

УДК 662.215.1

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ ПОРИСТОГО ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

А. П. Ершов, А. О. Кашкаров, Л. А. Лукьянчиков, Э. Р. Прууэл

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, ers@hydro.nsc.ru

Исследовано инициирование тэна насыпной плотности потоком горячего газа, созданным взрывом активного заряда, отделенного воздушным промежутком. Проведено сравнение экспериментальных данных, полученных методом синхротронной радиографии, с результатами расчетов по двухфазной, двухскоростной, двухтемпературной модели. Приемлемое согласие получено при учете двух процессов, ускоряющих реакцию: дробление частиц при компактировании порошка и интенсификация горения из-за неустойчивости испаряющегося поверхностного слоя вещества при обтекании частиц высокоскоростным потоком газа.

Ключевые слова: инициирование, пористое взрывчатое вещество, переход горения в детонацию.

ВВЕДЕНИЕ

Иницирование детонации взрывчатых веществ (ВВ) — это классическая проблема физики взрыва. Особый интерес представляют возможности инициирования относительно слабыми импульсами, когда газодинамические параметры процесса возрастают на несколько порядков, причем в ходе развития детонации могут меняться и ведущие механизмы. Чувствительность к слабым воздействиям определяет безопасность обращения с ВВ. Разрушительные последствия несанкционированного развития детонации могут быть чрезвычайно серьезны. Это оправдывает усилия, направляемые на исследование природы таких процессов. Известно, что при малой (насыпной) плотности чувствительность ВВ сравнительно велика. Поэтому именно малоплотные ВВ наиболее важны с точки зрения безопасности.

Основная часть работ, посвященных инициированию детонации ВВ, делится на две группы: исследуется ударно-волновое инициирование (УВИ) либо переход горения в детонацию (ПГД). Ударно-волновое инициирование — процесс сравнительно быстрый: детонация развивается за микросекунды [1–3]. В боль-

шинстве случаев процесс УВИ исследовался для плотных (малопористых) веществ из-за их большей работоспособности. Кроме того, традиционные экспериментальные методики лучше подходят для работы с плотными веществами, тогда как при низких плотностях экспериментальные данные подвержены естественным флуктуациям из-за неизбежных неоднородностей на масштабе зерна ВВ.

Процесс ПГД, запускаемый гораздо более слабым воздействием (обычно поджиганием при атмосферном давлении), значительно более медленный. Развитие детонации с момента поджигания занимает миллисекунды или, в крайнем случае, десятки микросекунд [4–6]. Стремление к воспроизводимости эксперимента и упрощению его трактовки накладывало довольно жесткие требования. Классический ПГД требует заключения ВВ в прочную оболочку, обычно — толстостенную стальную трубу, которая сдерживает разлет продуктов горения и способствует одномерности процесса. Такую конфигурацию трудно назвать естественной, и условия ПГД, определенные в классической постановке, могут иметь слабое отношение к реальным случаям несанкционированной детонации, происходящим, например, при перевозке ВВ. Позднее появились работы, в которых даже не применялся воспламенитель: горение возбуждалось поршнем, сжимающим ВВ с одного из торцов заряда (см. [7]). Этим достигалась более точная одномерность (предположительно исключалось возник-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 09-03-00127, 12-03-00077) и научной программы Президиума РАН № 2 (проект 7).

© Ершов А. П., Кашкаров А. О., Лукьянчиков Л. А., Прууэл Э. Р., 2013.

новение продольных каналов, по которым может распространяться пламя), но такие эксперименты еще более отдалены от типичных условий естественного ПГД.

Выделяют также процессы под названием ХДТ (здесь Х означает детонацию от «неизвестной причины», т. е. при условиях, нехарактерных для УВИ и ПГД [8]). Такой процесс возможен, например, при ударе со скоростью, недостаточной для нормального УВИ, и не требует прочной оболочки. По времени развития и по разрушающему эффекту ХДТ выглядит как промежуточный вариант между УВИ и ПГД. Считается, что ХДТ развивается в результате сильных сдвиговых деформаций, разрушающих ВВ.

Следует заметить, что границы между различными режимами несколько условны. В любом случае развитие детонации невозможно без воспламенения ВВ и генерации газообразных продуктов реакции. При УВИ области нагретого газа (горячие точки) в твердых ВВ возникают в результате схлопывания пор, трения, деформации и пр., так же как при сжатии непроницаемым поршнем, т. е. газ в очагах горения производится из самого вещества. При ПГД стандартно инициирование осуществляется воспламенителем — внешним источником горячего газа, однако в «поршневом» варианте ПГД и в ХДТ не используется внешний воспламенитель. Более серьезное отличие усматривается в различной скорости процессов, причем УВИ укладывается в микросекундный интервал.

Несколько в стороне от рассмотренных выше явлений находится инициирование детонации взрывом удаленного активного заряда. Данные по передаче детонации через воздушный зазор многочисленны, но в основном носят эмпирический характер. До сих пор ведутся дискуссии по механизмам передачи — в качестве инициирующего фактора рассматриваются ударная волна в воспринимающем заряде, нагрев продуктами детонации активного заряда, сжатие газовых включений и пр. На этом фоне выделяется классическая работа [9], где получено быстрое инициирование порошкообразных ВВ взрывом активного заряда через воздушный зазор. В насыпном гексогене детонация развивалась менее чем за 10 мкс при давлении торможения потока всего 65 МПа. Таким образом, характерное время инициирования близко к случаю УВИ, но при значительно

меньшем стартовом давлении в заряде. Авторы [9] заключили, что инициирующим агентом является поток нагретого газа за воздушной ударной волной, внедряющийся в поры и поджигающий ВВ. По существу, происходит экстремально быстрый переход горения в детонацию. Отметим, что при таком энергичном возбуждении не требуется прочная оболочка, так как на микросекундных временах эффективно инерционное удержание заряда.

Позднее для возбуждения сходных процессов применялись такие способы, как электрический разряд или взрыв проводника внутри порошкового ВВ, впрыск горячих продуктов горения из отдельной камеры при прорыве мембраны, воздействие волны газовой детонации [10–12]. Здесь также давление в газе на границе с порошком могло составлять всего сотни атмосфер, но важно достаточно резкое приложение инициирующего воздействия. Природа столь быстрого развития детонации от, казалось бы, слабого источника представляет очевидный интерес. Наблюдения позволяют утверждать, что существенна двухфазность процесса. Речь также идет о необычно быстром ПГД: детонация при энергичной инжекции в поры ВВ горячего газа развивается, начиная со стадии весьма быстрого конвективного горения. При этом исключается характерная для классического ПГД наиболее медленная стадия послойного горения.

В данной работе с применением нового физического метода — просвечивания заряда пучком синхротронного излучения (СИ) — исследовано инициирование порошка гэна насыпной плотности. Измерения проводились в Сибирском центре синхротронного излучения (Институт ядерной физики СО РАН), на станции «Взрыв». Синхротронная диагностика практически не вносит возмущений в исследуемый процесс, позволяет наблюдать процессы в объеме вещества и значительно повышает информативность эксперимента. Естественно, для восстановления распределений физических полей, например плотности, требуется серьезное математическое «сопровождение». Для изучения механизма процесса распределения плотности сравнивались с расчетными, полученными по двухфазной двухскоростной газодинамической модели. Модель предусматривала учет различных механизмов взаимодействия фаз. Новые данные позволили провести детальное сравнение экспериментальных и расчетных

профилей плотности и оценить роль основных факторов инициирования.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Высокоэнтальпийный поток газа, как и в [9], создавался взрывом навески ВВ, отделенной воздушным промежутком от исследуемого пористого заряда. Инициировался цилиндрический заряд тэна насыпной плотности, диаметром 16 мм и длиной 25 мм в тонкой пластиковой оболочке. Размер частиц ВВ составлял около 0.3 мм. При инжекции нагретого воздуха с открытого торца исследуемого заряда возникало сложное двухфазное течение, динамика которого регистрировалась методом синхротронного просвечивания. Схема эксперимента приведена на рис. 1.

