T_{ig} = 750 \text{ К}$ . В качестве контрольной характеристики мы выбрали темп роста давления на датчике, размещенном вблизи воспламенителя, который в эксперименте составил около 200 МПа/мс. Чтобы получить согласие расчета с экспериментом по этому параметру, константа  $B$  в законе скорости послыного горения была увеличена примерно в 1.5 раза по сравнению с литературной величиной. На рис. 1 нанесены траектории фронта горения, передней кромки пластической волны и двух отраженных волн, возникших при взаимодействии течения с торцами заряда. Волна конвективного горения после участка ускорения выходит на постоянную скорость – 270 м/с. Пластическая волна опережает фронт горения, распространяясь с более высокой скоростью (420 м/с при подходе к торцу заряда). При отражении пластической волны от закрытого торца возникает волна давления, которая бежит вдоль заряда в обратном направлении со скоростью около 900 м/с. Эта картина находится в полном согласии с экспериментальной фоторазверткой процесса.

На рис. 2 приведены диаграммы давление–время, рассчитанные в четырех точках по длине заряда, т.е. там, где в эксперименте размещались датчики давления. Рассчитанные кривые точно воспроизводят особенности экспериментальных диаграмм: быстрый участок нарастания давления при прохождении фронта горения сменяется более пологим участком, на котором давление растет линейно со временем с темпом 200 МПа/мс,



**Рис. 2.** Диаграммы давление–время для варианта показанного на рис. 1, в разных точках вдоль заряда: 1 – 0 мм, 2 – 50 мм, 3 – 95 мм, 4 – 140 мм.

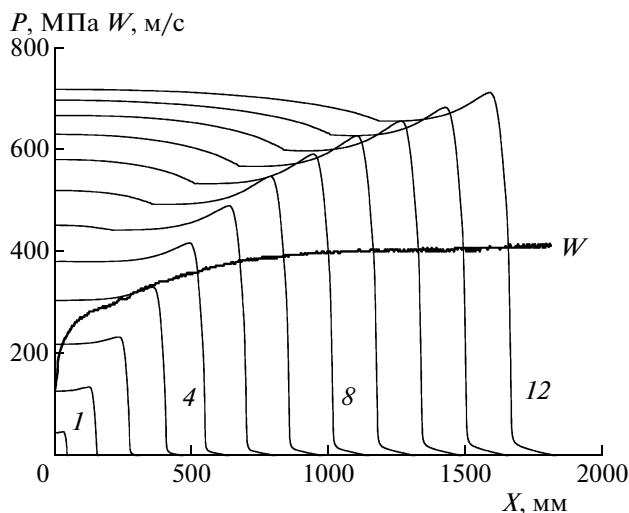


**Рис. 3.** Пространственные профили основных переменных для варианта, показанного на рис. 1 (время – 0.6 мс, координата фронта горения – 143 мм): 1 – давление ( $P$ ), деленное на 100 МПа; 2 – внутренняя энергия газа, отнесенная к теплоте химического превращения пороха ( $e_g/Q$ ); 3 – пористость ( $\phi$ ); 4 – относительный диаметр частиц пороха ( $d/d_0$ ); 5 – скорость газовой фазы ( $U_g$ ), деленная на 500 м/с; 6 – скорость твердой фазы ( $U_k$ ), деленная на 500 м/с.

одинаковым для всех датчиков. Затем давление вновь резко возрастает из-за прихода отраженной волны. Как и в эксперименте, на записи датчика в точке 140 мм моменты прохождения фронта горения и прихода отраженной волны разделяет всего около 30 мкс.

Наконец, на рис. 3 приведены профили основных переменных в момент времени 0.6 мс, когда

фронт горения находится в точке 143 мм, а передняя кромка пластической волны приблизилась к торцу заряда. Структура течения типична для волны конвективного горения [17]. Во фронте горения скорость газовой фазы имеет максимальное значение – 250 м/с. Течение твердой фазы, вызванное формированием зоны уплотнения перед фронтом горения, достигает скорости 150 м/с. Точно такое же значение получено в эксперименте.



**Рис. 4.** Конвективное горение заряда дымного пороха длиной 2 м; изменение скорости фронта пламени ( $W$ ) по длине заряда и пространственные профили давления в различные моменты времени: от 0.2 (кривая 1) до 4.6 мс (кривая 12) с шагом в 0.4 мс.

