

## СРОЧНЫЕ СООБЩЕНИЯ

### ПОДЖИГАНИЕ ЧАСТИЦ ТЭНА ВОЛНОЙ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

УДК 536.46:533.6+534.222.2

В. В. Григорьев, Л. А. Лукьянчиков, Э. Р. Прууэл

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,  
630090 Новосибирск

*Проведено экспериментальное исследование поджигания частиц газозвеси тэна волной газовой детонации. При изменении начального давления газовой смеси от 0,1 до 0,4 МПа с применением метода многолучевой пирометрии найдено критическое давление, при котором происходит резкое усиление интегральной скорости разложения тэна. Показано, что это может происходить вследствие большого увеличения площади поверхности тэна из-за разрушения плавящихся частиц в высокоэнтальпийном потоке газа.*

В зарядах чувствительных вторичных порошковых взрывчатых веществ (ВВ) насыпной плотности детонация может быть возбуждена в непрочной оболочке малого диаметра при умеренном внешнем энергоотводе. При этом возникновению детонации предшествует режим, который формируется в микросекундном диапазоне времени, а фронт реакции горения распространяется со скоростью  $\sim 1$  км/с [1, 2]. Если диаметр заряда меньше некоторой величины, детонация не возбуждается и переходный режим неограниченное время может существовать самостоятельно. Этот режим может быть инициирован электрическим разрядом, взрывающейся проволокой, высокоэнтальпийным потоком газа, газодетонационной волной [3]. Как показано в [4], реакция разложения частиц ВВ инициируется не ударной волной (УВ), а струями горячего газа опережающими фронт реакции.

Этот процесс похож на конвективное горение, которое имеет место при переходе горения в детонацию в порохах и ВВ [5], но реализуется при скоростях, не превышающих 500 м/с. Установлено, что, как и в послойном горении, за транспортировку ВВ в зону реакции при конвективном горении ответствен фронт пламени, отделенный от конденсированной фазы слоем паров, регулирующих поток тепла, идущий на газификацию. Определена зависимость массовой скорости горения от давления:

$$u = \alpha p^\nu, \quad (1)$$

где  $\nu \approx 1$ .

В работе [4] показано, что эта зависимость не может объяснить скорость сгорания в переходном режиме, которая при имеющемся уровне давления должна быть, как минимум, на порядок выше. В этой же работе предложен механизм, названный абляционным горением, объясняющий необходимую интенсификацию потока тепла разрушением испаренного слоя ВВ за счет развивающихся в нем неустойчивостей в высокоскоростном потоке продуктов горения.

В [6] предложен иной подход, в соответствии с которым необходимое интегральное увеличение скорости разложения ВВ объясняется ростом поверхности горения. При этом

массовая скорость горения соответствует соотношению (1). Резкое увеличение поверхности происходит из-за дробления частиц при динамическом воздействии инициирующего потока.

Чтобы прояснить картину развития детонации при слабом инициировании порошковых ВВ, прежде всего нужны надежные экспериментальные результаты о взаимодействии частиц ВВ с высокоскоростным потоком газа. В данной работе приводятся результаты таких экспериментов. Использовался поток, получаемый при детонации в смеси кислорода и ацетилена. Как показано в [3], такой поток способен инициировать заряд промышленного полидисперсного тэна при начальном давлении в смеси  $p_0 = 0,3$  МПа.

Чтобы облегчить интерпретацию экспериментальных данных, исследовались условия развития реакции не в компактном заряде, а в локальном облаке газозвеси частиц ВВ. Характерная плотность облака твердой фазы составляла  $2 \text{ мг/см}^3$ . Это позволило исследовать индивидуальное взаимодействие частицы с потоком. Непосредственной целью экспериментов было определение критического начального давления газовой смеси  $p_*$ , такого, что при  $p_0 \geq p_*$  в детонационной волне (ДВ) происходит интенсивное разложение ВВ.

### МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ

Для решения поставленной задачи в эксперименте производилась регистрация интенсивности излучения  $I(t)$  продуктов детонации (ПД) одновременно на нескольких длинах волн. Это позволило определять начало реакции в ВВ не по изменению общей интенсивности излучения, а по изменению в спектре излучения ПД. В данном случае такой метод измерений эффективен, поскольку позволяет выделить излучение тэна на фоне свечения ПД и отличить поджигание от эффектов, связанных с торможением ПД на частицах.