СИ представляет собой поток фотонов тормозного излучения с энергией $10 \div 30$ кэВ и высокой интенсивностью. По существу, ускоритель работает как высококачественный источник мягкого рентгеновского излучения. Угловая расходимость СИ весьма низкая: излучение сосредоточено в узком конусе вокруг вектора скорости с углом порядка $1/\gamma$, где γ — релятивистский фактор; при энергии электронов несколько гигаэлектронвольт расходимость имеет порядок $10^{-3} \div 10^{-4}$ рад. Импульсы излучения повторяются с периодом обращения электронного пучка по орбите (250 нс для ускорителя ВЭПП-3), длительность импульсов около 1 нс. СИ в принципе генерируется на всех участках, где присутствует кривизна орбиты и, следовательно, имеется поперечное ускорение. Однако для усиления СИ организуются специальные участки (вигглеры) со знакопеременным магнитным полем, в которых траектория напоминает «змейку». Выходящий из

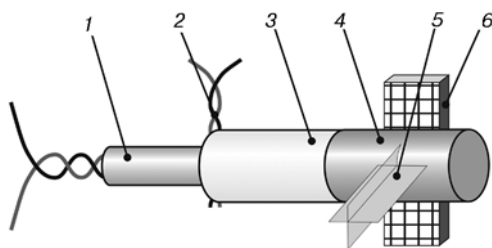


Рис. 1. Схема инициирования и положения заряда относительно луча СИ:

1 — детонатор, 2 — контактный датчик, 3 — воздушный зазор, 4 — заряд исследуемого ВВ, 5 — луч СИ, 6 — детектор

вигглера пучок СИ имел вид ленты сечением 20×0.1 мм. Излучение воспринималось линейным газовым детектором с пространственным разрешением 0.1 мм [13, 14].

Поглощение СИ определяется интегралом от плотности вдоль луча и не зависит от химических процессов, протекающих в среде. Интенсивность прошедшего излучения измерялась вдоль оси заряда, чтобы определить общую динамику распространения процесса, и в нескольких поперечных сечениях с шагом по времени 0.5 мкс, диктуемым периодом ускорителя и доступной скоростью считывания информации. На рис. 1 показаны оба возможных положения плоскости луча относительно заряда; в действительности использовалось либо продольное, либо поперечное просвечивание.

В экспериментах с поперечными измерениями определялась динамика рентгеновской тени и распределения плотности по радиусу в исследуемом фиксированном сечении. При восстановлении плотности использовалась рентгеновская тень с одного ракурса, при этом предполагалось цилиндрически-симметричное распределение вещества.

Для восстановления зависимости плотности от радиуса и времени в фиксированном сечении динамика плотности в зависимости от времени в ряде опорных точек на радиусе (4 точки по радиусу) аппроксимировалась сплайном, содержащим 5 точек по времени. При выборе положения опорных точек учитывались следующие особенности течения: сплайны от времени на радиусах внутри заряда начинались на фронте искривленной волны инициирования, сплайны за пределами начального радиуса заряда начинались на границе разлета вещества исходного заряда в атмосферу.

По приведенному выше набору параметров (20 значений плотности в опорных узлах и два дополнительных параметра — кривизна фронта и угол разлета) восстанавливалась динамика плотности только в некоторых опорных точках вдоль радиуса. Для восстановления плотности в произвольной точке радиуса использовалась интерполяция сплайном.

Для восстановления зависимости плотности от радиуса и времени в произвольном сечении для всех перечисленных параметров строились интерполяционные сплайны вдоль оси заряда (около пяти опорных точек). Всего для описания динамики плотности использовалось около 100 вещественных параметров. Алго-

ритм восстановления динамики плотности заключался в подборе этих параметров из условий минимизации суммы квадратов отклонений расчетных значений рентгеновских плотностей от измеренных в эксперименте. Для минимизации была написана специализированная компьютерная программа с реализацией алгоритма поиска экстремума нелинейной функции многих переменных на основе симплекс-метода.

При подборе параметров плотности применялись поперечные рентгеновские тени, полученные в разных сечениях заряда в разных экспериментах, проведенных при одинаковых начальных условиях. Для привязки их к единому времени процесса использовались данные продольной рентгенографии, когда в одном эксперименте измерялась зависимость координаты фронта от времени. Таким образом определялась двумерная динамика процесса — зависимость средней плотности среды $\bar{\rho}$ от радиуса r , осевой координаты x и времени t . Подробнее постановка опытов изложена в [15, 16].

Варьированием инициирующей навески изменялась интенсивность потока, воздействующего на исследуемый заряд. Начальное воздействие на порошок производит воздушная пробка за фронтом ударной волны. За время этого воздействия (несколько микросекунд) успевает определиться судьба процесса. По измеренной скорости ударной волны в воздухе определялись все параметры инициирующего потока. Воздействие воздушной пробки аналогично воздействию продуктов горения ВВ или продуктов детонации газовой смеси, которые использовались в [10–12].

Основной интерес представляет околокритический режим инициирования, в котором перед контактом с порошком скорость потока газа $u = 2.2$ км/с и давление в падающей воздушной ударной волне $p \approx 10$ МПа, что соответствует давлению при отражении от жесткой преграды 90 МПа — существенно более низкого, чем требуется для ударно-волнового возбуждения детонации тэна. Например, в [17] для более чувствительного мелкодисперсного тэна получено минимальное давление ударного инициирования 250 МПа. Примеры двумерных распределений плотности, полученных в этом режиме, показаны на рис. 2.

Для сравнения эксперимента и расчетной модели, описанной ниже, использовались последовательные профили плотности на оси заряда.

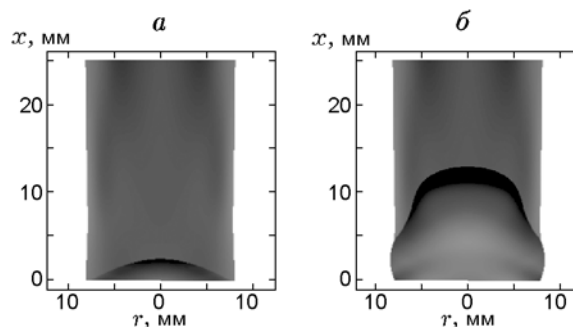


Рис. 2. Распределение плотности в осевой плоскости заряда при околокритическом инициировании:

a — время после начала внедрения потока в порошок 3 мкс, *b* — 8 мкс

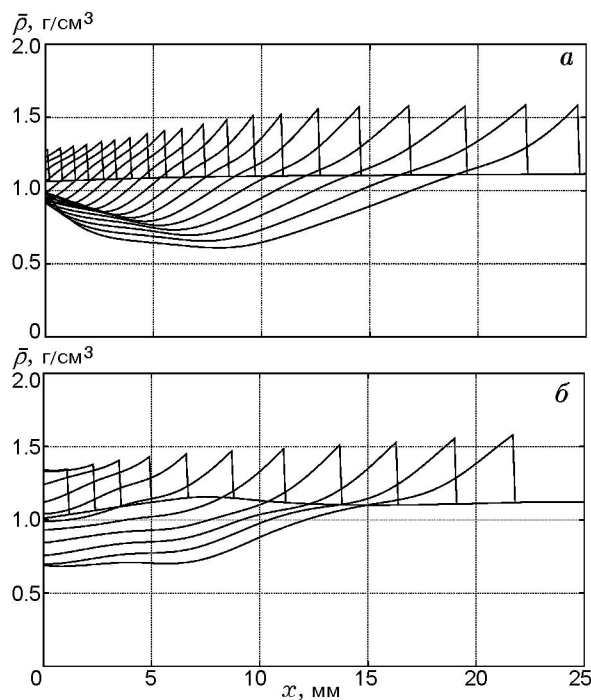


Рис. 3. Распределение плотности вдоль оси заряда:

a — мягкий режим инициирования, время процесса 9.5 мкс, *b* — жесткий режим, время процесса 5.5 мкс; профили следуют с шагом 0.5 мкс

На рис. 3 показаны два семейства профилей, полученных в двух последовательностях экспериментов. Рис. 3, *a* соответствует описанному выше околокритическому, или «мягкому», режиму инициирования. Скорость волны в порошке вначале составляла около 1 км/с, а в конце процесса превышала 5 км/с. Следовательно, за время менее 10 мкс развилась прак-

тически нормальная детонация. Рис. 3, б демонстрирует более «жесткий» режим, для которого начальная скорость потока газа $u = 4.5$ км/с, давление $p = 30$ МПа, что соответствует давлению при отражении от жесткой преграды 300 МПа. Естественно, детонация при этом развивается быстрее.

