

МОДЕЛЬ ДЕТОНАЦИИ ТВЕРДЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ПО ГОМОГЕННОМУ МЕХАНИЗМУ ПРЕВРАЩЕНИЯ

Л. А. Прохницкий

Научно-технический центр артиллерийско-стрелкового вооружения, 03057 Киев, Украина
kba@kba.kiev.ua

Построена двухфазная модель детонации твердых пористых взрывчатых веществ, учитывающая сжатие частиц твердой фазы и присутствие твердого компонента в продуктах детонации. Численно исследован гомогенный механизм детонации, основанный на реакции аррениусовского типа. Инициатором детонации служит область газов высокого давления и температуры, моделирующая взрыв детонатора. Численным экспериментом подтверждено существование предела по давлению инициирования, ниже которого детонация по гомогенному механизму не возбуждается. Детонационная волна имеет лидирующий фронт, в котором происходят подпрессовка взрывчатого вещества и сжатие газа в поровом объеме до давления $\gtrsim 100$ ГПа без существенного изменения плотности частиц. Затем газ сжимает уже сами частицы до давления и температуры теплового взрыва. В результате за лидирующим фронтом с определенной задержкой следует узкая зона реакции, в которой происходят образование продуктов детонации и связанный с этим новый подъем давления.

Ключевые слова: модель детонации, гомогенный механизм, твердые взрывчатые вещества, численный эксперимент, предел детонации, профиль давления.

ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям [1] детонация твердых взрывчатых веществ (ВВ) осуществляется по гомогенному механизму при условии достаточно мощного инициирующего импульса и начальной плотности выше некоторого порогового значения. При ударном сжатии вещество разогревается до температуры, при которой происходит быстрое объемное разложение со скоростью выделения энергии, необходимой для распространения детонационной волны.

В настоящее время имеется большое количество работ по численному моделированию детонации пористых ВВ (см., например, [2, 3] и приведенную там библиографию), основанных на методах механики многофазных систем. Как правило, в них не используются реальные уравнения состояния продуктов детонации (ПД) и, что совсем непригодно для плотных ВВ, не учитывается сжимаемость частиц твердой фазы. Соответственно, и детонационное превращение ВВ рассматривается исключительно как взрывное горение, когда частицы в зоне реакции детонационной волны воспламеняются и сгорают по поверхности. При таком подходе область применения полученных ре-

зультатов ограничивается газовзвесьями и малоплотными насыпными зарядами.

Целью данной работы является численное исследование детонации плотных прессованных ВВ. Следует сразу оговорить, что в основу модели сознательно положен только гомогенный механизм детонационного превращения, чтобы иметь возможность рассмотреть ряд принципиальных вопросов его реализации в твердых ВВ. Поведение гетерогенной среды ВВ — ПД описывается системой уравнений сжимаемых фаз, различающихся температурами и скоростями течения [4]. Однако попытка использовать для замыкания системы уравнений равенство давлений в фазах в качестве условия совместного деформирования окончилась неудачей. Такой подход приводит, как отмечается в [5], к появлению неустойчивых и нефизичных решений. Поэтому в данной работе разработана и включена в общую схему расчета модель сжатия частиц ВВ, учитывающая разницу давлений в фазах. Кроме того, предложен простой способ учета твердого компонента, присутствующего в ПД плотных ВВ.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим монодисперсную смесь твердых частиц ВВ с несущей фазой, образован-

ной ПД. При описании смеси примем ряд допущений, а именно: частицы имеют сферическую форму, общее количество частиц в смеси остается неизменным, вязкость и теплопроводность несущей фазы проявляются лишь в процессах межфазного взаимодействия. Тогда, следуя [4], запишем систему уравнений двухфазного реагирующего потока в следующем виде:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v_2}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial x} = G, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} = -G, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial x} = -\alpha_1 \frac{\partial p_1}{\partial x} - F + G v_2, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial x} = -\alpha_2 \frac{\partial p_1}{\partial x} - \frac{\partial p_s}{\partial x} + F - G v_2, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1 e_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 e_1 v_1}{\partial x} + p_1 \frac{\partial (\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2)}{\partial x} = \\ = -\frac{\alpha_2 p_1}{\rho_{2t}} \frac{d_2 \rho_{2t}}{dt} + G e_2 - Q + F(v_1 - v_2) + \\ + \frac{G}{2} (v_1 - v_2)^2, \quad (6) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 e_2 v_2}{\partial x} + p_s \frac{\partial v_2}{\partial x} = \frac{\alpha_2 p_1}{\rho_{2t}} \frac{d_2 \rho_{2t}}{dt} - G e_2 + Q, \quad (7)$$

