

кинематические характеристики неоднородностей в детонационном фронте существенно не меняются и есть основание полагать, что и при повышенных давлениях хорошими моделями деталей структуры фронта служат явления, наблюдаемые недалеко от пределов детонации в каналах.

Поступила в редакцию
19/VII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Волин, Я. К. Трошин и др. ПМТФ, 1960, 2.
2. R. E. Duff. The Phys. of Fluids, 1961, 4, 11.
3. B. Levett, D. F. Hornig. J. Chem. Phys., 1962, 36, 1.
4. L. M. Sastry, B. F. Schwartz a. o. 9-th Intern. Symposium on Combustion. Acad. Press, 1963.
5. В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов. ФГВ, 1973, 9, 5.
6. D. H. Edwards, D. J. Raggy, A. F. Jones. J. Appl. Phys., 1966, 17, 11.
7. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1959, 125, 1.
8. R. A. Strehlow, C. D. Engel. AIAAJ., 1969, 7, 3.
9. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
10. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ЖТФ, 1960, 30, 4.
11. R. A. Strehlow. Comb. & Flame, 1968, 12, 2.
12. R. A. Strehlow. Astron. Acta, 1969, 14.
13. R. A. Strehlow. Astron. Acta, 1970, 15.
14. В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. Сб. «Динамика сплошной среды». Вып. 9. Новосибирск, Изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
15. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко и др. ФГВ, 1972, 8, 1.
16. P. H. M. Howe. Appl. Phys. Lett., 1969, 15, 7.
17. B. V. Duppe. Science, 1970, 167, 3921.
18. V. I. Mandzelei, V. V. Mitrofanov, V. A. Subbotin. Докл. на VI Международном коллоквиуме по газодинамике взрыва и реагирующих систем. Сан-Диего, США, 1973.

УДК 662.215.1

ВЛИЯНИЕ МЕЛКОДИСПЕРСНОГО НАПОЛНИТЕЛЯ НА ПАРАМЕТРЫ И СТРУКТУРУ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ГАЗЕ

А. М. Гладилин

(Ленинград)

Данная работа является непосредственным продолжением [1], где рассматривался вопрос о некоторых особенностях протекания детонационного процесса в смеси газообразного взрывчатого вещества с мелкодисперсными частицами. В работе [1] было показано, что добавление в газообразное ВВ химически активных твердых частиц определенного начального радиуса может привести к существенному усилению параметров детонационной волны и изменению ее структуры.

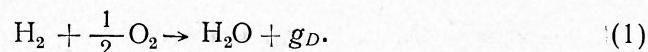
В данной работе основное внимание уделяется изучению влияния агрегатного состояния частиц (твердые, жидкие), их начального радиуса и механизма массообмена (испарение, обдирка поверхностного слоя жидкой частицы высокосортным потоком газа) на параметры и структуру детонационной волны в газе, а также проводится более подробное обсуждение полученных результатов.

Задача о влиянии мелкодисперсного наполнителя на параметры и структуру детонационной волны решалась в той же постановке, что и в работе [1], которую в общих чертах можно сформулировать следующим образом.

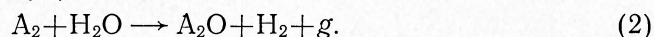
Пусть полубесконечная труба $0 \leq x < \infty$, закрытая с левого конца, заполнена смесью газообразного ВВ с мелкодисперсными частицами начального радиуса r_0 , равномерно распределенными в начальный момент по всему объему, занятому газом. В некоторый момент t_0 у левой стенки трубы инициируется детонационная волна в газе, которая распространяется вправо с некоторой скоростью D_0 . За фронтом детонационной волны под действием высокой температуры окружающего газа частицы начнут испаряться, а их пары будут мгновенно вступать в химическую реакцию с продуктами детонации газообразного ВВ с выделением тепла g . Требуется определить влияние этой вторичной химической реакции на параметры течения за фронтом детонационной волны и поведение самого детонационного фронта.