### КОНВЕКТИВНОЕ ГОРЕНИЕ ДЛИННОГО ЗАРЯДА В ПРОЧНОЙ ОБОЛОЧКЕ

Опыты проводились с зарядами дымного пороха длиной до 2.5 м в прочных стальных трубах внутренним диаметром 5 и 20 мм. Горение инициировали у закрытого торца трубы стандартным капсюлем-воспламенителем. Скорость волны измеряли, фотографируя истечение продуктов горения через ряд отверстий малого диаметра в стенке трубы. Опыты показали, что после переходного участка длиной 500–600 мм скорость фронта волны, достигнув уровня в 400–440 м/с, сохраняет его постоянным на остальной части заряда.

Численное моделирование проводилось при тех же входных параметрах задачи, что и в предыдущем разделе. Лишь длина заряда была увеличена до 2 м. Результаты расчетов представлены на рис. 4 в виде графика, на который вместе с диаграммой изменения скорости фронта горения вдоль заряда нанесены также пространственные профили давления, полученные в различные мо-

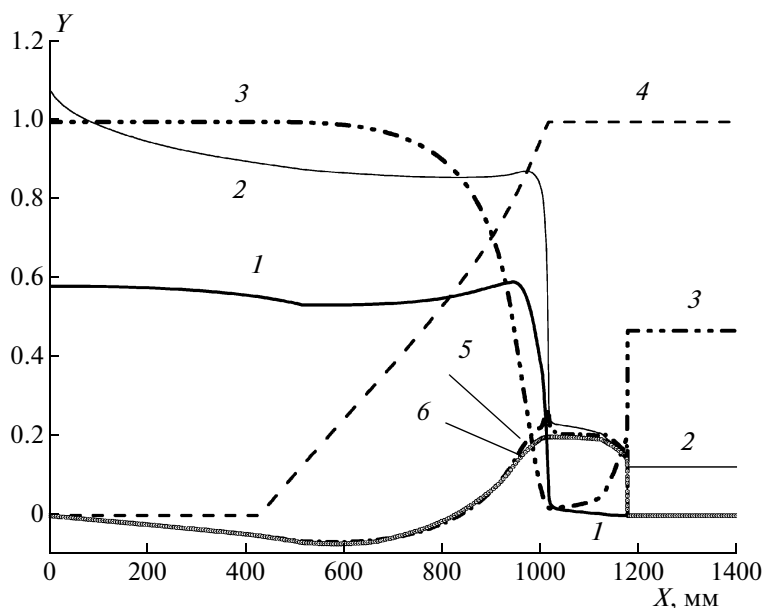


Рис. 5. Пространственные профили основных переменных для варианта, показанного на рис. 4 (время – 3.0 мс, координата фронта горения – 1017 мм): 1 –  $P$  (ГПа), 2 –  $e_g/Q$ , 3 –  $\phi$ , 4 –  $d/d_0$ , 5 –  $U_g$  (км/с), 6 –  $U_k$  (км/с).

менты времени. Видно, что в расчете, так же как и в эксперименте, скорость фронта волны, достигнув значения в 400 м/с на расстоянии около 700 мм, далее практически не изменяется. При этом максимальное давление в волне продолжает расти.

На рис. 5 приведены пространственные профили основных параметров течения, взятые в момент времени 3 мс на участке с постоянной скоростью фронта. По сравнению с аналогичным графиком, полученным для волны конвективного горения в коротком заряде (рис. 3), можно отметить изменения, произошедшие в зоне уплотнения: протяженность зоны возросла в 4 раза, достигнув 160 мм, а пористость снизилась почти до нуля, превратив зону уплотнения в газонепроницаемую “пробку”. Несмотря на сравнительно высокое давление в волне, вязкопластический разогрев в зоне уплотнения не обеспечивает воспламенение пороха. Из-за низкой чувствительности скорости горения пороха к росту давления отсутствуют условия для возникновения вторичных волн, лежащего в основе одного из механизмов перехода от конвективного горения к детонации [18]. Все это придает устойчивость волне конвективного горения в дымном порохе, предохраняя от взрывного ускорения.

Таким образом, именно зона уплотнения, образующаяся под действием межгранулярных напряжений, определяет в данном случае скорость фронта волны. Этот вывод был подтвержден расчетом для дополнительного варианта, в котором межгранулярные напряжения были увеличены в полтора раза за счет константы  $\sigma_m$ . В результате установившаяся скорость волны возросла до 510 м/с в полном

соответствии с оценочной формулой, согласно которой скорость пластической волны изменяется прямо пропорционально квадратному корню из константы  $\sigma_m$ .

### ВЗРЫВНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЛИННОГО ЗАРЯДА В ПРОЧНОЙ ОБОЛОЧКЕ

Вплоть до публикации работы [4] в опытах по взрывному инициированию дымного пороха получали скорость, равную 400 м/с. Тщательно подобрав условия опыта (промежуточный детонатор с подходящими свойствами, прочная оболочка заряда, измельчение дымного пороха), авторам работы [4] удалось “осуществить детонацию дымного пороха” и получить при длине заряда 350 мм устойчивый процесс со скоростью (1300 м/с). Позднее аналогичный процесс, правда, с меньшей скоростью 1100 м/с был получен на неизмельченном порохе ДРП-3 в опытах с зарядами метровой длины [7].

В численных расчетах взрывное инициирование моделировали, задавая импульсный вдув горячих продуктов горения через торец заряда. Подбирая интенсивность и длительность вдува, можно было в широком диапазоне изменять характеристики инициирующего воздействия, т.е., начальную амплитуду и скорость генерируемой волны.

Расчеты проводили при длине заряда 1.2 м. Помимо параметров инициирующего воздействия, варьировали также диаметр частиц пороха,  $d_0$ . Характерные примеры эволюции во времени скорости фронта и максимального давления в

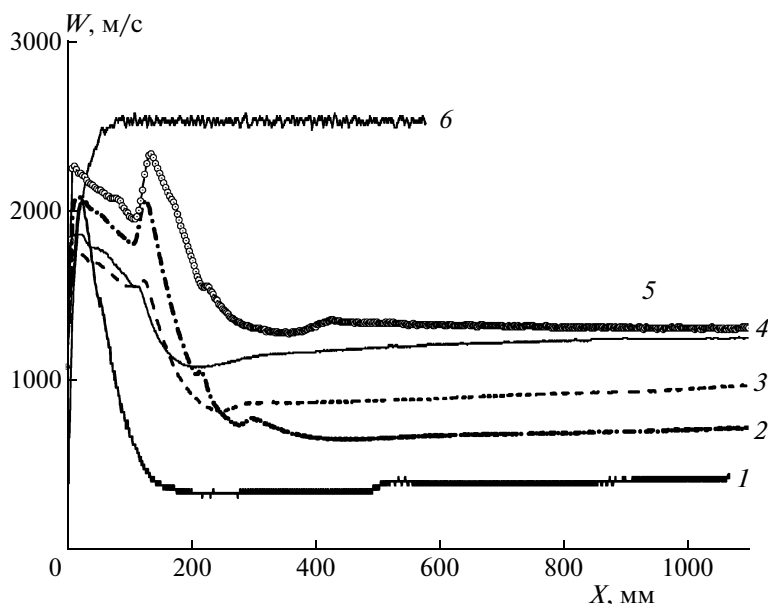


Рис. 6. Диаграммы скорость фронта волны — расстояние при взрывном инициировании. Номера кривых 1–5 соответствуют номерам вариантов в табл. 2. Кривая 6 — вариант с выходом на режим идеальной детонации.

волне даны на рис. 6 и 7 (кривые 1–5). Варьируемые параметры и скорость фронта волны, которая устанавливается при подходе к концу заряда, приведены в табл. 2. Во всех вариантах после прекращения вдува скорость и давление в волне резко снижаются под действием торцевой волны разрежения. Эта фаза процесса занимает 150–300 мм длины заряда. Затем наступает фаза медленной релаксации, в ходе которой скорость волны выходит на почти постоянный уровень, а давление может либо расти, либо снижаться, но медленным

темпом. Наименьшая скорость установившегося волнового режима, равная 410 м/с, получена в варианте № 1 при короткой длительности вдува (30 мкс) и частицах пороха базового размера (0.4 мм). По своим свойствам и структуре фронта волны этот процесс есть конвективное горение с волной уплотнения. Он полностью аналогичен процессу, который был рассмотрен в предыдущем разделе (инициирование горением) и имел ту же скорость.

Если увеличить длительность и интенсивность инициирующего воздействия или уменьшить  $d_0$  до 0.1–0.2 мм, то спад скорости и давления оказывается менее глубоким, а скорость установившегося процесса возрастает. Так, например, в вариантах № 4 и № 5, которые различаются условиями инициирования при одинаковом размере частиц пороха (0.1 мм), скорость волны и максимальное давление, сильно различаясь на начальной фазе процесса, затем заметно сближаются. Установившаяся скорость волны (1320 и 1250 м/с, соответственно) близка к скорости детонации, измеренной в экспериментах с измельченным дымным порохом [4].