где $d_2/dt \equiv \partial/\partial t + v_2 \partial/\partial x$. В уравнениях (1)–(7) n — число частиц в единице объема; v_1 и v_2 — массовые скорости несущей и твердой фаз соответственно; ρ_1 и ρ_2 — их приведенные плотности, связанные с истинными плотностями ρ_{1t} , ρ_{2t} соотношениями

$$\rho_1 = \alpha_1 \rho_{1t}, \quad \rho_2 = \alpha_2 \rho_{2t}, \quad (8)$$

в которых объемные содержания фаз α_1 и α_2 удовлетворяют условию $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$; e_1 , e_2 — внутренняя энергия несущей и твердой фаз соответственно; p_1 , p_2 — давление в несущей и

твердой фазах соответственно; p_s — эффективное межгранулярное давление; G , F , Q — межфазный обмен массой, импульсом и теплом соответственно.

Уравнения состояния газообразных ПД составляются на основе предложенного в [6] выражения

$$e_{1p} = \frac{\varepsilon_1}{\omega_1 - 6} \left\{ 6 \exp \left[\omega_1 \left(1 - \left(\frac{\rho_{1t}^c}{\rho_{1t}} \right)^{1/3} \right) \right] - \omega_1 \left(\frac{\rho_{1t}}{\rho_{1t}^c} \right)^2 \right\}. \quad (9)$$

С учетом (9) внутренняя энергия несущей фазы, представляющая собой сумму потенциальной и тепловой составляющих, имеет вид

$$e_1 = e_{1p} + [c_V + 0,3R(k-1)]T_1. \quad (10)$$

Давление несущей фазы задается уравнением состояния

$$p_1 = p_{1p} + k \rho_{1t} R T_1, \quad (11)$$

где потенциальное давление, найденное из условия $p_{1p} = \rho_{1t}^2 de_{1p}/d\rho_{1t}$, равно

$$p_{1p} = \rho_{1t} \frac{2\varepsilon_1 \omega_1}{\omega_1 - 6} \left\{ \left(\frac{\rho_{1t}^c}{\rho_{1t}} \right)^{1/3} \times \exp \left[\omega_1 \left(1 - \left(\frac{\rho_{1t}^c}{\rho_{1t}} \right)^{1/3} \right) \right] - \left(\frac{\rho_{1t}}{\rho_{1t}^c} \right)^2 \right\}. \quad (12)$$

В выражениях (9)–(12) c_V — теплоемкость идеального газа при постоянном объеме, R — газовая постоянная, коэффициент k вычисляется по формуле

$$k = \frac{a_3(a_1 + a_2) \exp \varphi - a_1 a_3 + a_1}{(a_1 + a_2) \exp \varphi + a_2 a_3 - a_2}, \quad (13)$$

$$\varphi = (a_1 + a_2 a_3) \frac{\rho_{1t}^f}{\rho_{1t}^c} \left(\frac{T_1^f}{T_1} \right)^{0,3}.$$

Параметры ρ_{1t}^f и T_1^f имеют фиксированные значения 1000 кг/м^3 и 1000 К , в то время как параметры ε_1 , ω_1 , ρ_{1t}^c , c_V , R , a_1 , a_2 , a_3 определяются, вообще говоря, для каждого газообразного компонента ПД в отдельности [6]. В данной работе при выполнении расчетов использовался более простой подход: в зависимости от смысла указанных параметров принимались их

средние молярные или массовые значения по известному составу ПД.