Поставленная задача решалась численным методом. Система дифференциальных уравнений, описывающая поведение двухфазной среды при наличии массообмена между фазами и химических реакций, а также метод ее численного расчета приведены в [1].

В качестве газообразного ВВ была выбрана стехиометрическая смесь кислорода с водородом с реакцией, протекающей по следующему механизму:



В роли вторичной химической реакции использовалась реакция обмена (сохранение числа молекул):



Поскольку основной целью проводимого исследования было получение общей картины течения, то элемент А, из которого состоят частицы второй фазы, выбирался произвольно. Для упрощения численных расчетов его атомный вес выбирался таким образом, чтобы средний молекулярный вес газа в процессе массообмена и реакции оставался постоянным. При этих процессах остается неизменным и уравнение состояния газа. Для реакции (2) элемент А, удовлетворяющий указанному условию, должен иметь атомный вес равным девяти.

Учитывая, что в реальных процессах тепловые эффекты химических реакций уменьшаются с ростом температуры, при которой они происходят, тепловой эффект g вторичной химической реакции (2) был выбран в следующем виде:

$$g = g_0 - k(T - T_0), \quad (3)$$

где g_0 — тепловой эффект при температуре 300°K ; $k = 0,02$ ккал/моль \times град — константа, численное значение которой определялось по справочнику [2], как среднее для нескольких реакций.

Начальное состояние смеси кислорода с водородом перед фронтом детонационной волны определялось следующими значениями параметров: давление $p_0 = 1$ ат, плотность $\rho_0 = 0,49$ кг/м³, температура $T_0 = 300^\circ \text{K}$. Скорость детонации этой смеси при выбранных начальных данных составляет $D_0 = 2500$ м/с [3], а термодинамические и газодинамические параметры на фронте детонационной волны имеют значения: $p_D = 13$ ат, $T_D = 3315^\circ \text{K}$, $\rho_D = 0,85$ кг/м³, $u_D = 1070$ м/с. Коэффициенты кинематической вязкости и теплопроводности и отношение удельных теплоемкостей газа за фронтом детонационной волны имели соответственно значения:

$$\nu_1 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}, \quad k_1 = 0,1 \text{ Вт/м} \cdot \text{град}, \quad \gamma = 1,33.$$

Объемная концентрация частиц второй фазы выбиралась с таким расчетом, чтобы между всем материалом, заключенном в частицах, и продуктами детонации газообразного ВВ существовало стехиометрическое соотношение. В этом случае, для используемой в расчетах истинной плотности материала частиц $\rho_2 = 10^3 \text{ кг/м}^3$, объемная концентрация частиц должна составлять $C_2 = 4,9 \cdot 10^{-4}$.

После приведения к безразмерному виду начальные значения всех величин, приведенных на рис. 1—6, на фронте невозмущенной детонационной волны имели следующие значения: $D=1$, $u=0,43$, $p=1$, $\rho=4,05$, радиус частиц $r=1$, число частиц в единице объема $n=1$, скорость частиц $v=0$.

Перейдем к рассмотрению результатов численного решения поставленной задачи. На рис. 1 приведены безразмерные профили давления за фронтом детонационных волн, распространяющихся по смеси газообразного ВВ (кислород+водород) с твердыми мелкодисперсными частицами. Изображаемый момент соответствует времени, когда фронты детонационных волн находятся на расстоянии 50 см от места инициирования детонации. Массообмен между твердыми частицами и газом осуществлялся за счет испарения. В этом случае изменение радиуса частицы описывается уравнением:

$$\frac{dr}{dt} = -0,5k_1 r^{-1} \rho_2^{-1} L^{-1} \text{Nu} (T_1 - T_2), \quad (4)$$

где k_1 — коэффициент теплопроводности газа; r — текущий радиус частицы; ρ_2 — плотность материала частицы; L — количество тепла, необходимого для нагрева частиц до температуры кипения и испарения; Nu — число Нуссельта для частицы; T_1 и T_2 — температуры газа и частицы. Это уравнение получается из баланса тепла в сфере, помещенной в обтекающий ее поток газа.

