

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ
В ДЕТОНАЦИЮ В ПИРОКСИЛИНОВЫХ ПОРОХАХ**

© 2004 г. Б. С. Ермолаев, А. А. Беляев, А. А. Сулимов

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

Поступила в редакцию 25.12.2002

Проведены численные расчеты стадий конвективного горения и низкоскоростной детонации при переходе горения в детонацию в зеренных пироксилиновых порохах, помещенных в замкнутые цилиндрические оболочки. В расчетах варьировали диаметр зерна, начальную пористость заряда, константу в законе скорости послыоного горения, условия инициирования, размеры заряда и свойства оболочки. Результаты расчетов находятся в разумном согласии с экспериментальными данными, как по картине переходного процесса и свойствам стадий, так и по влиянию варьируемых параметров на характеристики стадий. Особое внимание уделено механизму низкоскоростной детонации, который контролируется сжатием газовой фазы без участия схлопывания пор и реализуется в более узком диапазоне условий, чем традиционный механизм, контролируемый сжатием (уплотнением) твердой фазы, а также режиму переходного процесса, известному как переход горения в детонацию с образованием вторичной волны, который реализуется в случае зерен малого диаметра.

ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям, переход горения в детонацию (ПГД) в твердых взрывчатых материалах это – многостадийный процесс, который начинается срывом послыоного (кондуктивного) горения и приводит к формированию стационарной детонационной волны, последовательно проходя через две промежуточные стадии: конвективное горение и низкоскоростную детонацию (НСД) [1]. В англоязычной научной литературе для последней стадии используется другой термин: “compressive burning”. Стадии различаются не только механизмами инициирования химического превращения материала и переноса энергии к фронту волны, но также временными и пространственными масштабами, что приводит к различным сценариям переходного процесса.

Данная статья посвящена численному моделированию стадий конвективного горения и НСД при ПГД в зеренных пироксилиновых порохах. Механизм конвективного горения связан с конвективной передачей тепла от нагретых газообразных продуктов сгорания, движущихся по порам, за счет которой обеспечивается разогрев и воспламенение материала. Конвективное горение играет ключевую роль при ПГД, обеспечивая быстрое распространение пламени по порам в глубь материала и рост давления, необходимый для возникновения детонационноподобного процесса. Кроме того, конвективное горение используется как рабочий процесс во внутренней баллистике ствольных систем [2], поэтому знание свойств и возможности управления конвективным горением составляют научную базу для ряда приложе-

ний. Закономерности конвективного горения и особенности механизма анализировались в работах [1, 3–5].

При НСД химическое превращение материала инициируется в ходе его сжатия (деформации) во фронте волны. Низкоскоростная детонация обладает основными чертами детонационноподобного процесса. Низкая скорость волны обусловлена низкими скоростями экзотермического превращения и особенностями взаимодействия волны реакции с окружающей средой. Закономерности возбуждения химической реакции при нагружении материала сравнительно слабыми пластическими и ударными волнами большой длительности, а также условия возникновения и динамика развития НСД при ПГД рассмотрены в ряде работ [6–9]. Вклад стадии НСД в длину преддетонационного участка возрастает при увеличении начальной плотности ВВ.

Теоретический анализ ПГД проводился разными группами исследователей, которые разработали несколько моделей [10–12]. Эти модели, однако, имеют мало различий. Общими для всех моделей являются: применение механики многофазных реагирующих сред с осреднением по объему; гипотеза о том, что нагрев материала до температур, обеспечивающих начало экзотермического превращения, осуществляется по поверхности пор за счет двух механизмов: конвективной передачи тепла от нагретых газов, движущихся по порам, и вязкопластической диссипации энергии при схлопывании пор; а также пренебрежение эффектом, связанными с конечной скоростью химических реакций в пламени. Используя последнее допущение, можно упростить анализ, так как в нем

рассматриваются лишь две фазы (твердую фазу составляет исходный энергетический материал, а газовую – продукты его превращения) и определяется интенсивность химического превращения в единице объема через произведение удельной поверхности пор или частиц материала на линейную скорость его послойного горения. Очевидно, что это определение может оказаться непригодным в условиях, когда ограничения кинетического характера могут затруднить проникание горения в поры.

В данном исследовании для проведения расчетов использована версия модели, которая представлена нами ранее в [12]. В модель введены некоторые изменения, которые расширили область применения и облегчили проведение расчетов. Уравнения модели и краткое описание метода решения даны ниже. В расчетах варьировали диаметр зерна, начальную пористость заряда, константу в законе скорости послойного горения, условия инициирования, размеры заряда и свойства оболочки. Влияние диаметра заряда и свойств оболочки учитывали в рамках квазиодномерного приближения в предположении, что радиальный инерционный разлет оболочки начинается после того, как локальное напряжение достигает предела текучести оболочки.

Выбор в качестве объекта исследований зеренных пироксилиновых порохов объясняется простыми соображениями. Одной из проблем, затрудняющих анализ ПГД, является неопределенность размера частиц исследуемого материала из-за его полидисперсности, а также из-за того, что частицы могут дробиться перед фронтом воспламенения в процессе деформаций под действием возрастающих напряжений. В случае пироксилиновых порохов зерна имеют форму цилиндра с каналом или без него. Зерна имеют практически одинаковые размеры для пороха одной марки. Они достаточно прочные, так что эффект дробления зерен можно не принимать во внимание в широком диапазоне давлений.

Эксперименты по конвективному горению и переходу конвективного горения в детонацию в пироксилиновых порохах проводили на зарядах, которые помещали в многосекционную цилиндрическую стальную оболочку длиной от 200 до 1000 мм и внутренним диаметром 15 мм. Регистрирующая аппаратура позволяла проводить одновременно фотографические и пьезометрические измерения. Схема установки и методы измерения подробно представлены в [13]. Эксперименты, проведенные на зарядах насыпной плотности, частично описаны в работах [4, 5, 13, 14]. Кратко, результаты опубликованной части исследований сводятся к следующему.

В изученном диапазоне размеров зерна, за исключением самых мелких и самых крупных час-

тиц размером соответственно около 50 мкм и 0.33 см, наблюдается переходной процесс наиболее распространенного типа. В этом случае последовательная смена стадий происходит под действием процессов, локализующихся вблизи фронта пламени. В экспериментах на порохах с эффективным размером частиц 0.06 и 0.08 см (гидравлический диаметр, вычисляемый по формуле $d_0 = 6V/S$, где V и S – объем и площадь поверхности зерна) процесс завершается переходом горения в нормальную детонацию (скорость детонационной волны около 5 км/с). Для зерен более крупного размера, а также марок пороха с добавкой флегматизатора переход к нормальной детонации отсутствовал.