Для реализации метода использовался многолучевой пирометр, описанный в [7]. Его пространственное и временное разрешения составляли соответственно  $2 \text{ мм}$  и  $5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ . Рабочие длины волн пирометра выбирали из сравнения спектров излучения продуктов газовой детонации и горящего тэна. Спектр ПД для горючей смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  взят из [7]. Спектр излучения тэна определен при его горении в воздухе при атмосферном давлении с помощью пирометра и стандартного набора интерференционных светофильтров. В экспериментах фиксировалась интенсивность излучения на длине волны  $\lambda_1 = 589 \text{ нм}$ , где спектр излучения горящего тэна имеет характерный максимум на фоне относительно минимума в спектре ПД. По излучению на длине волны  $\lambda_1$  контролировалась реакция в ВВ. В свою очередь, излучение ДВ контролировалось на длине волны  $\lambda_2 = 475 \text{ нм}$ , где имеется относительный максимум излучения ПД и минимум для тэна. Другие рабочие длины волн пирометра выбирались произвольно, для контроля измерений по  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Проведено два рода опытов — с чистой горючей газовой смесью и с газозвесью частиц ВВ в той же смеси. Степень реагирования характеризовалась отношением амплитуд сигналов  $I(\lambda_1)/I(\lambda_2)$  в опытах с газозвесью тэна по сравнению с чистой детонацией газовой смеси.

### ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах использовалась стехиометрическая смесь ацетилена и кислорода  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ , выбор которой определялся простотой инициирования и быстрым формированием ДВ. Размеры используемых частиц тэна  $20\text{--}50 \text{ мкм}$ .

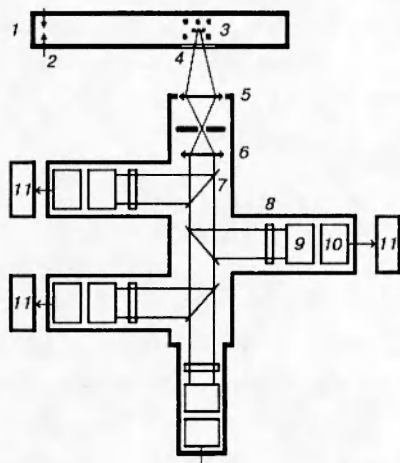


Рис. 1

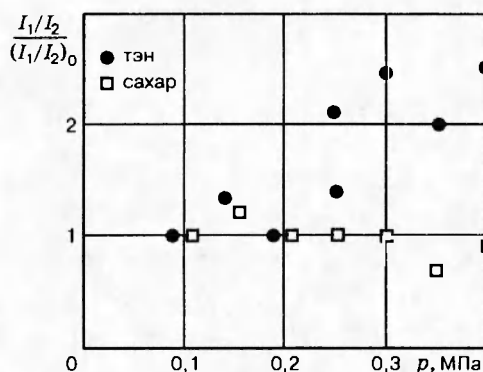


Рис. 2

Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — детонационная труба, 2 — свеча зажигания, 3 — облако частиц, 4 — окно, 5 и 6 — линзы, 7 — полупрозрачные зеркала, 8 — интерференционные светофильтры, 9 — фотоэлектронные умножители ФЭУ, 10 — повторители напряжения, 11 — цифровой осциллограф

Рис. 2. Отношение амплитуд сигналов

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Детонационная труба представляла собой канал квадратного сечения  $10 \times 10$  мм длиной 300 мм. Облако газовзвеси создавалось с помощью электромагнитной катапульты, на которую помещалась порция частиц тэна массой  $\approx 1,5$  мг. Характерный размер облака  $\sim 10$  мм. Перед экспериментом труба вакуумировалась и заполнялась газовой смесью. Интенсивность излучения  $I(t)$  регистрировалась из центральной части облака через стеклянное окно. Основная погрешность измерений связана с шумами при работе ФЭУ. Полная погрешность амплитудных измерений интенсивности излучения не превышала 10 %.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились с тэном и сахаром при  $p_0 = 0,1 \div 0,4$  МПа. На рис. 2 представлены экспериментальные данные в виде зависимости отношения амплитудных значений сигналов  $I_1(\lambda_1)/I_2(\lambda_2)$  от  $p_0$  во фронте ДВ. Отношение  $I_1/I_2$  для детонации с газовзвесью нормированы на  $(I_1/I_2)_0$  для чистой газовой детонации, т. е. представлено изменение спектра по двум линиям  $(I_1/I_2)/(I_1/I_2)_0$  для тэна и сахара.