Внутреннюю энергию твердой фазы представим в виде суммы потенциальной, тепловой и химической составляющих:

$$e_2 = e_{2p} + c_2 T_2 + q,$$

где c_2 — теплоемкость ВВ, q — теплота реакции. Потенциальную энергию e_{2p} можно найти по известной кривой изотермического сжатия данного ВВ. Используя для нее аппроксимацию

$$p_{2p} = \rho_{2t}^0 \varepsilon_2 \left\{ \exp \left[\omega_2 \left(1 - \frac{\rho_{2t}^0}{\rho_{2t}} \right) \right] - 1 \right\} \quad (14)$$

(ρ_{2t}^0 — начальная истинная плотность твердой фазы), из условия $e_{2p} = \int p_{2p} d\rho_{2t} / \rho_{2t}^2$ получаем

$$e_{2p} = \frac{\varepsilon_2}{\omega_2} \left\{ \exp \left[\omega_2 \left(1 - \frac{\rho_{2t}^0}{\rho_{2t}} \right) \right] - \right.$$

$$\left. \omega_2 \left(1 - \frac{\rho_{2t}^0}{\rho_{2t}} \right) - 1 \right\}. \quad (15)$$

При записи (14), (15) подразумевается, что начальное состояние твердой фазы отвечает нормальным условиям, при которых потенциальные составляющие давления и энергии равны нулю.

Эффективное межгранулярное давление p_s в данной модели описывает необратимые сдвиговые деформации твердой фазы, связанные с переупаковкой и смятием частиц без изменения их плотности. Для этого давления используем приведенную в [4] зависимость

$$p_s = \begin{cases} \rho_{2t}^0 b_s^2 \alpha_{10} (\alpha_{10} \alpha_1^{-1} - 1), & \alpha_1 \leq \alpha_{10}, \\ 0, & \alpha_1 > \alpha_{10}, \end{cases} \quad (16)$$

где α_{10} — исходная пористость ВВ, b_s — соответствующая ей скорость звука.

Интенсивность фазового перехода определяем по закону Аррениуса [7], который представим в форме

$$G = \rho_2 z \exp \left(-\frac{T_A}{T_2} \right).$$

Предэкспоненциальный множитель z и температура активации T_A являются характеристиками данного ВВ. Силовое и тепловое

взаимодействие фаз задаем с помощью эмпирических зависимостей [4]

$$F = n c_\mu \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_{1t} (v_1 - v_2) |v_1 - v_2|}{2}, \quad (17)$$

$$c_\mu = \begin{cases} c_1 = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4,4^{0,5}}{\text{Re}} + 0,42, & \alpha_2 \leq 0,08, \\ c_2 = \frac{4}{3\alpha_1} \left(1,75 + \frac{150\alpha_2}{\alpha_1 \text{Re}} \right), & \alpha_2 \geq 0,45, \\ \frac{(\alpha_2 - 0,08)c_2 + (0,45 - \alpha_2)c_1}{0,37}, & 0,08 < \alpha_2 < 0,45, \end{cases} \quad (18)$$

$$Q = n \pi d \lambda \text{Nu} (T_1 - T_2), \quad (19)$$

$$\text{Nu} = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re} \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 \text{Re}^{0,67} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re} > 200. \end{cases} \quad (20)$$

Здесь диаметр частиц d определяется из соотношения

$$n \frac{\pi d^3}{6} = \alpha_2; \quad (21)$$

$$\text{Re} = \frac{\rho_{1t} |v_1 - v_2| d}{\mu}, \quad \text{Pr} = \frac{c_p \mu}{\lambda} \quad (22)$$

— числа Рейнольдса и Прандтля; c_p , λ и μ — теплоемкость при постоянном давлении ($c_p = c_V + R$), теплопроводность и вязкость несущей фазы соответственно. На основе данных [4] в модели учтены температурные зависимости теплопроводности и вязкости:

$$\lambda = \lambda_n \left(\frac{T_1}{T_n} \right)^{0,7}, \quad \mu = \mu_n \left(\frac{T_1}{T_n} \right)^{0,5}, \quad (23)$$

где λ_n и μ_n — значения указанных коэффициентов при нормальных условиях, которым соответствуют температура T_n и давление p_n .