Переход от конвективного горения со скоростью 450–550 м/с к низкоскоростной детонации со скоростью 900–1500 м/с проявляется в резком увеличении скорости фронта и трансформации профиля давления волны и связан с достижением условий, при которых деформация вещества (схлопывание пор) в уплотненном слое перед фронтом пламени (так называемой “пробке”) способна вызывать экзотермическое превращение пороха. При увеличении размера зерна и введении флегматизатора характеристики волны, при которых происходит этот переход, следующие: максимальное давление в волне и массовая скорость частиц вблизи фронта волны остаются приблизительно постоянными на уровне около 200–250 МПа и 200–220 м/с соответственно. Однако темп роста давления уменьшается, а длины переходных участков и размеры зон увеличиваются.

В случае крупнодисперсного пороха с размером зерна 0.33 см процесс развивается без видимых проявлений смены стадий и без образования пробки перед фронтом пламени. Даже когда скорость волны достигает 1–2 км/с и более, а давление – нескольких сот МПа, что традиционно относится к области низкоскоростной детонации, по трекам горящих зерен отчетливо видно, что схлопывание пор не имеет никакого отношения к инициированию химической реакции. Следовательно, контролирующая роль сохраняется за теплопередачей к поверхности зерен от нагретых (ударносжатых) газов, заполняющих поры перед фронтом пламени. Такой механизм НСД мы называем “газокомпрессионным”.

В случае мелкодисперсного пороха с размером частиц около 50 мкм наблюдается процесс, который получил название переход горения в детонацию с образованием вторичной волны. В соответствии с этим сценарием переход к детонации происходит после того, как позади лидирующего фронта волны возникнет и быстро догонит его вторичная волна интенсивной химической реакции и высокого давления.

Воспроизвести эти результаты посредством численного моделирования – одна из целей данного исследования.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И КОМПЬЮТЕРНАЯ ПРОГРАММА

Рассмотрим заряд, заполняющий канал цилиндрической оболочки длиной L . Заряд состоит из цилиндрических зерен пироксилинового пороха, которые могут иметь узкий центральный канал. Предполагаем, что влиянием канала зерна на динамику течения можно пренебречь, а в качестве геометрической характеристики зерна используем его гидравлический диаметр d_0 . Модель основана на положениях механики двухфазной реагирующей среды. Зерна пороха составляют твердую фазу, которая рассматривается как идеальное вязкопластическое тело. Продукты горения вместе с газом, первоначально заполнявшим поры, составляют газовую фазу. Модель учитывает движение газа по порам, конвективную передачу тепла от газа к поверхности пор, уплотнение (уменьшение пористости) и течение твердой фазы, а также расширение канала оболочки под действием возникающих напряжений и вязкопластический разогрев твердой фазы при схлопывании пор. Зажигание пороха на поверхности пор происходит, когда в результате нагрева температура поверхности достигает заданной температуры воспламенения. Горение пороха происходит по наружной поверхности зерен с объемной скоростью, равной произведению поверхности пор на скорость послыонного горения. Все процессы рассматриваются на двух уровнях. Макроуровень составляют уравнения неразрывности, движения, сохранения энергии и состояния для двухфазной среды. Мезоуровень представлен элементарной ячейкой, которая воспроизводит пору и окружающий ее слой пороха. Соответствующее уравнение теплопроводности определяет распределение и вязкопластическую генерацию тепла в слое пороха, окружающем пору.

В приближении квазиодномерной модели с плоским фронтом уравнения макроуровня имеют вид

$$\partial(S\rho_g\phi)/\partial t + \partial(S\rho_g\phi U_g)/\partial x = \dot{S}M, \quad (1)$$

$$\partial(S\rho_k(1-\phi))/\partial t + \partial(S\rho_k(1-\phi)U_k)/\partial x = -\dot{S}M, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial(S\rho_g\phi U_g)/\partial t + \partial(S\rho_g\phi U_g^2)/\partial x + S\phi\partial P/\partial x = \\ = \dot{S}MU_k - S\dot{F}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \partial(S\rho_k U_k(1-\phi))/\partial t + \partial(S(\rho_k U_k + \sigma)(1-\phi))/\partial x + \\ + S(1-\phi)\partial P/\partial x = S\dot{F} - \dot{S}MU_k, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \partial(S\rho_g\phi E)/\partial t + \partial(S\phi U_g\rho_g E)/\partial x + \partial(S\phi U_g P)/\partial x + \\ + P\partial S\phi/\partial t = -\dot{S}\dot{F}U_k + S\dot{Q}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$P = (\gamma - 1)e\rho_g + P_1(\rho_g) + P_2(\rho_g), \quad (6)$$

$$\rho_k = \rho_{k0} \left\{ 1 + \frac{n[P + \sigma(1-\phi)]}{K} \right\}^{1/n}, \quad (7)$$

$$\sigma = \sigma_0(\phi) + \frac{4\mu_k}{3\phi} \frac{\partial U_k}{\partial x}. \quad (8)$$

Здесь индексы “ g ” и “ k ” относятся к газовой и твердой фазам, x – координата вдоль заряда, t – время, S – площадь поперечного сечения канала оболочки, ϕ – пористость (доля объема, занимаемая газом), ρ – плотность, P – давление в газе, U – скорость течения, σ – межгранулярное напряжение, μ – вязкость, $E_g = e_g + U_g^2/2$ и e_g – полная и внутренняя энергия газа, \dot{M} и \dot{Q} – интенсивности межфазного обмена массой и энергией, связанные с регрессией (горением) твердой фазы и конвективной теплопередачей, \dot{F} – интенсивность межфазного трения. Уравнение состояния газовой фазы (уравнение (6) записано в форме JWL, а уравнение состояния твердой фазы (уравнение (7) – в форме Мурнагана [15]. Формула (8) для межгранулярного напряжения (8) включает два слагаемых, которые отвечают за пластические и вязкие составляющие. Величина $\sigma_0(\phi)$ есть известная функция пористости. При небольших давлениях, пока $P < \sigma_0(\phi_0)$, где ϕ_0 – начальная пористость заряда, твердая фаза не деформируется и, следовательно, $U_k = 0$.

Для расчета межфазного обмена используются обычные формулы [16], обобщающие эмпирические данные по газопроницаемости и конвективному теплообмену в пористых слоях и скорости послыонного горения пороха. Последняя величина выражается в виде степенной зависимости от давления. Формулы межфазного обмена включают два дополнительных параметра. Первый – диаметр пор, связанный с пористостью соотношением $d_p = d_{p0}(\phi/\phi_0)^{1/2}$, где начальный диаметр пор задается формулой: $d_{p0} = 2\phi_0 d_0/3(1-\phi_0)$.