Отметим здесь монотонное нарастание максимальной плотности на восстановленных профилях и постепенность разгона волны. Кроме того, особенно для «мягкого» режима, характерно умеренное сжатие, достигаемое в течение первых микросекунд. Следовательно, порошок в начале процесса остается газопроницаемым (отсутствует область плотной упаковки). Предварительно это позволяет приписать фильтрации горячих газов ведущую роль в распространении волны на начальной стадии иницирования.

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Объем информации, извлекаемой из синхротронного эксперимента, позволяет провести детальное сопоставление с численной моделью процесса. Можно ожидать, что такое сравнение поможет понять механизм иницирования. При этом модель должна учитывать наиболее важные факторы, без излишних усложнений. Как отмечалось выше, при «мягком» воздействии на порошок потока горячего газа механизм иницирования не ударно-волновой (для которого допустимо односкоростное описание среды). Поток газа при встрече с порошком тормозится плавно, и тем более постепенно разгоняются частицы порошка. Ударная волна в порошке если и формируется, то на сравнительно поздней стадии. Для нашей задачи критически важно взаимодействие фаз — фильтрующегося газа и засыпки ВВ. Из этих соображений для расчетов выбрана двухфазная, двухскоростная, двухтемпературная модель. Как видно из рис. 2, боковое расширение заряда даже на поздних стадиях процесса несущественно. Хотя неоднородность присутствует, вблизи оси заряда ее роль не представляется определяющей и допустимо ограничиться одномерным приближением.

Расчетная область делится на две части. При $0 < x < 25$ мм находится засыпка порошка тэна пористостью $\varphi_0 = 0.42$, поры заполнены воздухом при нормальных условиях. При $0 > x > -50$ мм располагается слой воздуха

и далее активный заряд. Указанные размеры соответствуют геометрии опытов.

Основная система уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varphi u}{\partial x} &= J, \\ \frac{\partial \rho \varphi u}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varphi u^2}{\partial x} + \varphi \frac{\partial p}{\partial x} &= Jv - f, \\ \frac{\partial \rho \varphi E_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varphi u E_g}{\partial x} + p \frac{\partial (\varphi u + \alpha v)}{\partial x} &= \\ = J \left[Q + \frac{(u - v)^2}{2} + E_s \right] + f(u - v) - q, \\ \rho_s \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \alpha v}{\partial x} \right) &= -J, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial v^2}{\partial x} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho_s \alpha} \frac{\partial p_s}{\partial x} = \frac{f}{\rho_s \alpha},$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial t} + v \frac{\partial E_s}{\partial x} + \frac{p_s}{\rho_s \alpha} \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{q}{\rho_s \alpha},$$

$$p_s = p_s(\varphi, \varphi_{\min}), \quad E_s = C(T_s - T_0) + E_p,$$

$$p = p(\rho, E_g), \quad T = T(\rho, E_g).$$

Здесь ρ — плотность газа, ρ_s — кристаллическая плотность ВВ (считается постоянной), α — объемная доля твердой фазы, φ — пористость, $\alpha + \varphi = 1$, u — скорость газа, v — скорость твердой фазы, E_g и E_s — внутренние энергии газа и твердой фазы, p — давление, p_s — давление сжатия твердого скелета, T и T_s — температуры газа и твердой фазы, C — теплоемкость, f — сила межфазного трения, q — теплообмен, J — приток массы от твердой к газовой фазе, Q — тепловой эффект реакции. Считается, что газ поступает в виде продуктов горения.

Система (1) в основном стандартна, но уравнение движения твердой фазы преобразовано в «скоростную» форму. Обычно расчетной переменной является плотность импульса $\rho_s \alpha v$ (см., например, [18]), и скорость v получается делением на α , которая в нашей задаче обращается в нуль в некоторых областях течения. В правой части преобразованного уравнения $f/(\rho_s \alpha)$ удается избежать деления на нуль благодаря присутствию множителя α в силе сопротивления (см. ниже). «Твердое» же давление p_s возникает только при значениях

$\alpha > 1 - \varphi_0$, строго положительных. Для подавления формальной неустойчивости задачи использовалась расчетная схема из работы [18].

Хотя основные (дифференциальные) части уравнений двухфазного течения следуют вполне определенным образом из законов сохранения, существует известный произвол в выборе вида замыкающих соотношений, особенно описывающих взаимодействие фаз. По существу, эти связи и определяют «индивидуальность» модели. Для части взаимодействий сейчас известны экспериментальные данные и/или разумные теоретические асимптотики.

Уравнение состояния газовой фазы $p = p(\rho, E_g)$ взято из работы [19]. Это уравнение применимо во всем диапазоне давлений от начального (атмосферного) до детонационного. Различия между воздухом (в порах заряда и в зазоре) и продуктами горения/детонации не делалось, так как при низких давлениях уравнение [19] описывает идеальный газ с показателем адиабаты 1.375, что является хорошим приближением для воздуха. По достижении же высоких давлений роль воздуха вообще становится незначительной.

При описании напряжений в твердой фазе учитывалась необратимость деформации порошка. Давление в пористом скелете на фазе сжатия

$p_s =$

$$= \rho_s c_{0s}^2 \left[(1 - \beta)(\varphi_0 - \varphi) + \beta \varphi_0 \left(\frac{\varphi_0}{\varphi} - 1 \right) \right]. \quad (2)$$

Здесь c_{0s} — скорость звука по твердому скелету для начального состояния ($\varphi = \varphi_0 = 0.42$), β — подгоночный коэффициент. Параметры $\beta = 0.25$ и $c_{0s} = 0.22$ км/с выбраны из соображений согласия с экспериментом [20], см. рис. 4. Для сравнения на рисунке приведена зависимость, принятая в [21]. При небольших сжатиях она близка к используемой в данной работе, но при полном закрытии пор дает конечное (и довольно низкое) давление. Зависимость (2) предполагает несжимаемость сплошного вещества (давление стремится к бесконечности при $\varphi \rightarrow 0$), что лучше согласуется с экспериментом. Для наиболее интересных режимов, описанных ниже, основные события происходят при давлениях, не превышающих сотен мегапаскалей, а сжатие не достигает области полного закрытия пор, и поэтому сжимаемость самого тэна несущественна.

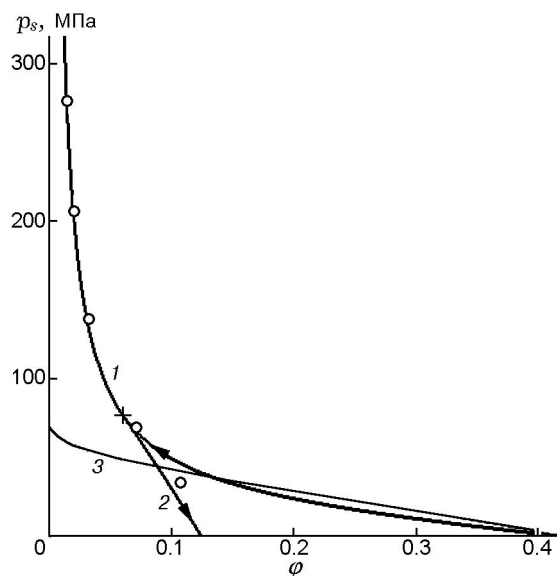


Рис. 4. Зависимость давления твердой фазы от пористости:

точки — данные [20], кривая 1 — зависимость (2) в фазе сжатия, кривая 2 — спад давления в фазе разгрузки, крест — точка начала разгрузки, кривая 3 — зависимость, использованная в [21]

Заметное компактирование порошка при сравнительно небольших давлениях обусловлено дроблением зерен, с заполнением пор фрагментами, т. е. деформация необратима. Чтобы отразить этот эффект, в (1) введена специальная переменная φ_{\min} — минимальная пористость, достигнутая в данном месте (лагранжевой точке) в прошлом. Таким образом, материал «помнит» состояние максимального сжатия. Уравнение (2) выполняется при сжатии, т. е. при $\varphi < \varphi_{\min} \leq \varphi_0$. Для стадии разгрузки принято, что напряжение падает линейно с увеличением объема, причем с производной, достигнутой при φ_{\min} (см. рис. 4). Разумеется, допускаются только неотрицательные значения давления. Если разгрузка сменяется сжатием, давление вначале восстанавливается по текущей кривой разгрузки, а после достижения $\varphi = \varphi_{\min}$ вновь растет согласно (2).