Кривые *a*, *b* и *v* получены при использовании в качестве наполнителя частиц, начальные радиусы и тепловые эффекты которых имели соответственно следующие значения: $r_0 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $g_0 = 250 \text{ ккал/моль}$; $r_0 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $g_0 = 150 \text{ ккал/моль}$; $r_0 = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $g_0 = 150 \text{ ккал/моль}$. Из поведения этих кривых видно, что за фронтом детонационной волны, содержащей зону вторичной химической реакции между мелкодисперсным наполнителем и продуктами детонации газа, вместо волн разрежения могут образовываться волны сжатия, которые в состоянии догонять и усиливать детонационный фронт. Наглядное представление о величине такого усиления можно получить из сравнения кривых *a*, *b*, *v* с кривой *г*, изображающей профиль давления за фронтом детонационной волны в случае отсутствия частиц ($r_0 = 0$).

Увеличение давления на фронте детонационной волны приводит к увеличению скорости ее распространения. Так, например, в случае рис. 1, *a*, увеличение давления на фронте детонационной волны в 2,5 раза приводит к увеличению скорости детонационного фронта в 1,23 раза.

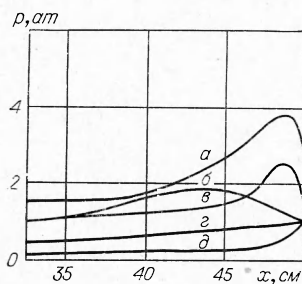


Рис. 1.

Кривая *д* получена здесь для инертных частиц ($\partial(T) = 0$) $r_0 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Здесь быстрое падение давления за фронтом детонационной волны происходит, по-видимому, в результате резкого охлаждения газа испаряющимися частицами.

Таким образом, из рис. 1 видно, что изменением физико-химических свойств мелкодисперсного наполнителя можно существенно влиять на структуру детонационной волны и ее параметры. Волны сжатия, изображенные на рис. 1, возникают, усиливаются и увеличивают

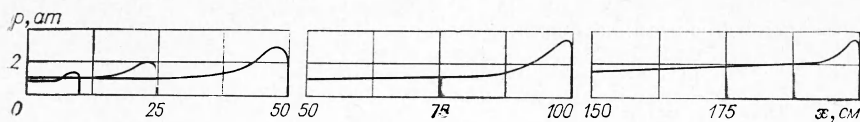


Рис. 2.

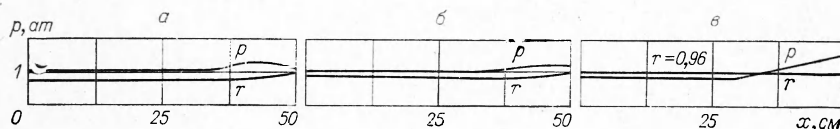


Рис. 3.

параметры детонационного фронта не сразу, а постепенно, на некотором отрезке пути, примыкающем к месту инициирования детонации, который можно назвать участком разгона.

На рис. 2 изображены профили давления за фронтом детонационной волны по мере прохождения ею участка разгона ($r_0 = 5 \cdot 10^{-6}$ м, $g_0 = 200$ ккал/моль). Начиная с расстояния 100 см от места инициирования, усиление волны сжатия и детонационного фронта практически прекращается. Поэтому можно считать, что для этой детонационной волны участок разгона имеет величину порядка одного метра.