На графике выделяются два участка. На первом ( $p_0 \leq 0,3$  МПа) изменение спектра не происходит. Более того, абсолютные интенсивности сигналов газовой детонации и детонации с тэном совпадают. Это означает, что используемая методика не фиксирует здесь разложения тэна. Второй участок начинается с  $p_0 = 0,3$  МПа. Здесь отношение двух сигналов за время, не превышающее 10 мкс после прохода фронта ДВ, меняется примерно в два раза. Это происходит только из-за увеличения  $I_1$ , значение  $I_2$  остается примерно неизменным. В контрольных экспериментах с частицами сахара изменения в спектре отсутствуют, поэтому наблюдаемый эффект не может быть обусловлен торможением ПД на

частицах. Следовательно, начиная с  $p_0 = 0,3$  МПа в экспериментах фиксируется разложение тэна, причем процесс имеет пороговый характер. Отметим, что найденное значение  $p_* = 0,3$  МПа хорошо согласуется с результатами, полученными в работе [3].

### РАЗРУШЕНИЕ ПЛАВЯЩИХСЯ ЧАСТИЦ ТЭНА В ДВ

Для объяснения полученного результата предлагается следующая гипотеза. В высокотемпературном потоке газа частицы тэна воспламеняются при любых  $p_0$ , но, как показано в [4, 6], классическое горение не может объяснить наблюдаемого эффекта. Интенсивное разложение начинается при  $p_0 \geq p_*$  за счет резкого роста площади поверхности тэна, что сильно увеличивает интегральную скорость горения. Предложенный в [6] механизм увеличения площади поверхности не может реализоваться в данной постановке, так как частицы не взаимодействуют между собой, а динамический напор газа в ДВ на порядок меньше, чем предел прочности тэна. Поскольку температура плавления тэна (415 К) довольно низка по сравнению с температурой газа (4200 К), следует рассмотреть возможность разрушения жидкой оболочки, которая образуется на частицах при их плавлении.

Процесс разрушения капель характеризуется числами Вебера и Лапласа [8]:

$$We = \frac{d\rho_g v^2}{\sigma}, \quad Lp = \frac{d\rho_l \sigma}{\mu^2},$$

где  $d$  — диаметр капли;  $\rho_g$  и  $\rho_l$  — плотность газа и капли;  $v$  — относительная скорость газа,  $\sigma$  и  $\mu$  — коэффициенты поверхностного натяжения и динамической вязкости капли. Поскольку данные о значениях  $\sigma$  и  $\mu$  для расплавленного тэна отсутствуют, в расчетах использовались диапазоны их возможных значений:  $\sigma = 0,1 \div 1$  Н/м,  $\mu = (1 \div 5) \cdot 10^{-3}$  кг/(м · с). Из возможных механизмов разрушения капель в потоке газа для плавящихся частиц наиболее вероятен срыв жидкого слоя. Для капель этот механизм реализуется при  $We > We_* = 60 \div 80$  и  $Lp = 10^2 \div 10^5$  (диапазон значений  $Lp$  для тэна в ДВ). Время от прихода фронта ДВ на частицу до начала ее дробления слабо зависит от  $We$ :  $t_i \approx 3$  мкс при  $We = 10^2 \div 10^5$ .

Для частиц тэна с исходным диаметром  $d_0 = 30$  мкм за фронтом ДВ в течение времени  $t_i$   $We = 400 \div 4000$ . Таким образом, необходимое условие разрушения капель ( $We > We_*$ ) выполнено. Причем  $t_i < t_r \leq 10$  мкс, где  $t_r$  — время от прихода ДВ до начала регистрации реакции в тэне в эксперименте.

Прежде чем анализировать влияние каплеобразования на процесс химического реагирования тэна, оценим толщину расплавленного слоя на частице и особенности его разрушения. Из-за трудностей аналитического описания нагрева частицы глубина расплавленного слоя оценивалась численным моделированием переноса тепла с учетом фазового перехода (плавления). Решалась одномерная задача теплопроводности в ограниченной области со следующими граничными условиями: на поверхности ВВ задавался тепловой поток, а на расстоянии, равном радиусу частицы, температура считалась постоянной. Моделирование показало, что тепловая волна за время  $\leq 5$  мкс не успевает распространиться глубоко в частицу и толщина расплавленного слоя составляет  $\delta \approx 1$  мкм.