Зная напряжения, легко выразить упругую часть E_p энергии твердой фазы, т. е. работу, высвобождаемую при разгрузке. Довольно громоздкое выражение здесь не приводится. Отметим, что остальная часть работы сжатия порошка идет на нагрев твердой фазы.

Для силы межфазного трения использовалась классическая корреляция Эргана [22] с поравочным коэффициентом 0.5, учитывающим

более поздние данные [23]:

$$f = 0.5S \frac{1 - \varphi}{\varphi} \frac{\rho|u - v|(u - v)}{d} \times \left(1.75 + \frac{150}{\text{Re}_d \varphi} \right), \quad (3)$$

где d — размер частиц пористого скелета, Re_d — число Рейнольдса, определяемое по относительной скорости фаз и диаметру частицы. При скорости обтекания в сотни метров в секунду число Рейнольдса порядка сотен тысяч, так что сопротивление в основном квадратично по скорости.

Теплообмен газа и частиц выражался согласно формуле Дентона [24]:

$$q = \text{Nu} A S \frac{\lambda(T - T_s)}{d}, \quad (4)$$

$$\text{Nu} = 2 + 0.6 \left(\frac{\rho|u - v|d\varphi}{\eta} \right)^{0.7},$$

где λ — теплопроводность газа, Nu — число Нуссельта, η — динамическая вязкость газа, A — удельная поверхность (на единицу объема) порошка. В начальном состоянии ($\varphi = \varphi_0$) в предположении сферической формы частиц $A = 6(1 - \varphi_0)/d$. Коэффициент S в (3), (4) отражает возможное увеличение удельной поверхности при дроблении частиц. Используя зависимость для S приведены ниже. Кинетические коэффициенты λ и η определялись для состава продуктов $5\text{H}_2\text{O} + 2\text{N}_2 + 3\text{CO} + 2\text{CO}_2$ по данным [25] в предположении выполнения асимптотик, характерных для идеального газа. Учитывался также теплообмен излучением по стандартным формулам для черного тела.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ЗАКОН ГОРЕНИЯ

Наиболее сложна проблема массообмена фаз. Именно скорость поступления газа (интенсивность реакции) определяет судьбу процесса. Анализ показал, что для массообмена J общепринятые закономерности для нашей области параметров ненадежны и для согласования с экспериментом их необходимо модифицировать. Применяемые при этом подходы рассмотрены в данном параграфе.

В рамках принятой модели горение начинается, когда выполняется условие воспламенения частиц. Практически в качестве такого условия используют, например, достижение

определенной температуры поверхности [26]. Для этого необходимо ввести распределение температуры в частицах, определяемое в ходе расчета. Более последовательной была бы проверка условий зажигания, согласованных с кинетикой реакции (см., например, [27, 28]). При резкой зависимости скорости реакции от температуры эти подходы близки.

Выяснилось, что подход [27, 28] при экстремально высоких потоках тепла, характерных для нашей задачи, дает нереально малые времена воспламенения. Действительно, при давлении 50 МПа, скорости фильтрации $u - v \simeq 1$ км/с и температуре газа 4000 К тепловой поток G составляет около $2.5 \cdot 10^{-3}$ Дж/(мм² · мкс). Для постоянного потока зажигание по [27] происходит в момент, когда скорость тепловыделения в прогретом слое за счет реакции сравнивается с тепловым потоком, что приводит к формулам

$$\exp \frac{E_a}{RT_b} = \frac{\lambda_s \rho_s Q_d K_0}{E_a} \frac{RT_b^2}{G^2},$$

$$t_k = \frac{\pi}{4} \frac{\rho_s C \lambda_s (T_b - T_0)^2}{G^2},$$

где T_b — температура поверхности, соответствующая моменту вспышки, T_0 — начальная температура, λ_s — теплопроводность ВВ, t_k — «кинетическое» время зажигания. Для обычно применяемой кинетики разложения тэна (энергия активации $E_a = 196.6$ кДж/моль, предэкспонент $K_0 = 6.3 \cdot 10^{19}$ 1/с, теплота разложения $Q_d = 1.256$ кДж/г [29]) нетрудно найти температуру и время воспламенения: $T_b \approx 910$ К, $t_k \approx 30$ нс. Согласно критерию [28] (воспламенение соответствует точке перегиба зависимости поверхностной температуры от времени) получаются близкие значения: $T_b \approx 830$ К, $t_k \approx 20$ нс.

Разумеется, кинетические параметры определялись в области значительно более низких температур (и соответственно больших времен). Тем не менее полученные времена зажигания t_k можно рассматривать как приблизительную оценку. Ее следует сравнить с характерным мезоскопическим временем задачи, в качестве которого естественно взять время обтекания частицы $d/(u - v) \simeq 300$ нс. Меньшие времена процессов в модели, оперирующей средними характеристиками фаз, рассматривать не имеет смысла.

Таким образом, в рамках континуального подхода тепловая теория зажигания приводит практически к мгновенному воспламенению частиц. При этом возникает следующая проблема. Стандартно по выполнению условия воспламенения частица переводится в ряд реагирующих, а теплообмен отключается. Далее массообмен J определяется нормальной скоростью горения вещества u_n , для которой существуют литературные данные (полученные в стационарных условиях). Однако при времени воспламенения порядка 25 нс толщина прогретого слоя на поверхности частицы при температуропроводности материала $\chi \simeq 10^{-3}$ см²/с не превысит $5 \cdot 10^{-2}$ мкм. Столь тонкий слой будет нежизнеспособным, и запасенное в нем тепло после прерывания нагрева рассеется, что приведет к погасанию вещества. Практически при давлении 50 МПа, соответствующем стационарной скорости горения $u_n \approx 5$ см/с, прогретая область должна иметь толщину $\chi/u_n \simeq 2$ мкм, и потому потребуются значительно более длительное время прогрева. Следовательно, классическая теория зажигания в нашем случае дает заниженную (для развития самостоятельного устойчивого горения) оценку времени воспламенения.

Из этих соображений авторы [30] рекомендуют «стационарный» критерий: нагрев продолжается, пока не сформируется прогретый слой, соответствующий скорости горения u_n . Время зажигания в этом случае оценивается как $t_s \sim \chi/(\pi u_n^2)$ и в нашей задаче при указанных выше условиях составляет порядка 10 мкс, т. е. слишком велико (превосходит время развития детонации). Кроме того, формально затягивание воспламенения при том же тепловом потоке должно приводить к росту поверхностной температуры приблизительно в $\sqrt{t_s/t_k}$ раз, т. е. по меньшей мере до 10^4 К. Такие высокие температуры конденсированной фазы явно выходят за рамки разумного диапазона. Поэтому «стационарный» вариант следует рассматривать как оценку сверху.

Таким образом, рассмотренные крайние варианты критериев воспламенения не дают физически разумных результатов, а скорее образуют «вилку», внутри которой находится реальный момент устойчивого зажигания. Этого следовало ожидать, учитывая, что классические условия получены для гораздо более медленных процессов. Естественно, что они плохо согласуются с нашей задачей. Качественно

процесс воспламенения можно описать следующим образом. Тепловой поток велик из-за высокой скорости обтекания частиц газом. При интенсивном обдуве поверхности частиц образующийся на поверхности газ быстро перемешивается с обтекающим потоком, так что полное отключения прогрева после вспышки не происходит. При этом горение начинается ранее формирования устойчиво горящего слоя, но в течение некоторого времени может протекать в виде последовательных коротких вспышек. Если в течение этой стадии давление в порах возрастает в достаточной степени (до сотен мегапаскалей, т. е. в несколько раз), скорость нормального горения $u_n(p)$ также возрастет, толщина квазистационарного слоя и время, необходимое для его прогрева, уменьшатся и станет возможным устойчивое горение по классическому механизму.