Поскольку с увеличением начального радиуса частиц расстояние, на котором они полностью испаряются (ширина зоны вторичной химической реакции), тоже увеличивается, то концентрация энергии за фронтом детонационной волны уменьшается. Поэтому должен существовать такой предельный начальный радиус частиц, выше которого они уже не в состоянии усилить детонационный фронт и могут быть использованы только для общего подъема давления по всей области детонационной волны. Для твердых частиц, массообмен которых осуществляется только за счет испарения, такой предельный начальный радиус частиц $r_0^* = 10^{-5}$ м. Профиль давления и кривая, описывающая изменение радиуса частиц за фронтом детонационной волны для твердых частиц с $r_0 = 10^{-5}$ м и $g_0 = 200$ ккал/моль, приведены на рис. 3, а, где видно, что ширина зоны вторичной химической реакции при использовании таких частиц в качестве наполнителя к газообразному ВВ превышает 50 см.

Перейдем к рассмотрению эффекта, который может быть получен при замене твердых мелкодисперсных частиц на жидкие. Поскольку в используемой модели как твердые, так и жидкие частицы считаются несжимаемыми и недеформируемыми, то все различие между ними состоит лишь в следующем:

1) затраты энергии на испарение жидких частиц в несколько раз меньше, чем твердых;

2) при использовании жидких частиц массообмен между фазами может осуществляться не только путем испарения, но также за счет обдирки поверхностного слоя частицы высокоскоростным потоком газа.

Вследствие этих различий в случае массообмена испарением твердые частицы заменяются на жидкие только изменением в расчетных формулах численного значения теплоты испарения L . Для твердых частиц величина L выбиралась равной 75 ккал/моль, а для жидких частиц — 15 ккал/моль.

На рис. 4 изображена картина течения за фронтом детонационной волны, распространяющейся по смеси газообразного ВВ с жидкими частицами с $r_0 = 10^{-5}$ м и $g_0 = 200$ ккал/моль.

Из сравнения рис. 3, а и 4 видно, что уменьшение L в пять раз привело к сокращению ширины зоны вторичной химической реакции

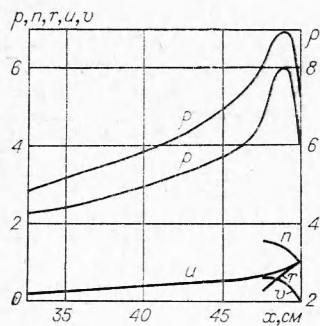


Рис. 4.

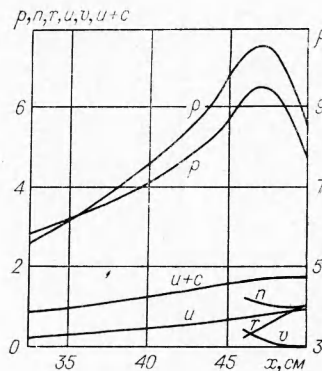


Рис. 5.

более, чем в 20 раз. Высокая концентрация энергии в зоне вторичной химической реакции в случае, изображенном на рис. 4, приводит к значительному усилению параметров детонационного фронта. Давление на фронте возрастает почти в четыре раза, а скорость его распространения — в 1,48 раза.

С увеличением начального радиуса жидких частиц скорость испарения так же, как и у твердых частиц, уменьшается, и их влияние на параметры детонационного фронта становится незначительным. Предельный начальный радиус жидких частиц, массообмен которых осуществляется только за счет испарения, равен 10^{-4} м. Профиль давления и кривая, описывающая изменение радиуса за фронтом детонационной волны для жидких частиц с $r_0=10^{-4}$ м и $g_0=200$ ккал/моль, приведены на рис. 3, б.

Рассмотрим другой механизм массообмена — обдирки поверхностного слоя жидкой частицы высокоскоростным потоком газа. В этом случае уравнение (4), определяющее изменение радиуса частицы, заменяется уравнением, предложенным Энджелом [4]:

$$\frac{dr}{dt} = - \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{1/3} \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{1/6} (u_1 - u_2)^{1/2} \nu_2^{1/2} r^{-1/2}. \quad (5)$$

Здесь ρ_1 — истинная плотность газа, ν_1 и u_1 — кинематическая вязкость и массовая скорость газа. Переменные с индексом 2 описывают аналогичные параметры жидких частиц.