МОДЕЛЬ СЖАТИЯ ЧАСТИЦ ВВ

Сжимаемость частиц ВВ под действием ударного нагружения опишем, следуя [8], на основе модели вязкоупругого тела с линейной зависимостью сил трения от скорости внутренних перемещений v_r . Пренебрегая в уравнении движения силами инерции и вводя характерное время релаксации τ , получаем

$$v_r = -\frac{\tau}{\rho_{2t}} \frac{\partial p_r}{\partial r}, \quad (24)$$

где p_r — радиальное распределение давления внутри частицы. Приняв зависимость $v_r \sim r$ и проинтегрировав (24) при постоянной плотности, находим скорость изменения диаметра частицы

$$v_d = -\frac{8\tau(p_1 - p_2)}{\rho_{2t}d}. \quad (25)$$

В соответствии со схемой разделения внутренних сил [4] под p_2 будем понимать шаровую часть тензора напряжений в твердой фазе, которая в отличие от p_s (16) связана с обратимыми деформациями из-за сжатия частиц. В расчетах p_2 определяется по ударной адиабате соответствующего сплошного ВВ. По аналогии с (14) используем аппроксимацию

$$p_2 = \rho_{2t}^0 E_2 \left\{ \exp \left[\omega_2 \left(1 - \frac{\rho_{2t}^0}{\rho_{2t}} \right) \right] - 1 \right\} + p_n.$$

Уравнение для истинной плотности твердой фазы выводим из условия сохранения массы частицы. При этом считаем, что скорость v_d отлична от нуля только на тех участках поверхности частицы, которые находятся в непосредственном контакте с несущей фазой. Тогда

$$\frac{d\rho_{2t}}{dt} = -3 \frac{\Omega}{4\pi} \frac{\rho_{2t} v_d}{d}, \quad (26)$$

где Ω — суммарный телесный угол, в пределах которого происходит сжатие. За относительную площадь контакта фаз примем α_1 , соответственно

$$\Omega = 4\pi\alpha_1. \quad (27)$$

Подставляя (25), (27) в (26), вводя субстанциональную производную и используя условие $\rho_{2t} d^3 = \rho_{2t}^0 d_0^3$ (d_0 — начальный диаметр частиц), получаем

$$\frac{d_2 \rho_{2t}}{dt} = \frac{24\tau\alpha_1(p_1 - p_2)}{(\rho_{2t}^0)^{2/3} d_0^2} \rho_{2t}^{2/3}. \quad (28)$$

После включения (28) в общую схему расчета система основных уравнений становится полностью определенной. Однако, как оказалось, удобнее использовать уравнение для объемного содержания твердой фазы α_2 , которое с учетом (28) принимает вид

$$\frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_2 v_2}{\partial x} = -\frac{\alpha_2}{\rho_{2t}} \frac{d_2 \rho_{2t}}{dt} - \frac{G}{\rho_{2t}}. \quad (29)$$

Похожее по форме уравнение использовалось в [5] при моделировании детонации по механизму взрывного горения. В отличие от (29) оно не переходит в уравнение (3) в предельном случае несжимаемой твердой фазы.

УЧЕТ ТВЕРДОГО КОМПОНЕНТА ПД

До сих пор подразумевалось, что состав ПД ограничивается только газами. Однако известно, что при детонации мощных высокоплотных ВВ выделяется твердый углерод. Для того чтобы учесть присутствие в ПД углерода, следовало бы, строго говоря, рассматривать уже трехфазную систему, что привело бы к существенному усложнению модели. Здесь использован более простой подход, основанный на том, что твердый углерод в зоне реакции детонационной волны выделяется в ультрадисперсной форме и его содержание в ПД невелико. Поэтому можно использовать односкоростное и однотемпературное приближение для несущей фазы в целом. Кроме того, будем считать частицы углерода несжимаемыми. Тогда, как показал проведенный анализ, общий вид уравнений (1)–(7) сохраняется. При этом переменные ρ_1 , v_1 , e_1 по своему смыслу относятся ко всей несущей фазе, представляющей собой смесь газообразных и твердых ПД. Плотность ρ_{1t} , определяемая с помощью (8), характеризует указанную смесь. В том случае, когда важно знать истинную плотность собственно газообразной составляющей несущей фазы, необходимо провести замену $\rho_{1t} \rightarrow \rho_{gt}$ по формуле пересчета