Другой параметр – это момент начала горения пороха, который определяется условием достижения на поверхности пор заданной температуры воспламенения T_{ig} . Чтобы найти это условие, используется уравнение теплопроводности (11), которое устанавливает распределение и генерацию тепла в элементарной ячейке (т.е. на мезоуровне) и решается в подвижных границах $d_p/2 \leq r \leq b$:

$$\begin{aligned} \partial(T_k)/\partial t + U_k\partial(T_k)/\partial x + W_k\partial(T_k)/\partial r = \\ = \kappa_k[\partial^2 T_k/\partial r^2 + (2\partial T_k/\partial r)/r] + \frac{12\mu_k W_k^2}{\rho_k c_k r^2} - \frac{\sigma_0 W_k d_p^2}{2\rho_k c_k r^3}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь T_k – температура, распределенная по радиусу r свода ячейки; b – радиус внешней границы

ячейки, который определяется из очевидных геометрических соотношений; W_k – скорость изменения радиуса поры в процессе деформации пористого слоя (схлопыванием пор) под действием возникающих нагрузок,

$$W_k = \frac{d_p^3}{24\phi r^2} \frac{\partial U_k}{\partial x}. \quad (10)$$

Уравнение (1) решается в следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} \partial T_k / \partial r &= 0 \text{ при } r = b, \\ \lambda_k \partial T_k / \partial r &= \alpha(T_g - T_{ks}) \text{ при } r = d_p/2. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь λ – коэффициент теплопроводности пороха, а α – коэффициент теплообмена, вычисляемый с помощью обычной формулы, содержащей критерии Нуссельта и Рейнольдса [16].

Наконец, при расчете изменений площади поперечного сечения заряда S для радиуса канала оболочки R используется уравнение

$$\rho_w H_0 (R_0 + H_0/2) \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} = \begin{cases} R(P + \sigma(1 - \phi) - P_w), \\ 0, \quad P + \sigma(1 - \phi) < P_w, \end{cases} \quad (12)$$

где

$$S = \pi R^2/4, \text{ а } P_w = \sigma_w \ln(1 + H_0/R_0).$$

Условия инициирования существенно влияют на картину переходного процесса. В экспериментах в зависимости от целей исследования применяются инициирующие средства различного вида и мощности. В данной модели использованы два способа инициирования. Согласно первому способу, который назовем “мягким” инициированием, в начальный момент времени небольшая часть заряда длиной L_0 , примыкающая к левому торцу оболочки, начинает гореть на поверхности пор. Этот способ воспроизводит режимы инициирования с использованием спирали накаливания, введенной в канал оболочки, или наружного нагревателя, размещаемого на торце и части боковой поверхности оболочки. Условия инициирования можно изменять за счет длины L_0 . Начальные условия для уравнений макроуровня имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{при } t = 0: U_g = U_k = 0, \quad P = P_0, \quad e = e_0, \quad \rho_k = \rho_{k0}, \\ R = R_0, \quad \phi = \phi_0 \text{ для } x \in [0, L]; \end{aligned}$$

кроме того, $T_k = T_{ig}$ на участке $[0, L_0]$ и $T_k = T_0$ в остальных точках по длине заряда. Граничные условия отвечают непроницаемым торцам оболочки.

При втором способе, который назовем “жестким” инициированием, заряд поджигается потоком горячих газов, вдуваемых через левый торец. Способ воспроизводит в той или иной мере инициирующие воздействия, создаваемые пороховы-

ми инициирующими устройствами, газовой детонацией, лазерным импульсом и т.д. Условия инициирования можно изменять в широком диапазоне, варьируя энергию, плотность потока и продолжительность вдува газов.

Задача решалась численно с использованием неявной разностной схемы с матричной прогонкой и расщеплением на макро- и мезоуровни. Расчетная сетка по длине заряда, однородная в начальный момент времени, трансформировалась в ходе вычислений, сгущаясь в зонах, где градиенты переменных возрастали, и разреживаясь там, где они уменьшались. Расчетная сетка по толщине свода ячейки на мезоуровне была привязана к внутренней границе ячейки и имела шаг, который увеличивался по закону геометрической прогрессии при удалении от этой границы. Более подробно метод вычислений излагается в [12, 16].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Входные параметры задачи, которые использовались для проведения расчетов, можно условно разбить на две группы. Теплофизические характеристики пороха и продуктов его горения (включая теплоту горения e_p), в качестве которых взяты общепринятые значения, используемые при моделировании (см., например, [16]), а также значения $\mu_k = 600$ Пз, $T_{ig} = 550$ К, и коэффициенты в формуле $\sigma_0(\text{МПа}) = 120 \ln(0.44/\phi)$, аппроксимирующие результаты опытов по уплотнению навесок зернового пороха на прессе, не изменялись в расчетах. Другую группу составляют параметры, которые варьировались в данном исследовании (диаметр зерна, начальная пористость заряда ϕ_0 , константа B в законе скорости послыонного горения $u_p = BP$, условия инициирования, размеры заряда и материал оболочки). Ниже, рассматривая различные варианты расчета, мы будем указывать лишь изменяемые параметры.

На рис. 1–5 приведены результаты расчета для варианта, который воспроизводит горение заряда насыпной плотности из пороха марки ВТ, имеющего зерна размером 0.08 см и помещенного в стальную оболочку. Для расчета использована версия модели с “мягким” режимом инициирования. Представлены пространственные профили основных характеристик течения в различные моменты времени (рис. 1–3), а также траектория фронта пламени (рис. 4, кривая 1) и диаграмма роста максимального давления (рис. 5, кривая 1). Видно, что конвективное горение в своем развитии проходит два этапа. На первом этапе скорость конвективного горения (наклон кривых на рис. 4) быстро растет, достигая 250–300 м/с. Одновременно на участке заряда, охваченном горением, происходит экспоненциальный рост давления. На втором этапе скорость конвективного горения слабо изменяется, несмотря на продолжаю-

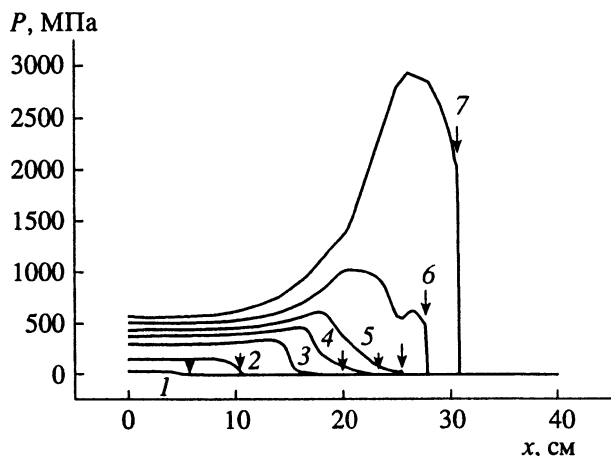


Рис. 1. Эволюция во времени пространственного профиля давления в газе для варианта $d_0 = 0.08$ см, $\phi_0 = 0.42$. Время в мс: 0.47 (1), 0.63 (2), 0.74 (3), 0.78 (4), 0.8 (5), 0.82 (6), 0.84 (7). Кривые 1 и 2 относятся к стадии конвективного горения, кривые 3–5 – к первой фазе НСД. Стрелки указывают положение фронта воспламенения.