При больших относительных скоростях движения газа и частиц процесс обдирки является более интенсивным, чем испарение. Это следует из сравнения рис. 5 и 3, б. На рис. 5 приведены результаты численного решения задачи для жидких частиц с $r_0=10^{-4}$ м и $g_0=200$ ккал/моль при условии, что массообмен между фазами осуществляется за счет обдирки. Здесь усиление детонационного фронта более значительно, чем на рис. 4, хотя тепловые эффекты в обоих случаях одинаковы, а ширина зоны вторичной химической реакции больше, чем на рис. 4. Это происходит потому, что затраты энергии на обдирку частиц меньше, чем на их испарение.

На рис. 5 впервые приведена кривая, описывающая поведение величины $u+c$ (c — местная скорость звука в газе) за фронтом детонационной волны. Значение величины $u+c$, определяющее наклон S^+ -характеристик, в максимуме волны сжатия не превышает значений величины $u+c$ правее этого максимума. В результате этого S^+ -характеристики нигде не пересекаются и волна сжатия не превращается в ударную и движется с той же скоростью, что и детонационный фронт. Возможность существования стационарных волн сжатия за фронтом детонационной волны подтверждается и экспериментами [5].

Из сравнения рис. 4 и 5 видно, что скорость газа на фронте детонационной волны в случае, изображенном на рис. 4, больше, а давление меньше, чем на рис. 5. Это объясняется разгоном газа за счет отрицательного градиента давления в голове волны сжатия, абсолютная величина которого на рис. 4 больше, чем на рис. 5. Кроме того, на рис. 5 характерно изменение выпуклости кривых, описывающих параметры частиц. Физически это означает изменение знака у функции ускорения частиц за фронтом детонационной волны и произошло в результате скачкообразного изменения значения коэффициента сопротивления C_x [6] при переходе к частицам, начальный радиус которых превосходит 10^{-5} м.

Использование в качестве механизма массообмена процесса обдирки повышает предельный начальный радиус жидких частиц приблизительно до 10^{-3} м. Профиль давления и кривая, описывающая изменение радиуса за фронтом детонационной волны для жидких частиц с $r_0=10^{-3}$ м и $g_0=250$ ккал/моль, приведены на рис. 3, в. Здесь, прежде всего, нужно отметить отсутствие волн сжатия за фронтом детонационной волны, что можно объяснить очень слабым силовым и тепловым воздействием частиц такого большого радиуса на газовую фазу.

Действительно, поскольку сила F , действующая на газ со стороны частиц, пропорциональна $n \cdot r^2$, а $n \sim r^{-3}$, то окончательно получаем $F \sim r^{-1}$. Следовательно, силовое взаимодействие между фазами изменяется обратно пропорционально радиусу частиц. Тепловое воздействие таких частиц на газ незначительно ввиду очень медленного уменьшения радиуса за фронтом детонационной волны.

На рис. 6, б приведены зависимости скорости детонационных волн, изображенных на рис. 5, а и рис. 3, в, от расстояния до места инициирования детонации. Видно, что даже на расстоянии 50 см от места инициирования скорость детонационного фронта продолжает линейно увеличиваться. Это происходит в результате взаимного влияния друг на друга параметров детонационного фронта и интенсивности массообмена: чем выше параметры детонационного фронта, тем интенсивнее массообмен и наоборот. Этот процесс взаимного влияния будет продолжаться до тех пор, пока температура газа в окрестности детонационного фронта не достигнет такого значения, при котором тепловой эффект (3) станет отрицательным.

Таким образом, из результатов теоретического исследования структуры детонационной волны в смеси газообразного ВВ с мелкодисперсными частицами можно сделать следующие выводы.