$$\rho_{gt} = \frac{(1 - \xi)\rho_{1t}}{1 - \xi(\rho_{1t}/\rho_C)}, \quad (30)$$

где ξ — массовая доля твердого компонента ПД (определяется по уравнению реакции), ρ_C — кристаллическая плотность твердого компонента.

Сказанное в первую очередь относится к уравнениям (9)–(13). Что касается функций (17)–(23), описывающих взаимодействие с твердой фазой, то представляется вполне допустимым оставить в них в качестве аргумента ρ_{1t} , вкладывая в c_p , λ и μ смысл параметров, характеризующих осредненные свойства несущей фазы.

В довершение предложенной схемы рассмотрения твердых ПД следует в рамках уравнения (6) учесть их вклад в тепловую составляющую внутренней энергии несущей фазы. Тогда в приближении постоянной теплоемкости твердого компонента c_C выражение (10) преобразуется к виду

$$e_1 = e_{1p} + \{(1 - \xi)[c_V + 0,3R(k - 1)] + \xi c_C\}T_1.$$

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ПРОЦЕДУРА

Изложенная выше общая модель реализована в программе расчета параметров детонации твердых пористых ВВ. Она позволяет моделировать все стадии формирования и развития детонационной волны от момента инициирования до режима стационарного распространения.

Численный алгоритм, положенный в основу программы, был разработан и использован автором для исследования газодинамических эффектов во внутренней баллистике артиллерийского орудия [9]. В соответствии с выбранным шаблоном вся расчетная область $0 \leq x \leq L$ разбивается на ячейки, размер которых во время вычислительного процесса остается неизменным. В крайних узлах ячеек вычисляются массовые скорости v_1, v_2 . Все остальные переменные, являющиеся скалярами, определяются в центральных узлах ячеек. Дискретизация уравнений по пространственной координате осуществляется методом конечных разностей. При этом в выражения для конвективных потоков искусственно вводятся диссипативные добавки, пропорциональные градиентам искомых величин — плотности, массовой скорости, температуры и т. п. На завершающем этапе дискретизации выполняется предельный переход к нулевым значениям диссипативных коэффициентов. В результате такой процедуры получаются уравнения в конечных разностях, по форме подобные уравнениям метода разностей против потока [10]. Нестационарные конечно-разностные уравнения решаются неявным методом Эйлера, что приводит к системе нелинейных алгебраических уравнений, решение которой, в свою очередь, находится итерационным методом. Одно из преимуществ алгоритма состоит в том, что на каждом временном слое все неотрицательные величины, такие, например, как плотность и температура, определяются из положительно опреде-

ленных выражений. Благодаря этому достигается высокая устойчивость алгоритма, достаточная для моделирования ударных и детонационных волн большой интенсивности.

Вычислительная погрешность результатов, обсуждаемых ниже, контролировалась точностью выполнения законов сохранения на каждом шаге по времени. В данной модели возможность такого контроля обеспечена граничными условиями $v_1 = 0, v_2 = 0$ при $x = 0, L$ и $t \geq 0$.