щийся быстрый рост давления в зоне горения, а перед фронтом пламени формируется “пробка” из уплотненного материала; пористость в “пробке” продолжает снижаться по мере развития процесса.

Пространственный профиль давления поначалу имеет вид ступеньки, к которой спереди примыкает участок нарастающего давления. На этом участке недалеко от вершины располагается фронт пламени. По мере развития процесса высота ступеньки и крутизна участка нарастания давления растут. На втором этапе на профиле давления появляется “горб”. После того, как максимум давления в горбе достигнет 240 МПа, а скорость течения частиц материала в пробке перед фронтом пламени – 230 м/с, конвективное горение завершается и возникает НСД. При этом фронт пламени перемещается к лидирующей кромке “пробки”.

Переход от конвективного горения к НСД четко проявляется характерным изломом траектории фронта пламени, которому соответствует изменение скорости пламени от 500 до 900 м/с. Однако на диаграмме максимального давления нет никаких видимых следов смены стадий.

Развитие НСД также можно условно разбить на две фазы. На первом этапе после зарождения волна распространяется, медленно ускоряясь. Так, к моменту времени 0.82 мс, которому на рис. 1–3 отвечает кривая 6, волна НСД, пройдя по заряду около 14 см, достигает скорости около 1700 м/с. Постепенно формируется профиль давления с пиком треугольной формы, максимальное давление в пике растет, достигая 1 ГПа и более. На втором этапе, имеющей гораздо меньшую длительность, темп роста давления в пике увеличивается в де-

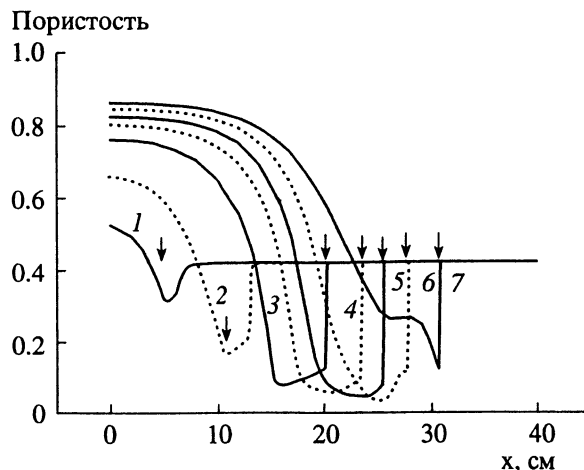


Рис. 2. Эволюция во времени пространственного профиля пористости для варианта $d_0 = 0.08$ см, $\phi_0 = 0.42$. Обозначения те же, что и на рис. 1.

сятки раз, формируется профиль давления, напоминающий профиль детонационной волны, и скорость волны резко повышается. Однако анализ заключительного этапа, когда формируется стационарная детонационная волна, выходит за рамки данной работы.

Влияние размера зерна анализировали, сохраняя постоянным отношение длины воспламененного участка к диаметру зерна: $L_0/d_0 = 20$. Оказалось, что при размере зерна менее 0.08 см картина переходного процесса сохраняется, однако время и расстояние, проходимое фронтом горения на каждой стадии, уменьшаются. В случае более крупных зерен диаметром 0.18 и 0.33 см становится заметным эффект расширения оболочки, и расчеты демонстрируют стабилизацию процесса

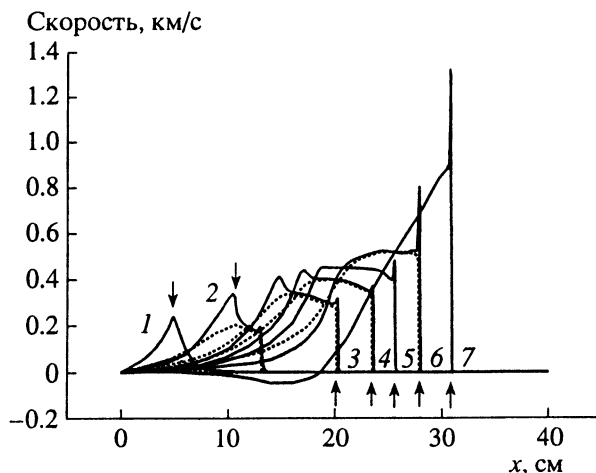


Рис. 3. Эволюция во времени пространственных профилей скоростей газа (сплошные линии) и твердой фазы (штриховые линии) для варианта $d_0 = 0.08$ см, $\phi_0 = 0.42$. Обозначения те же, что и на рис. 1.

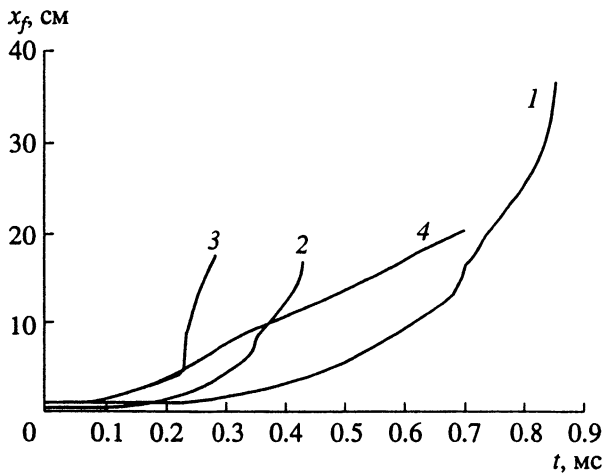


Рис. 4. Траектории фронта воспламенения для различных вариантов: 1 – $d_0 = 0.08$ см, $\phi_0 = 0.42$; 2 – $d_0 = 0.04$ см, $\phi_0 = 0.42$; 3 – $d_0 = 0.08$ см, $\phi_0 = 0.2$; 4 – $d_0 = 0.08$ см, $\phi_0 = 0.2$ (оболочка из пластика).

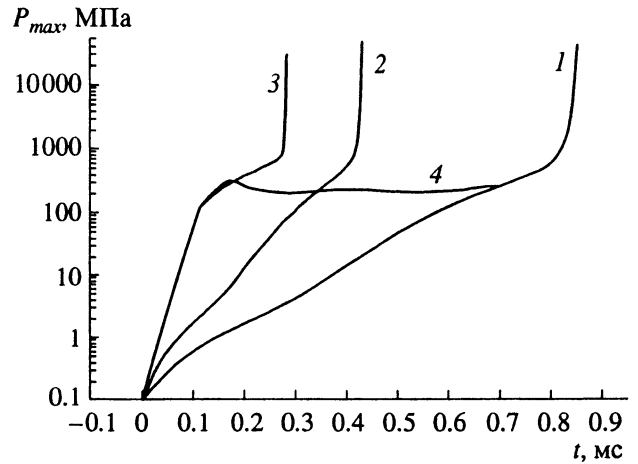


Рис. 5. Изменение во времени максимального давления в волне горения для различных вариантов. Обозначения те же, что и на рис. 4.