1. За фронтом детонационной волны возникает зона вторичной химической реакции между продуктами детонации газообразного ВВ и парами материала частиц, ширина которой зависит от начального радиуса частиц r_0 , теплового эффекта вторичной химической реакции g_0 , агрегатного состояния частиц и механизма массообмена.

2. Наличие зоны вторичной химической реакции за фронтом детонационной волны может оказывать существенное влияние как на структуру детонационной волны (геометрию профилей термодинамических и газодинамических характеристик за фронтом), так и на ее параметры: за фронтом детонационной волны могут образовываться стационарные волны сжатия, которые не превращаются в ударные и движутся с той же скоростью, что и детонационный фронт. Усиление детонационного фронта в этом случае происходит за счет постепенного насыщения на него волны сжатия на участке разгона.

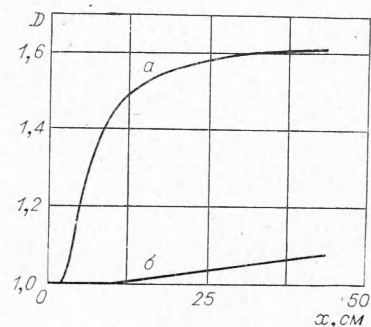


Рис. 6.

3. Выход детонационной волны, распространяющейся по такой смеси, на стационарный режим происходит постепенно, на некотором отрезке пути, примыкающем к месту инициирования детонации, величина которого зависит от физико-химических свойств частиц.

4. Существует предельный начальный радиус частиц r_0^* , выше которого они уже не оказывают существенного влияния на структуру и параметры детонационной волны.

Поступила в редакцию
17/IX 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Антонов, А. М. Гладиллин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, 5.
2. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1962.
3. Основы газовой динамики. Под ред. Г. Эммонса. М., ИЛ., 1963.
4. O. J. Engel. J. National Bur. Standards, 1958, 60, 3.
5. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1973, 9, 1.
6. Л. Комбс. В сб. «Детонация и двухфазное течение». М., «Мир», 1966.

УДК 535.89+535.21

ВЗРЫВНОЙ ИСТОЧНИК МОЩНОГО СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СПЛОШНОГО СПЕКТРА

Ю. Н. Киселев, Б. Д. Христофоров

(Москва)

Ранее [1, 2] предложены взрывные источники света с плотностью потока излучения, падающего на мишень, до 10^7 Вт/см², в которых излучателем является возбуждаемая взрывом кумулятивного заряда сильная ударная волна, распространяющаяся в канале со взрывающимися или отражающими свет стенками. В настоящей работе в качестве взрывного источника света использован взрывной компрессор (рис. 1), разработанный А. Е. Войтенко [3—6], наполненный неоном при атмосферном давлении. Это устройство позволило получить плотности потока излучения до 10^8 Вт/см².

Разгоняемый продуктами взрыва заряда дюралевый ударник сжимает неон в сферическом сегменте. Потоки газа, имеющие у стенок скорости, близкие к фазовой скорости точки контакта ударника с поверхностью сферы, сталкиваются у вершины сегмента и в виде плотной высокотемпературной плазмы выходят в трубку, возбуждая в находящемся в ней газе сильную ударную волну. В работах [4, 5] в трубке диаметром 5 мм с рабочим газом воздухом и ксеноном при нормальном атмосферном давлении зарегистрированы скорости ударной волны 43 и 37 км/с соответственно. В [4] показано, что с увеличением диаметра трубки с 5 до 25 мм скорость ударной волны уменьшается в 1,5 раза. Для эффективного использования излучения ударной волны необходимо увеличивать как скорость ударной волны, так и площадь ее поверхности, определяемую диаметром трубки, так как плотность потока излучения Φ на мишень, расположенную на оси трубки, равна [1]

$$\Phi = \Phi_0 R^2 / (R^2 + x^2),$$

где Φ_0 — плотность потока излучения с фронта; R — радиус трубки,