Иницирование ВВ моделируется «идеальным» детонатором, продукты взрыва которого в начальный момент времени $t = 0$ занимают слой шириной l , прилегающий к границе $x = 0$. Твердая фаза в этом слое практически отсутствует, давление и температура равны p_d и T_d соответственно. В основной части расчетной области двухфазная среда неподвижна и находится в нормальных условиях. Таким образом, начальное состояние системы при $t = 0$ задается условиями

$$v_1 = 0, v_2 = 0,$$

$$\alpha_1 \rightarrow 1, p_1 = p_d, T_1 = T_d, \quad (31)$$

$$\alpha_2 \rightarrow 0, d = d_0, p_2 = p_n, T_2 = T_n \quad (0 \leq x < l),$$

$$\alpha_1 = \alpha_{10}, p_1 = p_n, T_1 = T_n, \alpha_2 = 1 - \alpha_{10}, \\ d = d_0, p_2 = p_n, T_2 = T_n \quad (l \leq x \leq L). \quad (32)$$

Соответствующие условиям (31), (32) плотности, характеризующие несущую фазу, находятся из уравнения состояния (11) совместно с (12), (13) и из уравнения (30).

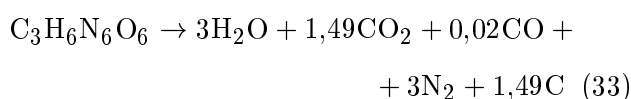
В данной работе взаимодействие детонационной волны с границей $x = L$ не рассматривалось — расчет прекращался до этого момента. Погрешности вычислений общего количества частиц ВВ и массы смеси практически равнялись нулю — отличия от исходных значений возникали в 12-м, 13-м знаке после запятой. Относительная погрешность суммарной энергии монотонно возрастала и к концу вычислений составляла $\approx 1\%$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты выполнены для ВВ со свойствами, близкими гексогену, с начальной плотностью частиц $\rho_{2t}^0 = 1820$ кг/м³ и пористостью $\alpha_{10} = 0,121$, что соответствует плотности 1600 кг/м³ прессованного ВВ. Общая

длина заряда 100 мм, из них в начальный момент времени продукты взрыва детонатора занимали слой толщиной 5 мм.

Для параметров, характеризующих несущую фазу, были выбраны следующие значения: $\varepsilon_1 = 636$ кДж/кг, $\omega_1 = 10,7$, $\rho_{1t}^c = 1115$ кг/м³, $c_V = 1500$ Дж/(кг·К), $R = 306$ Дж/(кг·К), $a_1 = 0,2$, $a_2 = 0,27$, $a_3 = 7,02$, $\xi = 0,08$. Их определяли на основе реакции разложения плотного гексогена [11]



и данных для газов, приведенных в [6]. Свойства углерода, содержащегося в ПД, задавались средними между графитом и алмазом: $\rho_C = 3000$ кг/м³, $c_C = 2500$ Дж/(кг·К). Теплопроводность и вязкость несущей фазы при нормальных условиях: $\lambda_n = 3,75 \cdot 10^{-2}$ Дж/(м·с·К), $\mu_n = 2,4 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с).

Для твердой фазы приняты следующие параметры: $c_2 = 2500$ Дж/(кг·К), $q = 5,5$ МДж/кг, $\varepsilon_2 = 494,5$ кДж/кг, $E_2 = 1044$ кДж/кг, $\omega_2 = 8$, $b_s = 2400$ м/с, $z = 3,16 \cdot 10^{18}$ с⁻¹, $T_A = 23917$ К, $d_0 = 10^{-4}$ м, $\tau = 7,6 \cdot 10^{-10}$ с. Давление и температура при нормальных условиях: $p_n = 0,1$ МПа, $T_n = 300$ К.

Детонация инициировалась продуктами взрыва детонатора, давление которых в начальный момент $p_d = 31$ ГПа, а температура $T_d = 4000$ К. Ниже указанного давления получить устойчивое численное решение путем уменьшения шага по времени не удавалось. При давлениях 10,4 ГПа и ниже решение опять становилось устойчивым, но уже без детонации. Очевидно, наблюдаемая вычислительная неустойчивость является следствием физической неустойчивости, обусловленной переходом через порог возникновения детонации.