Последовательный учет описанных выше процессов достаточно сложен и пока что не доведен до уровня, допускающего использование в газодинамической модели. Поэтому в данной работе принято достаточно грубое приближение, в котором воспламенение, как в [18], происходит по достижении некоторой средней температуры твердой фазы, т. е. приращения температуры частиц на заданную величину ΔT_s . Сама эта величина варьировалась, с тем чтобы добиться возможно более близкого согласия расчета с экспериментом. Пределы, в которых должно находиться значение ΔT_s , можно оценить, приравнявая запас тепла в устойчивом прогретом слое и осредненный прирост тепловой энергии частиц. Если зажигание в модели происходит за время около 1 мкс при температуре поверхности порядка 1000 К, то ΔT_s лежит в интервале от нескольких градусов (при исходной дисперсности) до нескольких десятков (при заметной степени дробления, с уменьшением среднего размера частиц на порядок).

После воспламенения скорость горения, как это обычно и принимается, определялась текущим давлением газа, а массообмен выражался формулой

$$J = ASu_n(p). \quad (5)$$

Для тэна, согласно [31], в наиболее важном диапазоне давлений до 400 МПа скорость u_n пропорциональна давлению и составляет 11 см/с при $p = 100$ МПа.

Отметим, что стандартная кинетика горения частиц с поверхности слишком медлен-

на. Для быстрого развития процесса требуется скорость горения примерно на порядок больше. В нашей постановке это достигается введением интенсификации взаимодействия. Во-первых, учитывается увеличение удельной поверхности взаимодействия фаз, связанное с дроблением порошка при сжатии, что отражается введением в формулы (3)–(5) коэффициента S , зависящего от минимальной пористости φ_{\min} . В расчетах использована зависимость, аппроксимирующая данные [4]:

$$S = 1 + 4 \left(\frac{1}{\varphi_{\min}} - \frac{1}{\varphi_0} \right). \quad (6)$$

Удельная поверхность увеличивается на порядок при пористости $\varphi_{\min} \simeq 0.2$.

Второй из учитываемых механизмов интенсификации взаимодействия — процесс, рассмотренный в [32]. При обдуве зерен ВВ высокоскоростным потоком происходит интенсивный теплообмен, приводящий к испарению поверхности. Испаряющийся слой подвержен сдвиговой неустойчивости, развитие которой способствует его быстрому срыву и выгоранию. Такая модель приводит к следующему выражению для скорости горения:

$$u_n = \frac{k}{\rho_s} \left(\frac{\lambda}{C_g d} \right)^{1/3} (\rho|u - v|)^{2/3}, \quad (7)$$

где C_g — теплоемкость газа, k — коэффициент порядка 1. При скорости обтекания $u - v = 1$ км/с и плотности газа $\rho = 0.1$ г/см³ скорость регрессии поверхности составляет около 1 м/с. Таким образом, при типичных для нашей задачи параметрах реакция ускоряется примерно на порядок. В отличие от эффекта дробления, такое ускорение возможно и при исходной дисперсности порошка. Далее такой режим горения называется абляционным.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Как указано выше, для сравнения с одномерными расчетами выбраны последовательные профили плотности на оси заряда. В расчетах режим воздействия задавался размером активного заряда, подбираемого так, чтобы обеспечить нужные параметры инициирующего воздушного потока. Детонация активного заряда считалась мгновенной, и расчет начинался с расширения продуктов детонации в воздушный зазор. Воздушная пробка, толкаемая

продуктами детонации, со временем достигала границы порошка. Горячий воздух фильтровался в поровое пространство, начиная процесс инициирования. От границы против течения по воздуху распространялась отраженная волна сжатия. Пористая среда создавала существенное сопротивление потоку, так что параметры отраженной волны были недалеко от тех, которые формируются при отражении от жесткой стенки.

При моделировании выявилось качественное различие в характере воздействия на порошок в указанных режимах. В жестком режиме активный заряд был более крупным. При расширении продукты его детонации сохраняли более высокую плотность. Отраженная от границы порошка волна, достигнув контактного разрыва между воздушной пробкой и толкающим ее «поршнем» — продуктами детонации активного заряда, отражалась как мощная ударная волна. При выходе ее на границу порошка возникал второй скачок давления (примерно через 2 мкс) до уровня, превышающего 1 ГПа. При таких мощных воздействиях в порошке вскоре образуется ударная волна и следует ожидать развития детонации по ударно-волновому механизму (для которого достаточно давления всего 250 МПа [17]). Трудно ожидать, что в таких условиях двухфазная модель, основанная на кинетике поверхностного горения, будет работоспособной.

Поэтому основное внимание уделялось моделированию мягкого варианта инициирования, в котором из-за меньшего контраста плотностей на контактном разрыве вторая волна была сравнительно слабее и достигала границы порошка заметно позже. Давление в воздушной пробке вблизи границы после прихода первой волны вначале падало из-за утечки воздуха в порошок, а во второй волне вновь росло примерно до уровня, заданного первой волной. Таким образом, внешнее воздействие все время было ограничено уровнем ниже 100 МПа, недостаточным для ударного инициирования.

Моделирование естественно было начать с традиционного варианта, не включающего ускорения реакции. На рис. 5 показана расчетная эволюция процесса при мягком режиме инициирования. Контактный разрыв в течение всего времени расчета не достигает границы порошка, т. е. воздействие на ВВ производит поток горячего воздуха. Начальное давление на границе заряда около 60 МПа, через 2.5 мкс

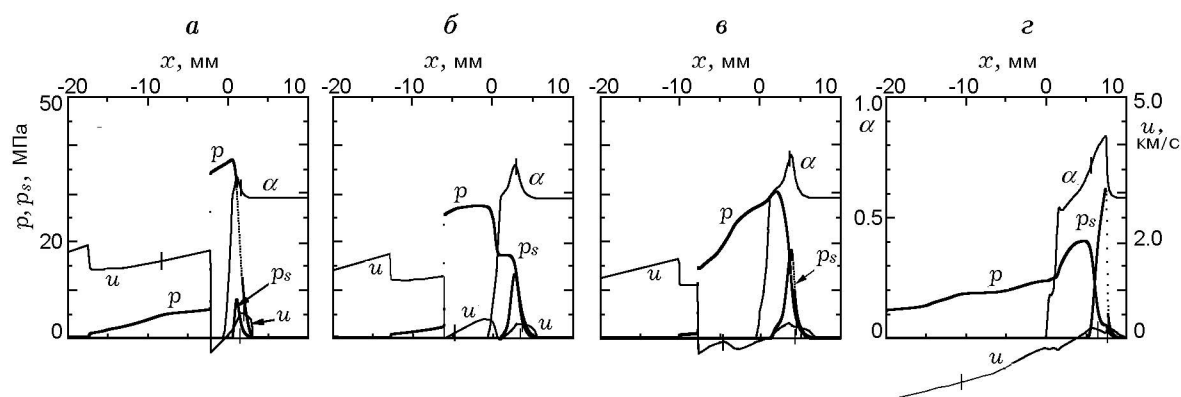


Рис. 5. Расчетные профили параметров течения для закона горения (5) при $\Delta T_s = 10$ К: время с момента выхода потока на границу порошка: а — 2,5 мкс, б — 7 мкс, в — 10 мкс, г — 20 мкс; вертикальные метки на профилях α указывают место, где происходит воспламенение, метки на профилях u — положение контактного разрыва