на стадии НСД даже в случае прочной стальной оболочки.

Влияние диаметра зерна на характеристики конечной фазы конвективного горения показано в табл. 1. В соответствующих столбцах даны ширина фронтального участка на пространственном профиле давления (\bar{h}), ее отношение к начальному диаметру пор; расстояние (L_{LVD}), пройденное фронтом к моменту перехода в НСД, скорость частиц на фронте пламени (U_{max}), максимальное давление газа (P_{max}), минимальное значение пористости в пробке перед фронтом пламени (ϕ_{min}) и скорость конвективного горения (W) – все непосредственно к моменту перехода в НСД. Видно, что уменьшение диаметра зерна приводит к пропорциональному уменьшению \bar{h} и L_{LVD} , тогда как параметры \bar{h}/d_{p0} , U_{max} , W , а также давление P_{max} почти не изменяются.

Заряды с крупным зерном обнаруживают различие в механизме НСД. Образование “пробки” уплотненного материала перед фронтом пламени на стадии конвективного горения принято счи-

тать характерным элементом рассматриваемого процесса, определяющим возникновение и распространение НСД [1, 6]. “Пробка” образуется потому, что пластическая волна сжатия, вызывающая уплотнение заряда за счет уменьшения объема пор, распространяется с более высокой скоростью, чем фронт пламени. Однако, как показывают оценки, в зарядах насыпной плотности скорости конвективного горения и пластической волны близки по величине, и достаточно небольших изменений, чтобы скорость фронта оказалась выше скорости волны уплотнения. То, к каким последствиям это приводит, иллюстрируют результаты расчета для варианта с размером зерна 0.33 см. В этом случае из-за более высокой скорости конвективного горения “пробка” не образуется, а траектория фронта пламени не имеет характерного излома, который в случае зерен меньшего размера соответствует смене стадий. Сравнивая рис. 6 и 7, можно видеть, что в случае зерна размером 0.33 см структура фронта НСД изменяется таким образом, что воспламенение материала происходит без участия схлопывания пор (при низкой массовой скорости зерен и пори-

Таблица 1. Результаты расчетов для конечной фазы конвективного горения

ρ_0 , г/см ³	ϕ_0	d_0 , см	\bar{h} , см	\bar{h}/d_{p0}	U_{max} , км/с	P_{max} , МПа	W , км/с	ϕ_{min}
1.28	0.2	0.06	0.14	14	0.2	480	0.28	0.05
1.12	0.3	0.06	0.34	20	0.22	320	0.42	0.08
0.93	0.42	0.06	0.68	22	0.24	220	0.55	0.14
0.93	0.42	0.08	0.8	20	0.26	230	0.55	0.12
0.93	0.42	0.18	1.9	21	0.25	240	0.6	0.13
0.93	0.42	0.005	0.04	17	0.29	250	0.62	0.11

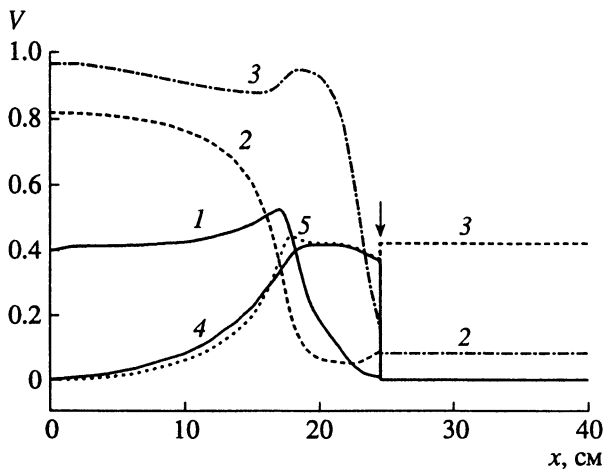


Рис. 6. Структура фронта волны НСД для варианта $d_0 = 0.08$ см, $\phi_0 = 0.42$ в момент времени 0.74 мс. Зависимые переменные: 1 – давление в газе в ГПа, 2 – пористость, 3 – безразмерная энергия газа e/e_p , 4 – скорость частиц в км/с, 5 – скорость газа в км/с. Стрелка указывает положение фронта воспламенения.

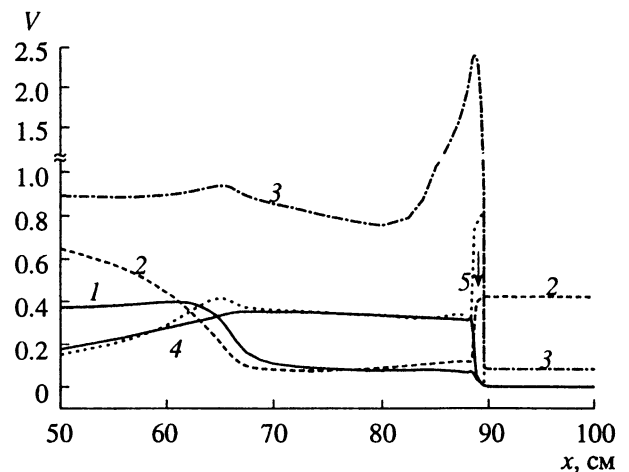


Рис. 7. Структура фронта волны НСД для варианта $d_0 = 0.33$ см, $\phi_0 = 0.42$ в момент времени 6.06 мс. Обозначения те же, что и на рис. 6.

стости, близкой начальной) за счет конвективной передачи тепла от ударно-сжатого и сильно разогретого газа. Этот механизм НСД получил название “газокомпрессионного”. Ниже мы вернемся к нему и обсудим более подробно.

Уменьшение начальной пористости заряда действует почти аналогично уменьшению размера зерна, развитие процесса ускоряется на стадии конвективного горения благодаря более быстрому росту давления в зоне горения. Как показывают результаты расчетов, приведенные в табл. 1, чем меньше начальная пористость, тем меньше размеры \bar{h} и L_{LVD} и скорости U_{max} и W , тогда как давление P_{max} возрастает. Что касается стадии НСД, то здесь наблюдается отличие, которое иллюстрируется кривой 3 на рис. 4 и состоит в том, что фронт НСД возникает на заметном расстоянии перед фронтом конвективного горения на передней кромке “пробки”. Из-за того, что в зарядах уменьшенной пористости скорость пластических волн выше, чем в зарядах насыпной плотности, к моменту перехода толщина “пробки” оказывается больше, что и объясняет наблюдаемый эффект.

Влияние начальной пористости, размера зерна и константы скорости послыонного горения можно представить в обобщенном виде, введя безразмерные переменные, в которых в качестве масштабов длины и времени используются начальный диаметр пор и характерное время t_0 . Последняя величина определяется темпом роста давления в условиях пиростатики и вычисляется по формуле $t_0 = d_{p0}/4Vf\rho_{k0}$, где f – сила пороха.