Таким образом, при характерных временах процесса на частицах имеется расплавленный слой, но не очевидно, что значение  $We_*$ , полученное для капель, будет верно и для жидкой оболочки. Поэтому рассмотрим, как развиваются возмущения в жидком слое на частице в высокоскоростном потоке. Поскольку  $\delta \ll d_0$ , используем уравнение развития волновых возмущений, полученное из решения плоской задачи об устойчивости тангенци-

ального разрыва [9]:

$$a = a_0 \exp(t/\tau), \quad \tau(b) = \left( \frac{\rho_g \rho_l v^2}{(\rho_g + \rho_l)^2} \frac{4\pi^2}{b^2} - \frac{\sigma}{\rho_g + \rho_l} \frac{8\pi^3}{b^3} \right)^{-1/2},$$

где  $a$  и  $b$  — амплитуда и длина волны.

Пренебрегая  $\rho_g$  по сравнению с  $\rho_l$ , перепишем формулу в виде

$$\tau = \frac{\tau_0}{[(b_{\min}/b)^2 - (b_{\min}/b)^3]^{1/2}}, \quad \tau_0 = \frac{\sigma \sqrt{\rho_l}}{(\rho_g v^2)^{3/2}}, \quad b_{\min} = \frac{2\pi\sigma}{\rho_g v^2}.$$

При  $b < b_{\min}$  возмущения затухают, при  $b > b_{\min}$  развиваются с характерным временем  $\tau$ . Для тэна за ДВ при  $\sigma = 0,1$  Н/м,  $b_{\min} \approx 0,5$  мкм имеем  $\tau_0 = 3 \cdot 10^{-9}$  с. Логично предположить, что разрушение будет происходить только при  $\delta > b_{\min}$ .

Таким образом, на частицах за фронтом ДВ образуется расплавленный слой достаточной для разрушения толщины ( $\delta \approx 2b_{\min}$ ). Следует ожидать, что характерный размер образующихся капель  $d_f$  будет примерно равен критической длине волны возмущения:  $d_f = b_{\min}$ . Исходя из этого, оценим увеличение площади поверхности тэна, считая, что разрушится весь расплавленный слой, образованный за характерное время задержки реакции. Масса жидкой оболочки  $m = (\rho\pi/6)(d_0^3 - d^3)$ , где  $d$  — конечный размер частицы. Число капель  $n = (d_0^3 - d^3)/d_f^3$ , и, если не учитывать уменьшение площади поверхности частицы, увеличение площади поверхности ВВ составит  $\eta = (d_0^3 - d^3)/d_0^2 d_f + 1$ . Для полученного значения  $\delta = 1$  мкм имеем  $\eta = 12$ , т. е. поверхность ВВ увеличивается более чем на порядок.

При наличии разрушения частиц предложенный в [4] механизм абляционного горения можно рассматривать только применительно к образовавшимся каплям.

Итак, в результате разрушения расплавленного слоя на частицах происходит резкий рост поверхности ВВ, что ведет к увеличению интегральной скорости реакции, достаточной для развития переходного режима разложения порошкового ВВ. Процесс носит пороговый характер: разрушение будет происходить только при толщине расплавленного слоя больше некоторой критической величины.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01497).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев В. В., Лукьянчиков Л. А. К механизму распространения детонации с малой скоростью при искровом инициировании // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 20, № 6. С. 912–919.
2. Мельников М. А., Никитин В. В. Определение кинетических параметров гексогена, инициируемого электрической искрой // Физика горения и взрыва. 1972. Т. 8, № 4. С. 485–489.
3. Андреев В. В., Лукьянчиков Л. А., Митрофанов В. В., Тесленко В. С. Возбуждение детонации порошковых ВВ взрывом газовой смеси // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 153–155.
4. 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.
5. Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.

6. **Ershov A. P.** Convective burning of porous explosive after sharp initiation — fragmentation effect // Proc. 2nd Int. Conf. on Multiphase Flows. Kyoto, Japan, 1995. P. CO-27–CO-31.
7. **Григорьев В. В.** Одновременное измерение температуры поверхности и скорости одиночных частиц, метаемых газовой детонацией // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 1. С. 129–135.
8. **Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И.** Газовая динамика многофазных сред // Итоги науки и техники. МЖГ. М.: ВИНТИ, 1981. Т. 16. С. 225–242.
9. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теоретическая физика. Т. VI: Гидродинамика. М.: Наука, 1988. С. 345.

*Поступила в редакцию 20/XI 1996 г.*

---