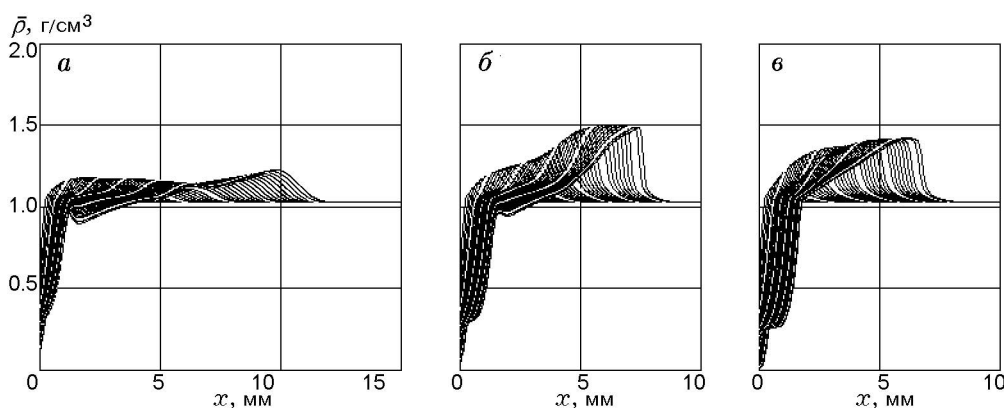


Рис. 6. Расчетные профили плотности для закона горения (5): профили следуют с шагом 0,5 мкс; а — $\Delta T_s = 2$ К, б — $\Delta T_s = 10$ К, в — $\Delta T_s = 40$ К; время расчета 20 мкс

максимальное давление падает до 37 МПа. К моменту $t = 7$ мкс отраженная от контактной границы волна почти догоняет фронт первой волны в порошке. Из-за сложения волн при $t = 10$ мкс давление несколько возрастает. Не считая этих колебаний, максимальное давление газа падает со временем. Точка воспламенения вначале опережала пик максимального сжатия порошка, благодаря интенсивному теплообмену в течение первых микросекунд. Далее поток тормозится, теплообмен падает и точка воспламенения постепенно отстает от точки максимального сжатия. Позднее включение реакции и недостаточная ее интенсивность приводят к затуханию волны. Объемная доля твердой фазы α и давление в ней p_s постепенно растут. Формируется плотная пробка, малопр-

ницаемая для газа, которая движется довольно медленно (средняя скорость волны сжатия в интервале $0 < t < 20$ мкс около 400 м/с). Для больших времен пробка расширяется, напряжение и плотность в ней падают, скорость фронта сжатия уменьшается. В реальной неоднородной ситуации столь медленная динамика процесса привела бы к отказу из-за бокового разлета заряда.

Еще более наглядно неэффективность стандартной кинетики демонстрирует сравнение расчетных профилей средней плотности $\bar{\rho} = \rho_s \alpha + \rho \varphi$, показанных на рис. 6, с данными эксперимента (см. рис. 4,а). В расчете сетка профилей гораздо более густая, что соответствует крайне медленному движению волны. Хотя во всех вариантах расчета на рис. 6

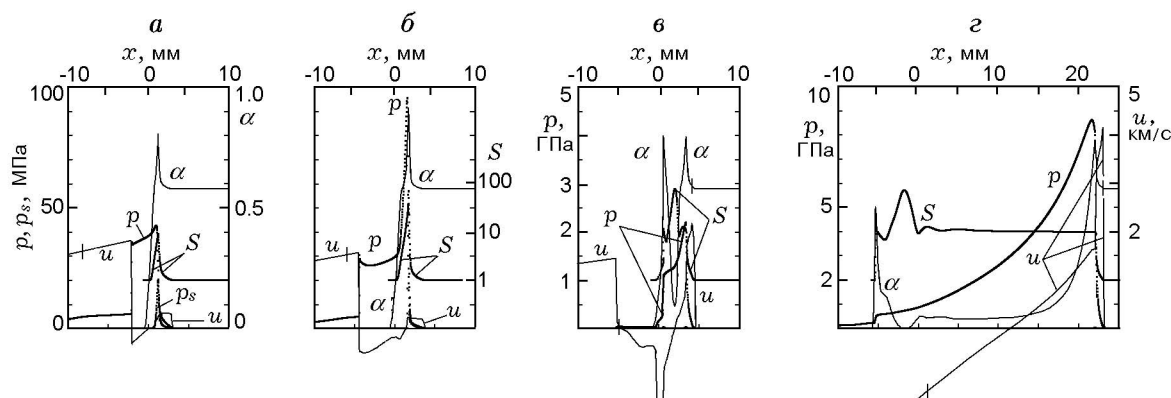


Рис. 7. Расчетные профили параметров течения с учетом эффекта дробления при $\Delta T_s = 20$ К: время с момента выхода потока на границу порошка: а — 2.5 мкс, б — 4 мкс, в — 5 мкс, г — 9.5 мкс; шкала давлений для моментов а и б одинаковая

время процесса было 20 мкс (вдвое больше экспериментального), волна не проходит и половины длины заряда.

Для выяснения роли условия воспламенения критическая температура ΔT_s варьировалась от 2 до 40 К. При низкой температуре воспламенения (рис. 6, а) средняя скорость распространения волны по порошку в течение первых 20 мкс несколько увеличивалась (до 550 м/с, что примерно вдвое меньше начальной скорости в эксперименте). Однако при этом резко уменьшались амплитуды профилей плотности (до 1.2 г/см^3). При больших значениях ΔT_s (рис. 6, в) скорость процесса падала до 350 м/с, что еще хуже соответствовало опыту. Таким образом, сравнение с экспериментом показало отсутствие какого-либо согласия для расчетов, не учитывающих интенсификацию реакции на начальном этапе процесса. Стандартная кинетика (5) слишком медленна, чтобы обеспечить наблюдаемое развитие детонации.

Рост удельной поверхности при дроблении частиц порошка интенсифицирует все виды взаимодействия фаз, поэтому учет эффекта дробления представляется вполне естественным шагом. Расчеты [33] продемонстрировали возможность ускорения процесса за счет дробления. Экспериментальная информация, доступная на время выполнения [33], не противоречила результатам расчетов. Новые данные синхротронного эксперимента позволяют провести гораздо более детальную оценку эффективности механизма дробления.

Результаты моделирования с включением корреляции (6) приведены на рис. 7. Наилучшее согласие по времени развития волны по-

лучено для $\Delta T_s = 20$ К (9.5 мкс, т. е. совпадение с точностью до интервала дискретизации профилей). Вначале волна развивается аналогично рис. 5, с той разницей, что дробление несколько активизирует реакцию. Однако далее прогрессирующее сжатие вводит процесс в режим обострения. При $t = 4$ мкс примерно в 2 мм от свободной поверхности порошка возникает выраженный пик компактирования, в котором удельная поверхность возрастает приблизительно в 30 раз (давление при этом не превышает 100 МПа). Воспламенение при $\Delta T_s = 20$ К происходит в точке максимального сжатия. Активизация межфазных взаимодействий к моменту $t = 5$ мкс приводит к росту давления до 2 ГПа, причем в течение микросекунды вещество в пике практически выгорает. Из этого очага и развивается быстрый переход горения в детонацию. Давление p_s становится пренебрежимо малым по сравнению с газовым давлением и поэтому не показано на рис. 7, в, г. При $t = 9.5$ мкс волна проходит практически весь заряд, достигая близких к режиму идеальной детонации параметров. В этом режиме на фронте волны коэффициент S близок к 10, т. е. удельная поверхность (и скорость реакции) возрастают на порядок за счет эффекта дробления. Хотя в пике компактирования ВВ практически выгорело, в его окрестности сохраняется память о сильном сжатии: в пике коэффициент S (отражающий степень дробления частиц) порядка 100.

Использованные корреляции, в частности (6), могут отклоняться от реальности при больших сжатиях. Однако образование пика компактирования для легко сжимаемого по-

рошка неизбежно. Сильное дробление в пике и воспламенение в его вершине при подходящем значении ΔT_s и приводят к быстрому развитию детонации. Строго говоря, следующее за катастрофой компактирования развитие волны выходит за рамки данной модели. При достижении давлений порядка 1 ГПа должен смениться механизм реакции. Действительно, на поздней стадии расчета зона реакции занимает порядка 5 мм, т. е. гораздо больше, чем следует из известных измерений. В реальном процессе вместо плавного фронта давления, наблюдаемого на рис. 7, в, з, сформируется ударная волна и включится механизм горячих точек. Поэтому расчет после компактирования имеет иллюстративный характер. Вместе с тем он дает оценку снизу: быстрое развитие детонации за счет эффекта дробления возможно даже при «вялой» кинетике поверхностного горения. Поскольку разгон волны происходит достаточно быстро, учет более быстрой реакции в горячих точках существенно не повлияет на суммарное время процесса.