Однако, как можно видеть из рис. 8, где приведены профили основных параметров течения в выбранный момент времени для варианта № 5, ряд признаков указывает на неидеальную природу волнового комплекса. Хотя горение пороха инициируется во фронте волны в ходе сжатия вещества и скачкообразного уменьшения порового объема, как это свойственно детонационноподобным процессам, пространственный профиль давления имеет горб с максимумом, расположен-

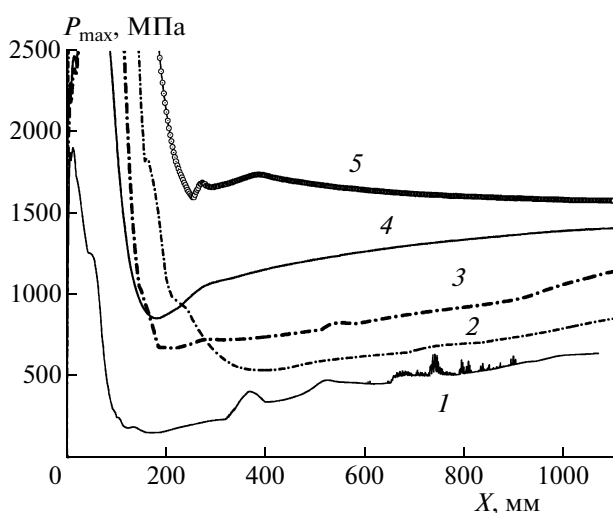


Рис. 7. Диаграммы максимальное давление волны — расстояние при взрывном инициировании. Номера кривых 1–5 соответствуют номерам вариантов в табл. 2.



ным на расстоянии около 60 мм позади фронта волны, а не характерную треугольную форму с химпиком. При этом давление в максимуме почти в два раза превышает давление во фронте волны. Отметим также, что скорость волны почти вдвое меньше термодинамической скорости идеальной детонации дымного пороха. И, наконец, следует обратить внимание на то, что толщина зоны химического превращения, которую можно определить по расстоянию от фронта волны до точки, где диаметр частиц пороха обращается в нуль, составляет 400 мм. Это огромная величина, которая всего лишь в 3 раза меньше длины заряда. Для сравнения напомним, что в опытах по определению скорости стационарной детонации вторичных ВВ измерительная база превышает толщину зоны реакции детонационной волны в десятки и сотни раз. Таким образом, для завершения эволюции волны длина заряда дымного пороха должна быть по крайней мере в несколько раз больше той, что использовалась в расчетах и экспериментах.

Было интересно получить путем численного моделирования волну, соответствующую идеальной детонации дымного пороха. Рассмотрим вариант, в котором скорость послылойного горения пороха за счет константы  $B$  была увеличена в 80 раз по сравнению с номинальной величиной. Диаграмма скорость волны – расстояние, рассчитанная для этого случая, показана на рис. 6 (кривая 6). Установившаяся скорость волны равна 2500 м/с. Волна имеет профиль давления с химпиком классической треугольной формы (ампли-

Таблица 2. Взрывное инициирование. Варьируемые входные параметры в расчетных вариантах, представленных на рис. 6 и 7

№ варианта	Длительность инициирования, мс	Относительная интенсивность инициирования	Размер частиц пороха, мм	Скорость волны в конце заряда, м/с
1	30	1.0	0.4	410
2	50	1.2	0.4	750
3	50	1.0	0.2	970
4	40	1.0	0.1	1250
5	50	1.2	0.1	1320

туда в химпике – 3.6 ГПа, толщина зоны реакции около 7 мм).

### ЗАРЯДЫ ДЫМНОГО ПОРОХА В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАЛОПРОЧНЫХ ОБОЛОЧКАХ

Результаты опытов с зарядами дымного пороха, заключенными в длинные тонкостенные трубки из пластика или меди, приведены в [5]. В этом случае при поджигании спиралью накаливания в дымном порохе возникает специфический процесс конвективного горения, который сопровождается звуковым эффектом, отдаленно напоминающим стрельбу из автомата. На трубке, оставшейся после опыта, можно видеть ряд небольших