Пример траекторий фронта пламени в безразмерных переменных приведен на рис. 8. Для заря-

дов насыпной плотности характерное значение длины участка перехода в безразмерных единицах составляет около 350, завершение стадии НСД (при условии, что эффект расширения оболочки не существен) достигается на длине около 700. Для зарядов с уменьшенной пористостью первая величина несколько снижается (примерно до 250), а вторая возрастает (примерно до 900). Значения свыше 1100, достигнутые на кривой 3, получены для НСД, стабилизированной за счет расширения оболочки.

Влияние оболочки определяется ее способностью ограничивать боковое расширение заряда и связано прежде всего с ее прочностными свойст-

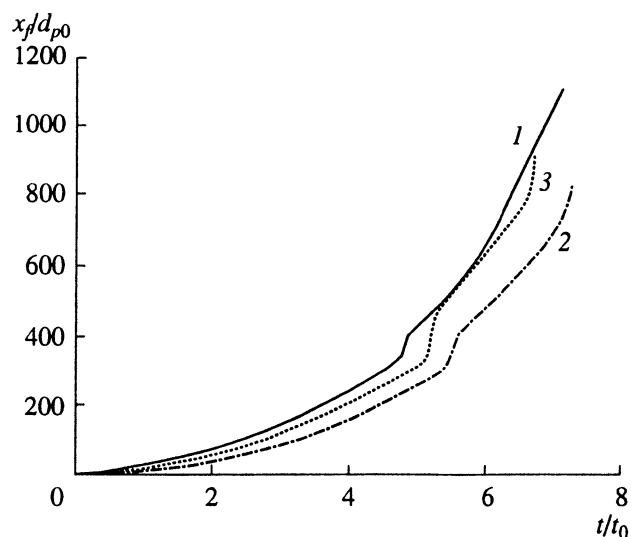


Рис. 8. Траектории фронта воспламенения в безразмерных переменных для вариантов с начальной пористостью 0.42 и разным размером частиц (в см): 1 – 0.18, 2 – 0.04, 3 – 0.005.

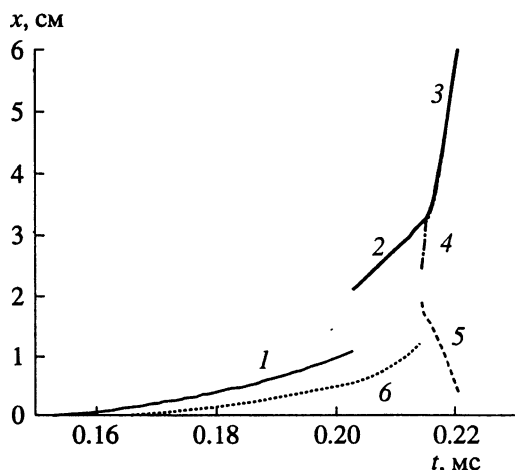


Рис. 12. Траектории фронтов при ПГД с образованием вторичной волны. Вариант с $d_0 = 50$ мкм, $\phi_0 = 0.35$ и “жестким” инициированием: 1 – фронт конвективного горения, 2 – фронт НСД со скоростью 930 м/с, 3 – фронт нормальной детонации со скоростью 6 км/с, 4 – передний фронт вторичной волны, 5 – фронт вторичной волны, бегущий в обратном направлении со скоростью около 2.5 км/с, 6 – граница полости.

догоняет фронт волны и вызывает нормальную детонацию.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Отметим прежде всего, что результаты численного моделирования, приведенные выше, в целом правильно воспроизводят основные черты переходного процесса, наблюдаемые в эксперименте на зернистых пироксилиновых порохах, включая особенности сценария, характеристики и эволюцию рассматриваемых стадий и влияние основных свойств заряда и параметров оболочки. Согласно, которое наблюдается для стадии конвективного горения, включая условия перехода от конвективного горения к НСД, можно оценить, сравнивая расчетные данные и результаты экспериментов, которые приведены в табл. 1 и 2, соот-

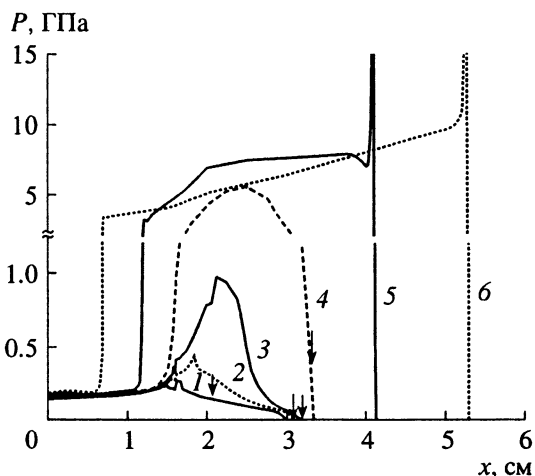


Рис. 13. Эволюция пространственного профиля давления в газе при ПГД с образованием вторичной волны. Тот же вариант, что и на рис. 10. Время в мс: 0.2 (1), 0.214 (2), 0.2145 (3), 0.2155 (4), 0.2175 (5), 0.219 (6).

ветственно. Что касается стадии НСД, то здесь экспериментальные данные более скудны. Расчет правильно предсказывает скорость волны, форму профиля давления и эволюцию волны во времени, хотя в целом расчеты несколько завышают длительность первого этапа, когда скорость волны НСД медленно увеличивается. Другой эффект, наблюдаемый в расчетах и состоящий в том, что в зарядах с уменьшенной начальной пористостью НСД возникает на заметном расстоянии перед фронтом конвективного горения, пока не нашел экспериментального подтверждения.

До сих пор “газокомпрессионный” механизм НСД наблюдали в ограниченных и сильно различающихся условиях в пироксилиновых порохах с крупным размером зерна [14] и при искровом инициировании детонации в тэне и гексогене насыпной плотности [9]. Теоретические исследования [13, 17, 18] оставили открытым вопрос о том, где проходит граница между “газокомпрессион-

Таблица 2. Сводные экспериментальные данные по ПГД в пироксилиновых порохах

Марка пороха	ρ_0 , г/см ³	ϕ_0	d_0 , см	\bar{h} , см	L_{LVD} , см	U_{max} , км/с	P_{max} , МПа	W , км/с
15/1	0.9	0.44	0.33	4	–	–	–	–
6/1	0.93	0.42	0.18	2	23	0.20	~230	0.51
6/1	1.26	0.20	0.18	1.5	–	0.13	370	0.35
4/1фл	0.94	0.41	0.15	2.5	24	0.20	270	–
ВТ	0.93	0.42	0.08	0.8	13.5	0.21	~230	0.47
ВТ	1.16	0.28	0.08	–	~4.5	–	~350	–
ВУ	0.93	0.42	0.06	0.7	9	0.22	~230	0.54

Примечание. Индекс “фл” – поверхность гранул пороха обработана флегматизирующей добавкой.