На рис. 1 представлены профили давления и температуры ПД на различных стадиях формирования детонационной волны, распространяющейся вдоль заряда. На начальном этапе область высокого давления, занятая продуктами взрыва детонатора (кривая 1), расширяется (кривая 2) и сминает близлежащий слой ВВ без существенного изменения плотности частиц. Это приводит к резкому росту давления и температуры газа в поровом объеме. После этого с некоторой задержкой происходят сжатие частиц газовым окружением и их разогрев до температуры теплового взрыва. Возникающая

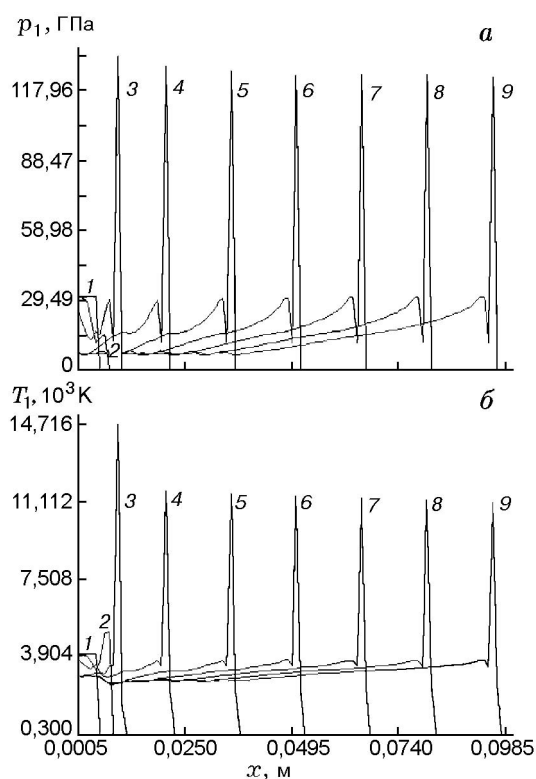


Рис. 1. Профили давления (а) и температуры (б):

t , мкс: 1 — 0, 2 — 0,31, 3 — 0,70, 4 — 2,01, 5 — 3,77, 6 — 5,51, 7 — 7,24, 8 — 8,97, 9 — 10,7

детонационная волна проходит стадию установления (кривые 3–5), которая характеризуется повышенным давлением на фронте детонации, после чего наблюдается стационарный режим распространения (кривые 6–9). Фронт детонационной волны представляет собой узкую зону сжатых газовых включений, давление и температура которых превышают 100 ГПа и 10000 К. Это давление разгружается на твердую фазу (провал на кривых давления), вызывая быстрое разложение ВВ и связанный с этим повторный подъем давления до 31 ГПа. Собственно, это и есть давление ПД, выделившихся в результате детонационного превращения. Последующий спад давления обусловлен расширением ПД. Температура ПД согласно рис. 1, б составляет 3700 К.

Особенности структуры детонационной волны отчетливо видны при рассмотрении ее прохождения через заданное сечение ВВ. На рис. 2, 3 показано изменение во времени давления p_1 и интенсивности образования ПД в сечении с $x = 80$ мм. Фронт детонации (см. рис. 2)