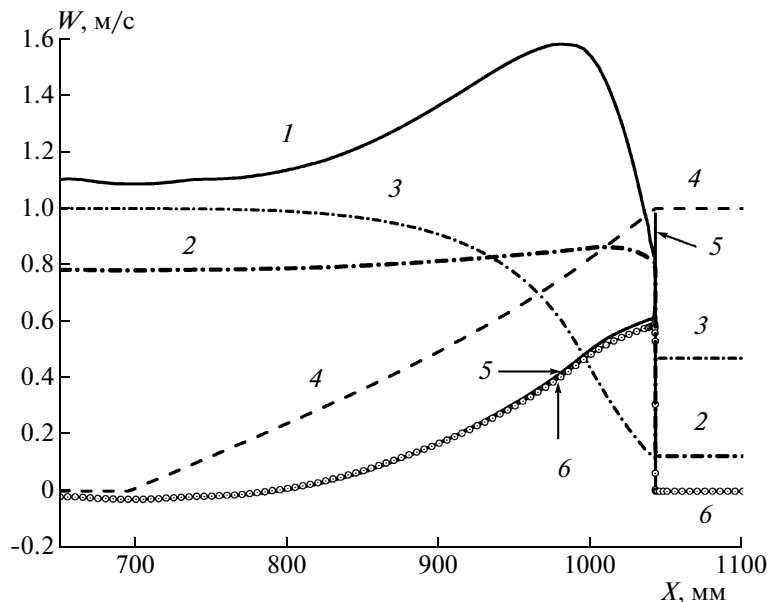
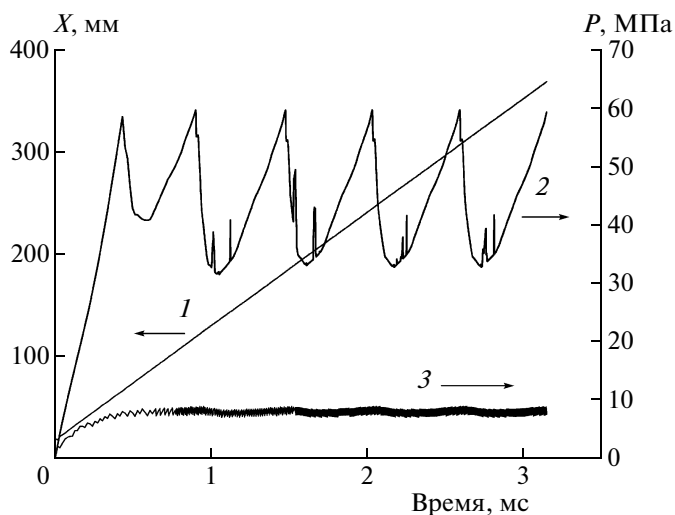


Рис. 8. Взрывное инициирование, вариант № 5: пространственные профили основных переменных (время – 0.726 мс, координата фронта волны – 1042.3 мм, скорость волны – 1325 м/с); 1 –  $P$  (ГПа), 2 –  $e_g/Q$ , 3 –  $\varphi$ , 4 –  $d/d_0$ , 5 –  $U_g$  (км/с), 6 –  $U_k$  (км/с).

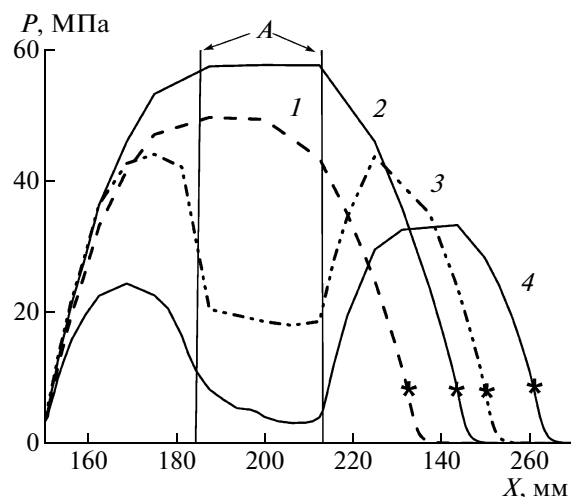


**Рис. 9.** Пульсирующее конвективное горение. Вариант, когда пульсации не проникают в “головную” часть волны: 1 – траектория фронта волны горения (ось  $X$ ), 2 – диаграмма изменения во времени максимального давления в волне, 3 – аналогичная диаграмма для давления во фронте горения (ось  $P$ ).

одинаковых отверстий на равном расстоянии друг от друга, которое составляет для разных трубок 100–200 мм. Разрывы в оболочке имеют непосредственное отношение к механизму процесса, не позволяя давлению в волне горения быть выше некоторого предела. Скорость волны в среднем поддерживается постоянной, что проверялось на зарядах длиной до 2 м. В зависимости от свойств оболочки и диаметра заряда величина средней скорости изменяется от нескольких м/с для пластиковых трубок до сотни м/с для трубок из меди. Процесс был назван квазистационарным пульсирующим конвективным горением.

Численное моделирование позволяет воспроизвести для дымного пороха конвективное горение с пульсациями, вызванными периодическими локальными разрывами оболочки. Однако из-за трудностей вычислительного характера, которые обнаружались при проведении серийных расчетов с варьированием свойств оболочки и дымного пороха, мы оставляем на будущее детальный анализ процесса в целом и ограничимся рассмотрением результатов, которые имеют непосредственное отношение к механизму пульсаций.