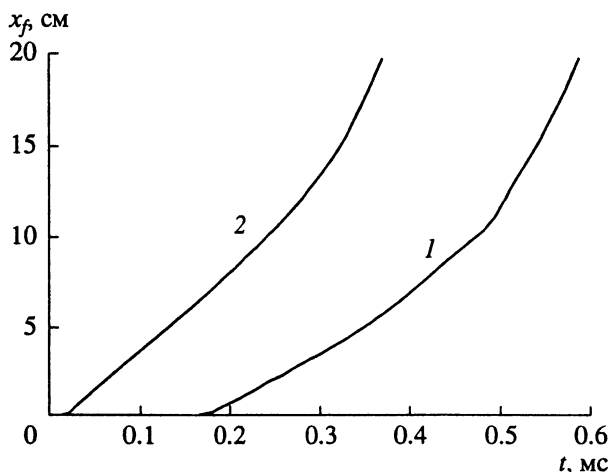


Рис. 9. Траектории фронта воспламенения при жестком варианте инициирования для пороха с $d_0 = 0.08$ см, $\phi_0 = 0.42$. Плотность потока (в $\text{г/см}^2 \cdot \text{с}$) и продолжительность (в мс) вдува горячих газов, генерируемых при сгорании инициатора: 1 – 5.0 и 0.4, 2 – 15 и 0.05.

вами. Замена стальной оболочки на пластиковую делает эффект расширения оболочки столь существенным, что позволяет предотвратить возникновение НСД. В примере, который приведен на рис. 4 и 5 (кривые 4), развитие процесса стабилизируется на стадии конвективного горения при скорости фронта около 310 м/с и максимальном давлении около 200 МПа.

Влияние условий инициирования горения заряда рассмотрим, перейдя от “мягкого” инициирования к “жесткому” инициированию потоком горячих газов, вдуваемых через левый торец. Результаты расчетов для “жесткого” инициирования для заряда насыпной плотности с зерном 0.08 см приведены на рис. 9–11. Оказалось, что, варьируя плотность потока и продолжительность вдува газов, можно получить либо процесс, который по картине и характеристикам почти не отличается от того, который наблюдался при “мягком” способе инициирования (рис. 9 (кривая 1) и рис. 10), либо процесс, развивающийся по газокompрессионному механизму (рис. 9 (кривая 2) и рис. 11).

Наконец, в варианте с инициированием потоком газов, когда размер зерна был уменьшен до 50 мкм, удалось получить переходный процесс, который воспроизводит сценарий перехода в детонацию с образованием вторичной волны. Результаты расчетов приведены на рис. 12 и 13. Особенности возникают уже на начальной фазе процесса, когда в результате вдува инициирующих газов вблизи воспламеняемого торца заряда образуется область повышенного давления, под действием которого возникает движение твердой фазы, приводящее к уплотнению порохового слоя вниз по потоку и образованию полости (области с

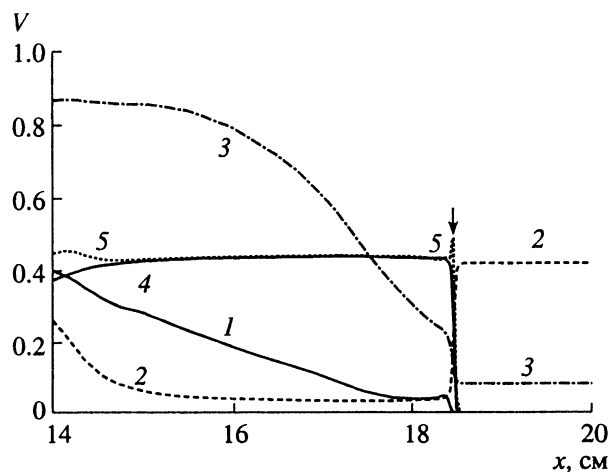


Рис. 10. Структура фронта волны НСД для варианта 1 рис. 9 при $t = 0.79$ мс, $X_f = 18.45$ см, $D = 1.25$ км/с. Зависимые переменные: 1 – давление в газе в ГПа, 2 – пористость, 3 – безразмерная энергия газа e/e_p , 4 – скорость частиц в км/с, 5 – скорость газа в км/с. Стрелка указывает положение фронта воспламенения.

низкой концентрацией зерен пороха) у торца. Из-за оттока в эту полость продуктов горения воспламенившихся пороховых зерен, последующий рост давления оказывается существенно медленнее, чем при “мягком” инициировании. Соответственно, оказывается ниже и скорость конвективного горения. Сравнительно медленный рост давления продолжается и после перехода к НСД до тех пор, пока слой зерен пороха, охваченный горением, не станет достаточно протяженным, так чтобы сток газов в полость перестал играть стабилизирующую роль. После этого темп роста давления в слое вблизи полости резко возрастает и возникает вторичная волна давления, которая

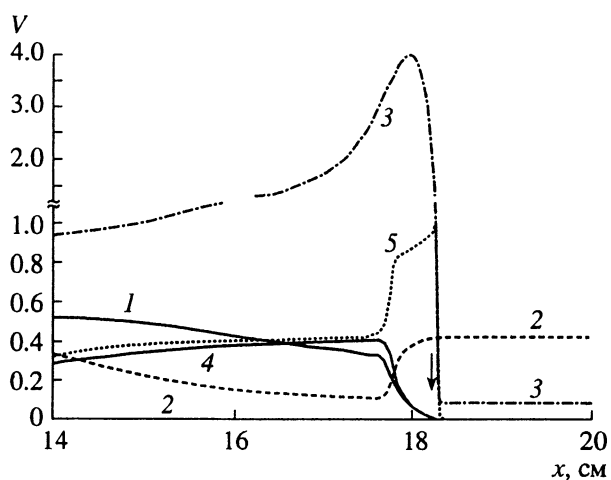


Рис. 11. Структура фронта волны НСД для варианта 2 рис. 9 при $t = 0.356$ мс, $X_f = 18.23$ см, $D = 1.25$ км/с. Обозначения те же, что и на рис. 10.

ным” и классическим механизмом НСД, который связан с деформацией твердой фазы в процессе схлопывания пор. Расчеты, выполненные в данной работе, позволяют связать эти условия в единую картину и дают аргументы в пользу более взвешенной позиции, согласно которой “газокомпрессионный” механизм может составить реальную альтернативу классическому механизму НСД для широкого диапазона свойств энергетического материала. Альтернатива отражает двухфазную природу пористого ВВ, в соответствии с которой энергия, необходимая для возбуждения химической реакции, в равной степени может передаваться во фронт волны либо по газовой, либо по твердой фазе. При этом в зависимости от способа переноса энергии изменения затрагивают в основном лишь структуру фронта волны (т.е. профили скоростей газовой и твердой фаз и давления, а также скачок пористости на переднем фронте волны), тогда как при одинаковой скорости волны параметры течения позади фронта оказываются близкими. Для “газокомпрессионного” механизма необходимо, чтобы на предшествующем этапе процесса скорость конвективного горения оказалась выше скорости пластической волны, что зависит как от свойств пористого материала, так и от характера и интенсивности инициирующего импульса. Возможность самопроизвольной смены механизма НСД является одной из задач последующих исследований.