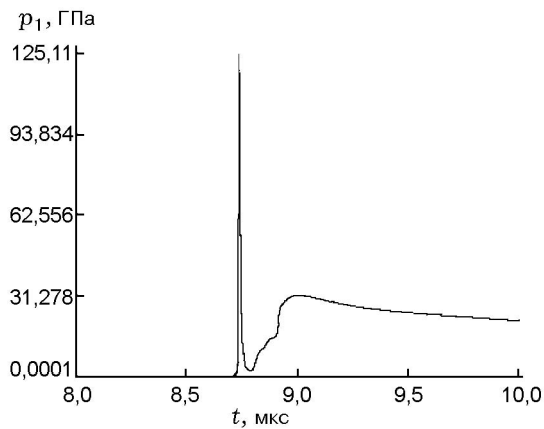


Рис. 2. Зависимость давления от времени

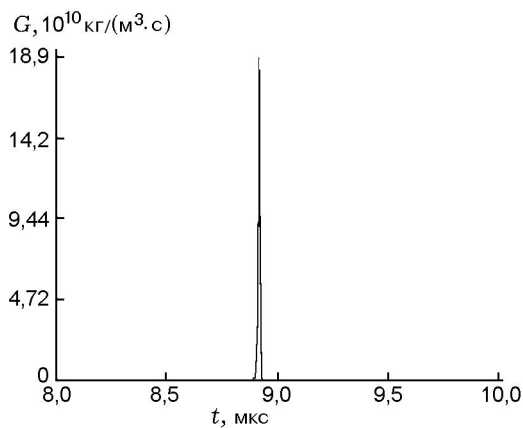


Рис. 3. Зависимость интенсивности образования ПД от времени

имеет форму острого пика, длительность которого согласно расчету составляет $10 \div 20$ нс. За фронтом детонационной волны с задержкой $0,3$ мкс следует сравнительно протяженная область высокого давления, имеющая форму максимума с плоской вершиной. Интенсивность образования ПД (см. рис. 3) также имеет форму пика, что свидетельствует о взрывном характере реакции превращения. В соответствии с рис. 2, 3 пик образования ПД отстоит от фронта детонации на $0,2$ мкс, т. е. находится непосредственно перед областью повторного подъема давления. Этот результат очевиден, так как именно выделение ПД и приводит к подъему давления. Расчетные значения плотности и температуры твердой фазы в зоне реакции находятся на уровне 2260 кг/м^3 и 1180 К соответственно.

Рассчитанная скорость детонации, как это следует из рис. 1, составляет 8670 м/с . Это на 5% превышает значение, полученное в эксперименте [12]. Давление ПД также превышает экспериментальную величину на 10% . По-видимому, основная причина отличия связана с использованием уравнения реакции (33), которое, строго говоря, соответствует более плотному ВВ (1800 кг/м^3). Общий же характер изменения давления, зарегистрированный в [12] манганиновыми датчиками, такой же, как на рис. 2 (разумеется, исключая лидирующий фронт детонации, регистрация которого не представляется возможной существующими способами).

ВЫВОДЫ

Численные эксперименты, проведенные на основе предложенной модели, подтвердили современные теоретические представления [1] об условиях возбуждения детонации в плотных твердых ВВ по гомогенному механизму превращения. Обнаружен предел по мощности инициирующего импульса, ниже которого такая детонация не развивается. Показано, что максимальная скорость реакции (взрыв) достигается в данном сечении заряда с некоторой задержкой после прохождения фронта детонации. Это проявляется в специфической форме профиля давления детонационной волны, имеющего два максимума.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин А. Н. Открытия в исследовании детонации молекулярных конденсированных взрывчатых веществ в XX веке // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 31–44.
2. Кутушев А. Г., Родионов С. П. Плоские детонационные волны в газовзвесьях унитарного топлива с пространственно-неоднородным распределением частиц // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 5. С. 103–110.
3. Дибиров О. А., Цыкин С. В., Янилкин Ю. В. Двумерное численное моделирование перехода горения пористого взрывчатого вещества во взрыв на основе модели многоскоростной гетерогенной среды // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 3. С. 97–106.
4. Нигматуллин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
5. Baer M. R., Nunziato J. W. A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials // Intern. J. Multiphase Flow. 1986. V. 12, N 6. P. 861–889.

6. **Кондрик Б. Н., Сумин А. И.** Уравнение состояния газов при высоком давлении // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 1. С. 114–122.
7. **Андреев К. К., Беляев А. Ф.** Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960.
8. **Зенкевич О.** Метод конечных элементов в технике. М.: Мир, 1975.
9. **Prokhnitsky L. A.** Gas-flow deceleration effect in interior ballistics // Артиллерийское и стрелковое вооружение: Межд. науч.-техн. сб. Киев: НТЦ АСВ, 2001. Вып. 3. С. 34–40.
10. **Роуч П.** Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
11. **Мейдер Ч.** Численное моделирование детонации. М.: Мир, 1985.
12. **Бордзиловский С. А., Караханов С. М.** Исследование ударного инициирования флегматизированного гексогена // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 3. С. 110–17.

Поступила в редакцию 22/IV 2002 г.
