

Быстрый переход горения в детонацию в двухфазной системе – эксперимент и численное моделирование*

А.П.Ершов, А.О.Кашкаров, Л.А.Лукьянчиков, Э.Р.Прууэл
Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия
e-mail: ers@hydro.nsc.ru

Initiation of porous explosive by a high-enthalpy gas flow from nearby active charge was explored using synchrotron radiography. This diagnostics, being far more informative than conventional experimental methods, requires large-scale computational services to extract the physical fields from the raw detector data. 2D density maps were obtained with 0.5 s time increment. The experiment was simulated with 2D, 2-phase hydrocode. A reasonable agreement was reached if both fracturing and surface ablation of explosive grains were taken into account. So, new methods led to the plausible model of quite complex process.

Введение

Основная часть работ, посвященных инициированию детонации взрывчатых веществ (ВВ), делится на две группы: исследуется ударноволновое инициирование либо переход горения в детонацию (ПГД). Первый вариант быстрый (установление процесса происходит за микросекунды), тогда как второй обычно более медленный (миллисекундный). В данной работе исследуется промежуточный случай – парадоксально быстрый ПГД, с характерным временем около 10 мкс. Например, в [1] получено быстрое инициирование порошкообразных ВВ при энергичной инжекции в пористый заряд потока горячего газа, созданного взрывом удаленного активного заряда. Позднее применялись такие способы возбуждения, как электрический разряд или взрыв проводника внутри порошкового ВВ, впрыск горячих продуктов горения из отдельной камеры при прорыве мембраны, воздействие волны газовой детонации [2, 3, 4]. Отметим, что давление в газе на границе с порошком могло составлять всего сотни атм, 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: детонация развивается, начиная со стадии весьма быстрого конвективного горения. При этом обходится наиболее медленная стадия послыного горения. В данной работе исследована динамика инициирования порошка тэна насыпной плотности с применением нового физического метода – просвечивания заряда пучком синхротронного излучения (СИ). 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

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 09-03-00127) и Программы Президиума РАН №23 (проект 18).

«сопровождение». Для изучения механизма процесса распределения плотности сравнивались с расчетными, полученными из двухфазной двухскоростной газодинамической модели. Модель позволяла учитывать различные механизмы взаимодействия фаз. Новые данные позволили провести детальное сравнение экспериментальных и расчетных профилей плотности оценить роль основных факторов инициирования.

1. Эксперимент

Высокоэнтальпийный поток газа, как и в [1], создавался взрывом навески взрывчатого вещества, отделенной воздушным промежутком от исследуемого пористого заряда тэна диаметра 16 мм, с плотностью 1 г/см^3 . При контакте горячего воздуха с исследуемым зарядом возникало сложное двухфазное течение, динамика которого исследовалась методом синхротронного просвечивания. Схема эксперимента приведена на рис. 1.

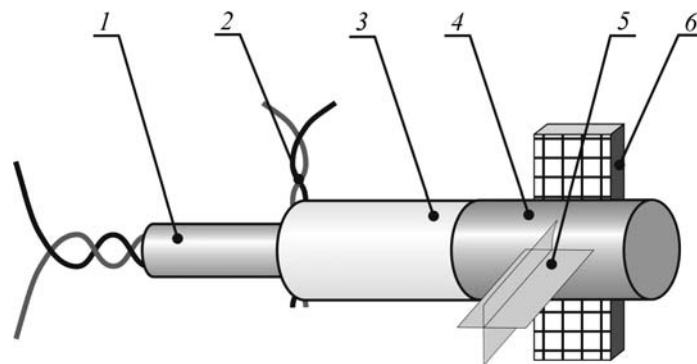


Рис. 1. Схема инициирования и положения заряда относительно луча СИ. 1 - детонатор, 2 - контактный датчик, 3 - воздушный зазор, 4 - заряд исследуемого ВВ, 5 - луч СИ, 6 - детектор.