Расчеты дают возможность выделить две ситуации, которые различаются по характеру взаимодействия волны разрежения, возникающей при образовании отверстия в оболочке, с фронтом волны горения. Вариант, когда пульсации практически не проникают в “головную” часть волны, включающую фронт горения, представлен на рис. 9. Здесь приведены траектория фронта волны горения и диаграммы изменения во времени максимального давления в волне и давления во фронте

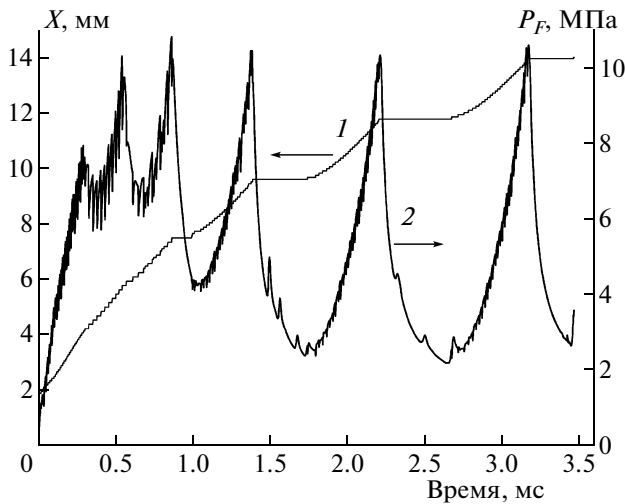


**Рис. 10.** Пульсирующее конвективное горение для варианта, показанного на рис. 9. Развитие волны разрежения при локальном разрыве оболочки. Моменты времени (мс): 1 – 1.91, 2 – 2.01 (до разрыва оболочки), 3 – 2.07, 4 – 2.17 (после разрыва оболочки);  $A$  – границы локального отверстия в оболочке; звездочкой отмечено положение фронта пламени.

горения. Процесс горения, после короткого начального переходного участка, распространяется в квазистационарном режиме с постоянной скоростью в 112 м/с. Обратим внимание на то, что давление во фронте горения, составляющее около 8.3 МПа, заметно ниже максимального давления в волне. Пульсации возникают, когда максимальное давление достигает предела прочности оболочки (60 МПа). Происходит локальный разрыв оболочки, продукты горения и частицы горящего пороха вытекают через образовавшееся отверстие, вызывая спад максимального давления примерно до 33.4 МПа. Затем давление вновь начинает расти, приближается к пороговой величине, и картина повторяется. Отверстия в оболочке образуются периодически с шагом около 63 мм, период между пульсациями давления равен 0.53 мс.

На рис. 10 приведены пространственные профили давления, которые демонстрируют развитие волны разрежения при локальном разрыве оболочки и позволяют понять, почему пульсации давления практически не сказываются на траектории фронта горения. Видно, что отверстие в оболочке и фронт горения разделяет большое расстояние (около 25 мм) и волна разрежения не достигает фронта. Таким образом, периодические разрывы оболочки лишь ограничивают рост давления в волне; в отсутствие разрывов рост давления привел бы к ускорению фронта горения.

Совсем иная картина наблюдается в варианте, который представлен на рис. 11 и рис. 12. Здесь прочность оболочки ниже и составляет всего 11.8 МПа. Локальный разрыв вызывает спад давления во фронте волны от 10 до 2.5 МПа и вре-



**Рис. 11.** Пульсирующее конвективное горение. Вариант с фазой депрессии: 1 – траектория фронта волны горения (ось  $X$ ), 2 – диаграмма изменения во времени давления во фронте горения (ось  $P_F$ ).