Расчеты с другими температурами воспламенения показали, что приведенный на рис. 7 вариант при $\Delta T_s = 20$ К — наиболее быстрый. При уменьшении ΔT_s горение начинается раньше. Выделившийся газ уменьшает сжимаемость среды, что приводит к сглаживанию пика компактирования и менее резкому развитию процесса. Максимальное сжатие достигается заметно позже (например, для $\Delta T_s = 10$ К при $t = 6$ мкс, для $\Delta T_s = 5$ К — при $t = 9$ мкс), причем скорость волны в течение этой фазы примерно вдвое меньше экспериментальной. При больших значениях $\Delta T_s = 30 \div 40$ К возникает резкий пик, но горение происходит на его заднем фронте, из-за чего формируется непроницаемая пробка с последующей крайне медленной эволюцией.

Хотя учет дробления дает интегральное согласие по времени развития детонации, начальная динамика волны не согласуется с экспериментом. Это видно из сравнения экспериментальных профилей плотности (см. рис. 4, а) с расчетными (рис. 8, а). В эксперименте важнейший признак модели — пик компактирования — не наблюдается, плотность нарастает монотонно. Кроме того, начальная стадия процесса в расчете затянута, что проявляется в сгущении расчетных профилей по сравнению с рис. 4, а. Причина этого — значительная инерция твердой фазы, которая должна увлекаться

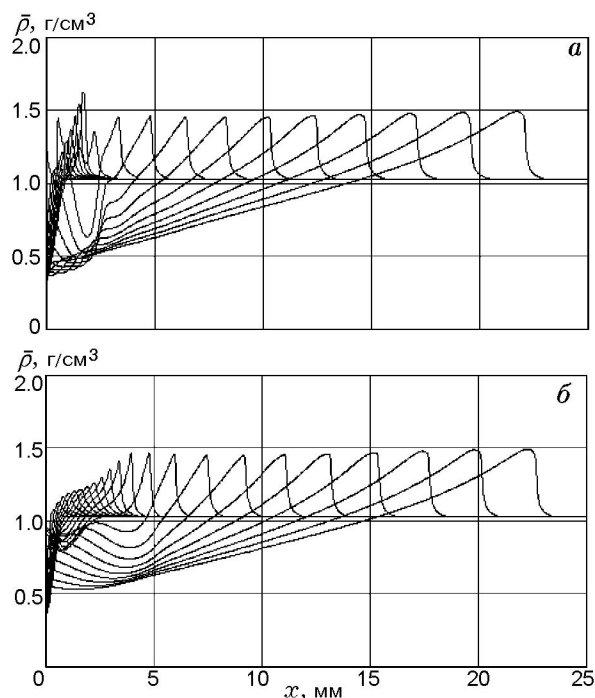


Рис. 8. Расчетные профили плотности:

а — учитывался только эффект дробления (вариант, показанный на рис. 7), время процесса 9.5 мкс; б — при тех же прочих данных учитывались как дробление, так и абляция с коэффициентом $k = 1$, время расчета 11 мкс; профили следуют с шагом 0.5 мкс

потоком газа до формирования пика. Отсюда следует, что дробление необходимо учитывать, однако сам по себе этот фактор недостаточен для полного описания экспериментальных данных.

Далее рассмотрим возможность одновременного учета абляции и дробления. Совместное действие этих механизмов может выглядеть следующим образом. При быстрой фильтрации газа на части поверхности частиц развивается сдвиговая неустойчивость, приводящая к абляционному режиму горения, тогда как остальная часть, обтекаемая с меньшей скоростью, воспламеняется и горит в более спокойном послонном режиме. Явное рассмотрение этих долей поверхности на данном этапе было бы превышением точности. Поэтому далее кинетические коэффициенты обоих механизмов горения понимаются как соответственно перенормированные (отнесенные ко всей удельной поверхности частиц).

Расчеты показали, что совместный эффект абляции и дробления позволяет добиться

разумного согласования с экспериментом. Абляция, за счет интенсивного выделения газа, обеспечивает более быстрое распространение волны на начальной стадии процесса. Уменьшаются сжимаемость среды и градиент давления, в результате начальный пик компактирования становится менее резким или вовсе подавляется. Происходит умеренное сжатие пористого скелета, сопровождаемое ростом удельной поверхности. По мере продвижения волны этот фактор усиливается, а роль абляции уменьшается.

При малых значениях коэффициента абляционного горения k результаты близки к случаю, показанному на рис. 7 и 8,а (есть пик компактирования). При больших значениях k пик отсутствует, но волна развивается слишком медленно. Приемлемое совпадение достигнуто при $k = 1$. При этом значении максимальная плотность в волне нарастает монотонно, как в опыте, с приемлемым временем развития режима, близкого к нормальной детонации (скорость волны 5.1 км/с). Результаты расчета показаны на рис. 8,б.

Отметим, что само по себе включение абляционного механизма (без учета дробления) не приводит к развитию детонации при данном размере заряда. Волна распространяется со скоростью порядка 0.6 км/с в течение первых 30 мкс и только позднее начинает медленно ускоряться. Как видно из (7), реакция по этому механизму существенна там, где скорости фаз заметно отличаются. Из-за значительного сопротивления пористой среды скорость фильтрации вначале быстро падает со временем. Необходимый для поддержки фильтрации градиент давления уменьшается, и горение замедляется. По тем же причинам после формирования фронта волны сжатия зона фильтрации в его окрестности довольно непродолжительна. Поскольку скорость реакции (7) пропорциональна $(\rho|u - v|)^{2/3}$, она с развитием волны нарастает медленнее, чем стандартная скорость (пропорциональная давлению, или $\rho(u - v)^2$). Поэтому разгон волны за счет только абляционного механизма малоэффективен. Вклад же стандартного механизма горения в отсутствие дробления также оказывается недостаточным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новый экспериментальный подход в сочетании с результатами газодинамических рас-

четов позволил оценить роль различных механизмов взаимодействия фаз в процессе быстрого инициирования порошка ВВ высокоэнтальпийным потоком газа. Наблюдаемое в опыте развитие детонации определяет требования к кинетике горения ВВ. Традиционная кинетика оказывается слишком медленной и не обеспечивает инициирование.

Приемлемое описание эксперимента получено при учете одновременно двух процессов, интенсифицирующих реакцию: дробление частиц и абляция (быстрое горение, провоцируемое сдвиговой неустойчивостью испаряющейся поверхности частицы). При этом учет каждого из этих механизмов по отдельности не позволяет добиться согласия с опытом.

Вместе с тем полученные результаты пока носят качественный характер. В особенности нуждается в более точном рассмотрении ключевая начальная стадия процесса. Расчетная скорость волны в течение первых микросекунд заметно меньше экспериментальной, и плотность в расчете нарастает медленнее. Хотя абляционный механизм улучшает модель, нельзя утверждать, что именно он решает проблему начальной стадии. Следует ожидать, что сходный результат могло бы дать, например, формальное увеличение стандартной скорости горения u_n на порядок. Однако необходимость некоторого механизма интенсификации, ускоряющего реакцию в неуплотненном веществе, можно считать установленной.

В частности, заслуживают внимания два процесса, способных ускорить реакцию именно на начальной стадии. Первый из них — горение поверхностного слоя в виде повторяющихся вспышек, упоминавшееся при обсуждении условий воспламенения. При больших тепловых потоках быстро прогревается и вспыхивает весьма тонкий слой ВВ. При этом характерная скорость регрессии превышает стационарную приблизительно в корень из отношения времени прогрева стационарного горящего слоя к малому времени вспышки. Оттекающие от поверхности газы уменьшают тепловой поток, что снизит скорость горения, возможно до полного погасания. Но если обтекающий поток эффективно поддерживает прогрев, такие вспышки будут периодически повторяться, причем средняя скорость горения может на порядок превышать стационарную. Второй процесс, который может быть важным, — дробление частиц за счет неравномерности аэроди-

намических нагрузок, возникающих при фильтрации газа, на поверхность частиц. В отличие от рассмотренного выше дробления за счет компактирования (т. е. взаимодействия частиц), аэродинамическое дробление возможно и в отсутствие уплотнения порошка и может начинаться одновременно с фильтрацией газа. По этому механизму разрушаются в атмосфере метеориты, а также ускоряемые потоком газа тела (см., например, [34]).