СИ представляет собой поток фотонов тормозного излучения с энергией 10–30 кэВ, весьма низкой угловой расходимостью $10^{-3} - 10^{-4}$ радиан и высокой интенсивностью. По существу, ускоритель работает как высококачественный источник мягкого рентгеновского излучения. Импульсы излучения повторяются с периодом обращения электронного пучка по орбите ускорителя ВЭПП-3 (250 нс), имея длительность около 1 нс. Сечение пучка $20 \times 0.1 \text{ мм}^2$. Излучение воспринимается линейным детектором с пространственным разрешением 0.1 мм. Поглощение определяется интегралом от плотности вдоль луча и не зависит от физико-химического состояния среды. Интенсивность прошедшего излучения измерялась вдоль оси заряда, чтобы определить общую динамику распространения процесса, и в нескольких поперечных сечениях, что позволило восстановить распределение плотности внутри заряда. Варьированием иницирующей 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, используя реальное уравнение состояния с учетом диссоциации, определялись все параметры иницирующего потока. Качественно воздействие воздушной пробки сходно с воздействием продуктов горения ВВ или продуктов детонации газовой смеси, которые использовались в [2–4].

Основной интерес представляет околоскоростной режим инициирования, в котором перед контактом с порошком начальная скорость потока газа $u = 2.4 \text{ км/с}$, дав-

ление $P = 10$ МПа, что соответствует давлению при отражении от жесткой преграды 90 МПа – существенно ниже, чем требуется для ударноволнового возбуждения детонации тэна (250 МПа [6]). По записям детектора излучения восстанавливались двумерные распределения плотности в цилиндрическом заряде с шагом по времени 0.5 мкс, диктуемым периодом ускорителя ВЭПП-3 и доступной скоростью считывания информации. По теневым рентгенограммам в ряде сечений заряда восстанавливались зависимости плотности от радиуса. Интерполированием таких распределений в наборе сечений получена динамика процесса – зависимость плотности ρ от радиуса r , осевой координаты z и времени t . Подробно детали эксперимента и процедура восстановления изложены в работе [5]. Примеры полученных распределений показаны на рис. 2.

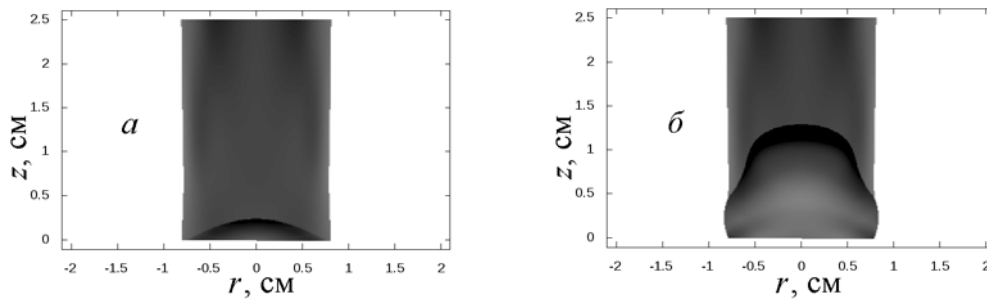


Рис. 2. Распределения плотности в осевой плоскости заряда при слабом инициировании. *a* – время 3 мкс после начала внедрения потока в порошок, *б* – 8 мкс.

2. Расчетная модель

Объем информации, извлекаемой из синхротронного эксперимента, позволяет провести детальное сопоставление с численной моделью процесса. Можно ожидать, что такое сравнение поможет понять механизм инициирования. При этом модель должна соответствовать уровню эксперимента. Следует учитывать наиболее важные факторы, не вдаваясь в излишние усложнения. Как отмечалось выше, при «мягком» воздействии на порошок потока горячего газа механизм инициирования не ударноволновой (для которого допустимо однофазное 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. Справа находится засыпка порошка тэна с пористостью $\varphi_0 = 0.42$, поры заполнены воздухом при нормальных условиях. Слева – слой воздуха и далее активный заряд, подбираемый так, чтобы обеспечить нужные параметры инициирующего воздушного потока. Основные уравнения имели стандартный вид, за исключением того, что уравнение импульса твердой фазы было преобразовано в «скоростную» форму:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial v^2}{\partial x} + \frac{1}{\rho_S} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho_S \alpha} \frac{\partial P_S}{\partial x} = \frac{f}{\rho_S \alpha}. \quad (1)$$

Здесь v – скорость твердой фазы, ρ_S – плотность тэна (постоянная), P – давление газа, P_S – давление деформации твердой фазы, α – объемная доля твердой фазы, f – сила взаимодействия фаз. В стандартной постановке, когда расчетной переменной является плотность импульса $\rho_S \alpha v$, для нахождения скорости приходилось делить на α (для которой типично обращение в нуль в некоторых областях течения). В правой части уравнения (1) деления на нуль удастся избежать благодаря присутствию множителя α в силе сопротивления. «Твердое» же давление возникает только при значениях $\alpha > 1 - \varphi_0$, строго положительных. Деформирование порошка необратимое, причем не восстанавливаемая часть работы сжатия переходит в нагрев твердой фазы. Для подавления формальной неустойчивости задачи использовалась расчетная схема из работы [7].