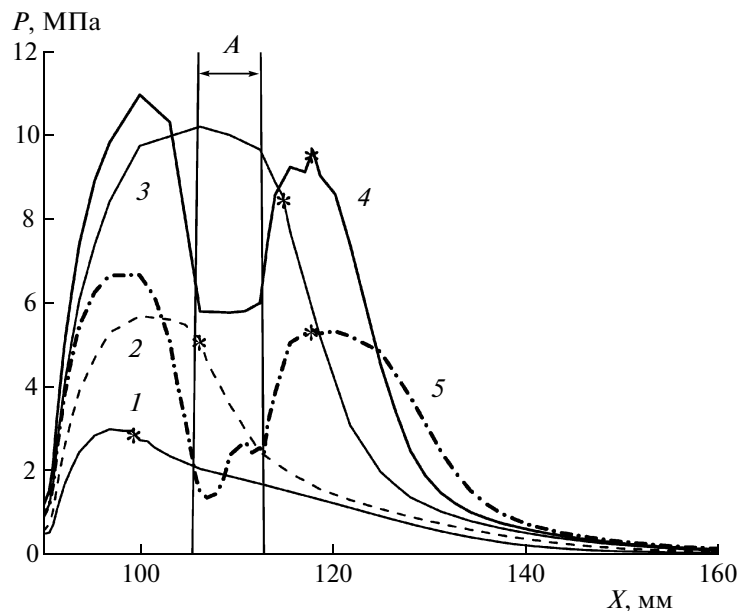
менное прекращение распространения горения. Фаза депрессии длится около 0.35 мс. Затем рост давления во фронте и распространение горения возобновляются. Средняя скорость волны горения на участке с пульсациями равна 25 м/с. Сильное воздействие волны разрежения на фронт горения объясняется тем, что максимальное давление не намного превышает давление во фронте волны, и отверстие в оболочке образуется всего в нескольких миллиметрах позади фронта горения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По своим взрывчатым и дефлаграционным свойствам дымный порох разительно отличается от современных порохов и композиций на основе нитрата или перхлората аммония. Обладая хорошей горючестью, дымный порох способен поддерживать устойчивое горение с высокими скоростями в самых разных оболочках, будь то прочные стальные оболочки или тонкостенные трубки из пластика, при этом горение не переходит в детонацию. Очень трудно вызвать детонацию дымного пороха каким-либо другим способом, даже используя мощный промежуточный детонатор.

Весьма интересно, можно ли объяснить необычное поведение дымного пороха в рамках существующих теоретических представлений. В данной работе с помощью численного моделирования удалось показать, что основная причина наблюдаемых отличий кроется в слабой зависимости скорости горения дымного пороха от давления. Эта особенность горения дымного пороха хорошо известна [3, 14, 15]; ее связывают с контролирующей ролью диффузионных процессов, хотя адекватная модель горения дымного пороха пока не создана.

Большим облегчением для теоретического анализа является возможность рассматривать процессы конвективного горения и перехода горения в детонацию в твердых энергетических материалах, не углубляясь в детали химических превращений. Успех численного моделирования зависит, прежде всего, от выполнения “геометрической гипотезы”,



**Рис. 12.** Пульсирующее конвективное горение. Вариант с фазой депрессии. Развитие волны разрежения при локальном разрыве оболочки. Моменты времени (мс): 1 – 1.86, 2 – 2.02, 3 – 2.17 (до разрыва оболочки), 4 – 2.23, 5 – 2.28 (после разрыва оболочки); A – границы локального отверстия в оболочке; звездочкой отмечено положение фронта пламени.

заложенной в модель. Согласно этой гипотезе интенсивность газо- и энерговоыделения в единице объема, занятого частицами горящего пороха, определяется произведением удельной поверхности этих частиц на скоростью послыонного горения, которая задается как функция давления. Результаты численного моделирования, изложенные в данной работе, и их качественное согласие с экспериментальными данными, охватывающими широкий диапазон начальных условий, свидетельствуют о том, что для дымного пороха эта гипотеза в целом выполняется.

Конечно, при более детальном рассмотрении вопроса следовало бы учесть факторы, которые не были включены в модель, частично, из-за отсутствия эмпирической информации. Речь может идти, например, о возможности увеличения удельной поверхности за счет дробления зерен пороха в процессе динамического уплотнения порохового слоя, а также о более высокой скорости послыонного горения из-за наличия у зерен дымного пороха пористости. Пока же, оставаясь в рамках приближений данной модели, мы ограничились коррекцией коэффициента пропорциональности в законе скорости послыонного горения (увеличив его примерно в 1.5 раза). Этого оказалось достаточно, чтобы получить прекрасное количественное согласие при моделировании эксперимента по конвективному горению короткого заряда дымного пороха в прочной оболочке.

Приведем выводы исследования, которые имеют непосредственное отношение к механизмам и неидеальным свойствам рассмотренных волновых процессов.

1) Процесс со скоростью 270 м/с, который реализуется на зарядах короткой длины, есть обычное конвективное горение. Однако формирование отраженной волны и линейный рост давления во времени за фронтом горения характерны именно для дымного пороха и связаны со слабой зависимостью скорости послыонного горения от давления. Действительно, если бы показатель степени  $n$  был близок к единице, то давление за фронтом горения росло бы во времени по экспоненте, и отраженная волна “растворилась” бы на этом фоне.

2) Процесс со скоростью 400–440 м/с, который наблюдается на длинных зарядах независимо от способа инициирования, также является конвективным горением. Скорость волны, которая после переходного участка практически не изменяется, несмотря на продолжающийся рост давления, определяется свойствами развитой зоны уплотнения, или “пробки”, которая успевает сформироваться перед фронтом горения. Большая протяженность “пробки” и неспособность фронта горения преодолеть ее также есть следствия малой величины показателя степени  $n$  по давлению.