Отметим также необычное для взрывных процессов соотношение эксперимента и расчета: двумерные данные эксперимента сравниваются с менее детальными одномерными расчетами. Более полное использование экспериментальной информации будет возможно при повышении размерности модели. Кроме того, представляет интерес сравнение не только полей плотности (довольно консервативной переменной), но и других полей течения. В однофазном случае решение задачи восстановления полей давления и скорости описано в [16].

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnson J. N., Tang P. K., Forest C. A. Shock-wave initiation of heterogeneous reactive solids // *J. Appl. Phys.* — 1985. — V. 57, N 9. — P. 4323–4334.
2. Tarver C. M., Urtiew P. A., Forbes J. W. Experimental and theoretical progress of all-Arrhenius model of solid explosives shock initiation // *Хим. физика.* — 2001. — Т. 20, № 3. — С. 38–42.
3. Соловьев В. С. Некоторые особенности ударно-волнового инициирования взрывчатых веществ // *Физика горения и взрыва.* — 2000. — Т. 36, № 6. — С. 65–76.
4. Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И., Сулимов А. А., Чуйко С. В. Переход горения конденсированных систем во взрыв. — М.: Наука, 1973.
5. Сулимов А. А., Ермолаев Б. С. Переход горения в детонацию в пористых ВВ // *Детонация и ударные волны: материалы 8-го Всесоюз. симпози. по горению и взрыву.* — Черногловка: ОИХФ АН СССР, 1986. — С. 134–139.
6. Bernecker R. R. The deflagration-to-detonation transition process for high-energy propellants — a review // *AIAA J.* — 1986. — V. 24, N 1. — P. 82–91.
7. McAfee J. M. The deflagration-to-detonation transition // *Non-Shock Initiation of Explosives / V. W. Asay (Ed.). — Shock Wave Science and Technology Reference Library.* — Berlin Heidelberg: Springer, 2010. — V. 5. — Ch. 8. — P. 483–535.
8. Kennedy J. E. Impact and shear ignition by non-shock mechanisms // *Ibid.* — V. 5. — Ch. 10. — P. 555–581.
9. Беляев А. Ф., Садовский М. А., Тамм И. И. Применение закона подобия при взрывах к явлению передачи детонации // *ПМТФ.* — 1960. — № 1. — С. 3–17.
10. Андреев В. В., Лукьянчиков Л. А. К механизму распространения детонации с малой скоростью в порошковом тэне при искровом инициировании // *Физика горения и взрыва.* — 1974. — Т. 10, № 6. — С. 912–919.
11. Андреев В. В., Лукьянчиков Л. А., Митрофанов В. В., Тесленко В. С. Возбуждение детонации порошковых ВВ взрывом газовых смесей // *Физика горения и взрыва.* — 1980. — Т. 16, № 5. — С. 153–155.
12. Григорьев В. В., Лукьянчиков Л. А., Прууэл Э. Р., Васильев А. А. Иницирование пористого взрывчатого вещества продуктами пересжатой газовой детонации // *Физика горения и взрыва.* — 2001. — Т. 37, № 5. — С. 90–97.
13. Аульченко В. М., Евдоков О. В., Жогин И. Л., Жуланов В. В., Прууэл Э. Р., Толочко Б. П., Тен К. А., Шехтман Л. И. Детектор для изучения взрывных процессов на пучке синхротронного излучения // *Приборы и техника эксперимента.* — 2010. — № 3. — С. 20–35.
14. Aulchenko V. M., Baru S. E., Evdakov O. V., Leonov V. V., Papishev P. A., Porosev V. V., Savinov G. A., Sharafutdinov M. R., Shekhtman L. I., Ten K. A., Titov V. M., Tolochko B. P., Vasiljev A. V., Zhogin I. L., Zhulanov V. V. Fast high resolution gaseous detectors for diffraction experiments and imaging at synchrotron radiation beam // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* — 2010. — V. 623. — P. 600–602.
15. Лукьянчиков Л. А., Прууэл Э. Р., Кашкаров А. О., Тен К. А. Абляционное горение вторичных порошковых взрывчатых веществ // *ПМТФ.* — 2010. — Т. 51, № 4. — С. 5–16.
16. Титов В. М., Прууэл Э. Р., Тен К. А., Лукьянчиков Л. А., Мержиевский Л. А., Толочко Б. П., Жуланов В. В., Шехтман Л. И. Опыт применения синхротронного излучения для исследования детонационных процессов // *Физика горения и взрыва.* — 2011. — Т. 47, № 6. — С. 3–15.
17. Seay G. E., Seely L. B. Initiation of a low-density PETN pressing by a plane shock wave // *J. Appl. Phys.* — 1961. — V. 32, N 6. — P. 1092–1097.
18. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш. Переход конвективного горения порошкообразных ВВ в детонацию // *Физика горения и взрыва.* — 1983. — Т. 19, № 5. — С. 93–97.

19. Куропатенко В. Ф. Уравнение состояния продуктов детонации плотных ВВ // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 6. — С. 112–117.
20. Baytos J. F., et al. LASL explosive property data. — Berkeley, CA: Univ. of California Press, 1980.
21. Saenz J. A., Stewart D. S. Modeling deflagration-to-detonation transition in granular explosive pentaerythritol tetranitrate // J. Appl. Phys. — 2008. — V. 104, N 4. — P. 043519-1–043519-14.
22. Ergun S. Fluid flow through packed columns // Chem. Eng. Progr. — 1952. — V. 48, N 2. — P. 89–94.
23. Jones D. P., Krier H. Gas flow resistance measurements through packed beds at high Reynolds numbers // Trans. ASME. J. Fluid Eng. — 1983. — V. 105. — P. 168–173.
24. Denton W. H. The heat transfer and flow resistance for fluid flow through randomly packed spheres // General Discussion on Heat Transfer. — London: Inst. of Mech. Eng. and ASME, 1951. — P. 370–373.
25. Таблицы физических величин: справочник / ред. И. К. Кикоин. — М.: Атомиздат, 1976.
26. Ермолаев Б. С., Новожилов Б. В., Посвянский В. С., Сулимов А. А. Результаты численного моделирования конвективного горения порошкообразных взрывчатых систем при возрастающем давлении // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 5. — С. 3–12.
27. Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мерзханов А. Г. Приближенный метод решения задач тепловой теории зажигания // Докл. АН СССР. — 1968. — Т. 178, № 1. — С. 131–134.
28. Merzhanov A. G., Averson A. E. The present state of the thermal ignition theory: An invited review // Combust. Flame. — 1971. — V. 16, N 1. — P. 89–124.
29. Rogers R. N. Thermochemistry of explosives // Thermochem. Acta. — 1975. — V. 11, N 2. — P. 131–139.
30. Андреев С. Г., Бабкин А. С., Баум Ф. А., Имховик Н. А., Кобылкин И. Ф., Колпаков В. И., Ладов С. В., Одинцов В. А., Орленко В. А., Охитин В. Н., Селиванов В. В., Соловьев В. С., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. — М.: Физматлит, 2004. — Т. 1.
31. Андреев К. К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. — М.: Наука, 1966.
32. Андреев В. В., Ершов А. П., Лукьянчиков Л. А. Двухфазная низкоскоростная детонация пористого ВВ // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 3. — С. 89–93.
33. Ershov A. P. Modeling of the deflagration to detonation transition in porous PETN // Proc. 11th Symp. (Intern.) on Detonation. — Snowmass Village, CO, 1998. — P. 686–692.
34. Титов В. М., Фадеев Ю. И., Титова Н. С. Разгон твердых тел кумулятивным взрывом // Докл. АН СССР. — 1968. — Т. 180, № 5. — С. 1051–1052.

Поступила в редакцию 24/XI 2011 г.