Хотя основные (дифференциальные) части уравнений двухфазного течения следуют вполне определенным образом из законов сохранения, существует известный произвол в выборе вида взаимодействий фаз, т.е. замыкающих соотношений. По существу, эти связи и определяют «индивидуальность» модели. Для части взаимодействий сейчас известны экспериментальные данные и/или разумные теоретические асимптотики. На данной стадии использовались классические корреляции для силы межфазного трения и напряжений в твердой фазе. Сложнее оказывается сопряженная проблема тепломассообмена фаз. Стандартно используется процедура с расчетом распределения температуры в частицах и проверкой условия воспламенения (например, достижения определенной температуры поверхности). При выполнении этого условия частица переводится в разряд реагирующих, а тепловой поток отключается. Выяснилось, что этот формальный подход при экстремально высоких потоках тепла, характерных для нашей задачи, дает нереально малые времена воспламенения (порядка наносекунд), при которых прогретый слой будет нежизнеспособным, и запасенное в нем тепло после прерывания нагрева рассеется. Более адекватным представляется условие, рекомендуемое в [8]: прогрев продолжается, пока не сформируется слой, соответствующий скорости горения при текущих условиях (например, давлению газа). Нетрудно заметить, что это условие соответствует заданному значению прироста не поверхностной, а среднемассовой температуры зерен ВВ (как в [7]). Горение после воспламенения описывалось согласно [9] (нормальная скорость u_n пропорциональна давлению и составляет 11 см/с при характерном давлении 100 МПа).

Отметим, что сама по себе кинетика горения частиц с поверхности слишком медленна. Для быстрого развития процесса требуется скорость реакции примерно на порядок больше. В нашей постановке это достигается введением интенсификации взаимодействия. Во-первых, учитывается дробление порошка при сжатии и связанное с этим увеличение удельной поверхности взаимодействия фаз. Во-вторых, введен механизм абляции. При обдуве зерен ВВ высокоскоростным потоком происходит интенсивный теплообмен, приводящий к испарению поверхности. Испаряющийся слой подвержен сдвиговой неустойчивости, развитие которой приводит к его быстрому срыву и выгоранию. Такая модель, предложенная нами в [10], приводит при типичных для нашей задачи параметрах к ускорению брутто-реакции примерно на порядок. Разумное согласие с экспериментом получается при одновременном учете обоих указанных процессов.

3. Результаты расчетов

Для сравнения с одномерными расчетами выбраны последовательные профили плотности на оси заряда. На рис. 3, а показано семейство профилей, полученное в описанном

выше режиме инициирования.

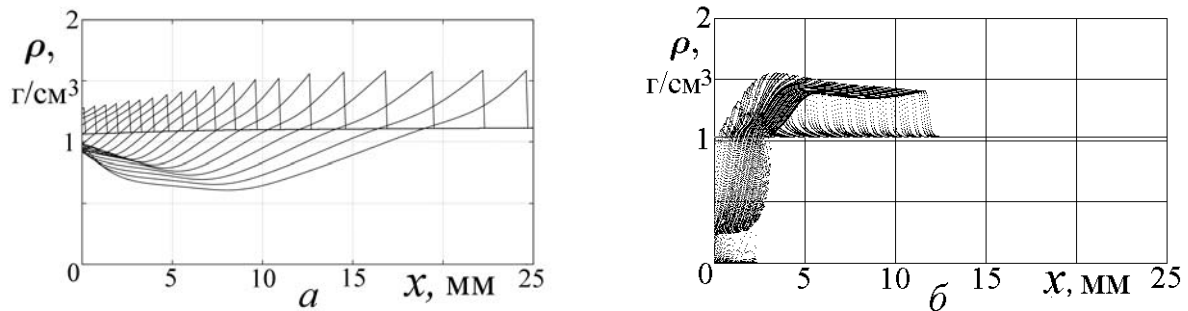


Рис. 3. Распределения плотности вдоль оси заряда. *а*: эксперимент, время процесса 9.5 мкс. *б*: расчет без учета дробления, время расчета 33 мкс. Профили следуют с шагом 0.5 мкс.

Сравнение с экспериментом показало отсутствие какого-либо согласия для расчетов, не учитывающих дробление и рост удельной поверхности (рис. 3, *б*). Формируется плотная пробка, почти непроницаемая для газа, которая движется крайне медленно (что видно из густоты профилей).