Имеются различные гипотезы образования вторичной волны при ПГД [13], однако ни одна из них не получила пока экспериментальной проверки. До сих пор не удавалось воспроизвести сценарий перехода с образованием вторичной волны методом численного моделирования, поэтому результаты расчетов, представленные выше на рис. 12 и 13 для частиц пороха диаметром 50 мкм, демонстрируют определенный прогресс. В этом примере образование вторичной волны происходит позади фронта НСД в соответствии с одной из выдвинутых ранее гипотез, которая имеет газодинамическую природу и связана со стабилизирующей ролью полости, примыкающей к сравнительно тонкому слою горящих частиц у инициируемого торца заряда. Рассмотренная картина качественно воспроизводит экспериментальные наблюдения формирования вторичной волны, хотя в экспериментах наблюдалась также и вторичная волна, возникающая на стадии конвективного горения [13]. Очевидно, понадобятся дополнительные исследования (экспериментальные и теоретические), чтобы провести количественное сопоставление.

И, наконец, следует еще раз подчеркнуть, что успех моделирования не снимает вопрос об условиях применимости модели. Результаты работы подтверждают, что если геометрические размеры зерен не изменяются из-за дробления в волне сжатия, то упрощенное описание процессов вос-

пламенения и горения пороха с помощью нескольких эмпирических констант дает адекватную картину применительно к переходному процессу в широком диапазоне условий и свойств системы. Это означает, что ряд сложных эффектов, например, эрозионное и нестационарное горение, влияние давления на условия воспламенения и т.д., скорее всего, удачно компенсируют друг друга и в большинстве ситуаций не нуждаются в учете. Исключение, по-видимому, составляют заряды с порами малого диаметра, в случае которых процесс формирования вторичной волны может встречать кинетические ограничения, связанные с недостаточно высокой скоростью пламенных реакций. В этом случае для получения количественного согласия с экспериментом требуется модификация модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Путем численного моделирования проведен теоретический анализ стадий конвективного горения и низкоскоростной детонации при переходе горения в детонацию применительно к зерненным пироксилиновым порохам в замкнутых цилиндрических оболочках. В расчетах варьировали диаметр зерна, начальную пористость заряда, константу в законе скорости послойного горения, а также условия инициирования, размеры заряда и свойства оболочки. Результаты моделирования находятся в разумном согласии с экспериментальными данными как по особенностям переходного процесса на стадиях конвективного горения и НСД, так и по влиянию варьируемых свойств на характеристики процесса.

2. Расчеты воспроизводят известные сценарии развития переходного процесса. Первый сценарий отводит ведущую роль процессам, которые протекают в “пробке” уплотненного материала, формирующейся перед фронтом пламени на стадии конвективного горения. Особенностью второго сценария является “газокомпрессионный” механизм НСД, когда воспламенение материала не связано с деформацией (схлопыванием) пор (при низкой массовой скорости зерен и пористости, близкой начальной) за счет конвективной передачи тепла от ударно-сжатого и сильно разогретого газа. Наконец, переход по третьему сценарию характеризуется тем, что позади лидирующего фронта формируется мощная вторичная волна;

3. Результаты расчетов, относящихся к “газокомпрессионному” механизму, дают определенный аргумент в пользу того, что этот механизм может иметь более широкое распространение, чем это принято считать до сих пор.

4. Впервые методом численного моделирования удалось воспроизвести формирование вторичной волны при ПГД в заряде из мелкодисперсного

пороха. В рамках данной модели получил подтверждения один из ранее предложенных механизмов, согласно которому данный эффект имеет газодинамическую природу и связан с перераспределением твердой фазы (образованием полостей) на начальном этапе процесса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 00-03-32303а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Беляев А.Ф., Боболев В.К., Коротков А.И. и др.* Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. *Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З.* Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск Изд-во СО РАН, 1999.
3. *Сулимов А.А., Ермолаев Б.С.* // Хим. физика. 1997. Т. 16. № 9. С. 51.
4. *Сулимов А.А., Ермолаев Б.С., Окунев В.А. и др.* // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23. № 6. С. 9.
5. *Сулимов А.А., Ермолаев Б.С., Фотеенков В.А. и др.* // Химическая физика горения и взрыва. Тр. XII симпоз. по горению и взрыву. Ч. 2. Черногловка: ИПХФ РАН, 2000. С. 104.
6. *McAfee J.M., Asay B.W. et al.* // Proc. IX Sympos. (Intern.) on Detonation. ONR, 1989. P. 265.
7. *Мартынюк В.Ф., Сулимов А.А., Чеканов С.В. и др.* // Хим. физика. 1992. Т. 11. № 7. С. 977.
8. *Мартынюк В.Ф., Сулимов А.А., Сукоян М.К.* // Тез. докл. Всесоюз. сем. "Фундаментальные проблемы физики ударных волн". Т. 1. Ч. 1. Черногловка: ОИХФ АН СССР, 1987. С. 46.
9. *Андреев В.В., Лукьянчиков Л.А.* // Физика горения и взрыва. 1974. № 6. С. 912.
10. *Baer M.R., Nunziato J.W.* // Proc. IX Sympos. (Intern.) on Detonation. ONR, 1989. P. 293.
11. *Hsieh T., Kim K.K.* // Proc. IX Sympos. (intern.) on Detonation. ONR, 1989. P. 329.
12. *Беляев А.А., Ермолаев Б.С., Посвянский В.С. и др.* // Хим. физика. 1993. Т. 12. № 5. С. 717
13. *Храповский В.Е., Сулимов А.А., Ермолаев Б.С.* // Хим. физика. 1997. Т. 16. № 11. С. 997
14. *Ермолаев Б.С., Сулимов А.А., Окунев В.А. и др.* // Тез. докл. Всесоюз. сем. "Фундаментальные проблемы физики ударных волн" Т. 1. Ч. 1. Черногловка: ОИХФ АН СССР, 1987. С. 40.
15. *Андреев С.Г., Бабкин А.В., Баум Ф.А. и др.* Физика взрыва. М.: Физматгиз, 2002.
16. *Ермолаев Б.С., Посвянский В.С., Новожилов Б.В. и др.* // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19. № 4. С. 52.
17. *Смирнов Н.Н., Бердюгин А.Г.* // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27. № 4. С. 18.
18. *Андреев В.В., Ершов А.П., Лукьянчиков А.А.* // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 3. С. 89.