3) Процесс со скоростью 1100–1300 м/с, который осуществляется благодаря особым условиям при взрывном инициировании, можно отнести к детонационным режимам. В действительности, это неидеальная детонационная волна, которая не успела завершить свое развитие и медленно релаксирует из-за необычно большой протяженности зоны химического превращения. При наличии прочной стальной оболочки волна способна распространяться на заряды метровой длины, почти не изменяя скорости фронта. Отметим, что указанная скорость примерно вдвое меньше термодинамической скорости идеальной детонации дымного пороха.

4) Для квазистационарного конвективного горения с пульсациями, вызванными периодическими разрывами малопрочной оболочки заряда, численное моделирование позволило выделить два различных варианта механизма пульсаций. Механизм, при котором волна разрежения, вызванная локальным разрывом оболочки, захватывает фронт горения, приостанавливая на некоторое время распространение фронта, ранее уже обсуждался в [5]. В новом варианте механизма пульсации практически не достигают фронта горения из-за большого расстояния между фронтом горения и точкой максимума давления в волне. Два фактора – слабая зависимость скорости горения от давления и высокая скорость теплопередачи за счет осаждения жидких продуктов горения дымного пороха на поверхности частиц – значительно ослабляют эффект воздействия пульсаций на фронт горения, тем самым обеспечивая высокую устойчивость конвективного горения дымного пороха при разрывах оболочки.

Результаты исследования дефлаграционных и детонационных свойств дымного пороха могут представлять интерес для интерпретации неидеальных взрывчатых процессов, которые были обнаружены в последнее время при изучении некоторых композиций пиротехнического типа, например, смесей алюминия и серы [19].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 06-03-32097 и № 06-03-22002\_НЦ-НИ).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Каст Г.* Взрывчатые вещества и средства взрыва. М.–Л.: ГХТИ, 1932. С. 58.
2. *Шиллинг Н.А.* Курс дымных порохов. М.: ГИОП, 1940. С. 155.
3. *Лейпунский О.И.* // ЖФХ. 1960. Т. 34. № 1. С. 177.
4. *Баум Ф.А.* Трубочные пороха и дистанционные составы. М.: Оборонгиз, 1940. С. 122.
5. *Беляев А.Ф., Курбангалина Р.Х.* // ЖФХ. 1964. Т. 38. № 3. С. 579.

6. Ермолаев Б.С., Сулимов А.А., Фотеенков В.А. и др. // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16. № 3. С. 24.
7. Фотеенков В.А., Коротков А.И., Ермолаев Б.С. и др. // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18. № 2. С. 137.
8. Foteenkov V.A., Sulimov A.A., Korotkov A.I. // Proc. 16th Intern. Pyro. Seminar. Billdall: Hansson Pyrotech AB, 1991. Paper #9. P. 121.
9. Ермолаев Б.С., Беляев А.А., Сулимов А.А. // Хим. физика. 2004. Т. 23. № 1. С. 62.
10. Bdzil J., Menikoff R., Son S. et al // Phys. Fluids. 1999. V. 11. P. 378.
11. Victorov S.B. // Proc. 12th Intern. Deton. Sympos. Arlington: ONR, 2002. P. 369.
12. Викторов С.Б., Губин С.А., Маклашова И.В. и др. // Хим. физика. 2005. Т. 24. № 12. С. 22.
13. Victorov S.B., Gubin S.A. // Proc. 13th Intern. Deton. Sympos. Arlington: ONR, 2006. Paper 148.
14. Ermolaev B.S., Khasainov B.A., Presles H.-N. // Proc. Europyro 2007 – 34th IPS. V. 1. Paris: AFP Publ., 2007. P. 323.
15. Глазкова А.П., Терешкин И.А. // ЖФХ. 1961. Т. 35. С. 1622.
16. Беляев А.Ф., Коротков А.И., Парфенов А.К. и др. // Журнал физической химии. 1963. Т. 37. С. 150.
17. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика. М.: Оборонгиз. 1949. С. 41.
18. Сулимов А.А., Ермолаев Б.С. // Хим. физика. 1997. Т. 16. № 9. С. 51.
19. Ermolaev B.S., Sulimov A.A. // Proc. Cinquieme Sympos. Intern. Sur Hautes Pressions Dynamiques (HDP V). Paris: AFP Publ., 2003. P. 15.
20. Долгобородов А.Ю., Стрелецкий А.Н., Махов М.Н. и др. // Хим. физика. 2007. Т. 25. № 12. С. 40.