Учет дробления давал интегральное согласие, приводя к развитию процесса за времена порядка 10 мкс, с достижением параметров нормальной детонации. Однако выявились и важные отличия, показанные на рис. 4, *а*. В отличие от эксперимента, примерно в 2 мм от свободной поверхности порошка возникает кратковременный пик компактирования. Он является очагом развития быстрого перехода в детонацию в данной модели, так как именно в этом пике удельная поверхность растет в десятки раз. Кроме того, начальная стадия процесса в расчете затянута, что проявляется в сгущении расчетных профилей по сравнению с рис. 3, *а*. Причина этого – значительная инерция твердой фазы, которая должна увлекаться потоком газа до формирования пика. Отсюда следует, что дробление необходимо учитывать, однако сам по себе этот фактор недостаточен для полного описания экспериментальных данных.

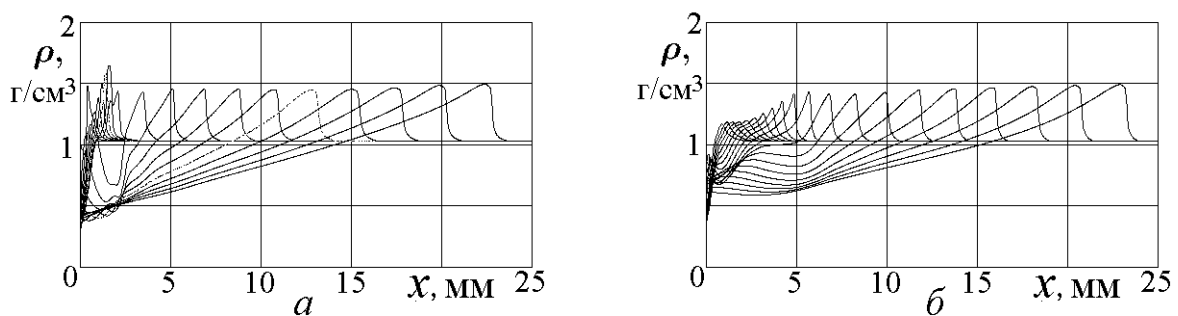


Рис. 4. Расчетные профили плотности. *а*: учитывалось дробление, время 9 мкс. *б*: учитываются дробление и абляция, коэффициент $k = 1.7$, время расчета 11 мкс.

Поэтому был рассмотрен также абляционный механизм [10], для которого скорость горения можно представить в виде

$$u_n = k \frac{\rho}{\rho_s} \left(\frac{\chi V^2}{d} \right)^{1/3}, \quad (2)$$

где χ – температуропроводность, ρ – плотность газа, V – скорость обтекания, d – диаметр частиц, k – коэффициент порядка 1. При типичных значениях $V = 1$ км/с и $\rho = 0.1$ г/см³ скорость регрессии поверхности составляет около 1 м/с. Разумное совпадение с экспериментом получается при одновременном учете абляции и дробления. Абляция, за счет интенсивного выделения газа, обеспечивает более быстрое распространение волны на начальной стадии процесса. Уменьшаются сжимаемость среды и градиент давления, в результате подавляется начальный пик компактирования. 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. 4, *а* (есть пик компактирования), а при больших k волна развивается слишком медленно. Разумное совпадение достигнуто для $k = 1.7$. При этом значении плотность 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. 4, *б*.

Таким образом, новый экспериментальный подход, в сочетании с основательной математической обработкой и результатами газодинамических расчетов, позволил оценить роль различных механизмов взаимодействия фаз и построить адекватную модель быстрого перехода горения в детонацию.

Список литературы

- [1] БЕЛЯЕВ А.Ф., САДОВСКИЙ М.А., ТАММ И.И. Применение закона подобия при взрывах к явлению передачи детонации // ПМТФ. 1960. № 1. С. 3–17.
- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] SEAY G.E., SEELY L.V. Initiation of a low-density PETN pressing by a plane shock wave // Journ. Appl. Phys. 1961. Vol.32, N 6. P.1092–1097.
- [7] 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.
- [8] АНДРЕЕВ С.Г., БАБКИН А.С., БАУМ Ф.А. и др. Физика взрыва. В 2-х тт. Т. 1. М.: Физматлит, 2004. 832 с.
- [9] АНДРЕЕВ К.К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука. 1966. 346 с.
- [10] 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.