

6. С. С. Бацанов, Г. Е. Блохина, А. А. Дерibas. Ж. структ. химии, 1965, 6, 2, 227.
7. А. В. Курдюмов, Н. Ф. Островская, А. Н. Пилянкевич и др. Докл. АН СССР, 1974, 215, 4, 836.
8. Т. В. Бавина, О. Н. Бреусов, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1975, 11, 4, 773.
9. А. В. Курдюмов. Автореф. докт. дис. Киев, Ин-т проблем материаловедения АН УССР, 1976.
10. W. H. Gust, P. A. Yong. Phys. Rev. (B), 1977, 15, 12, 5014.
11. Краткий физико-технический справочник. Т. 1. Математика, физика. М.: ГНТИ, 1960.
12. В. Д. Кузнецов, И. Г. Кузнецов, В. Г. Гвоздарев. Изв. вузов. Физика, 1980, 3, 136.
13. Н. И. Алексеев. Автореф. канд. дис. М.: ИХФ АН СССР, 1982.
14. С. С. Бацанов. Изв. АН СССР. Неорганические материалы, 1970, 6, 4, 697.
15. А. В. Курдюмов, И. Н. Францевич. Докл. АН СССР, 1975, 221, 3, 589.
16. A. Simpson e. a. J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, 9, 4, 621.
17. А. В. Курдюмов, Н. Ф. Островская, А. М. Пилянкевич и др. Докл. АН СССР, 1973, 209, 5, 1081.
18. Ж. Фридель. Дислокации. М.: Мир, 1967.
19. С. И. Митрофанов. Исследование попутных ископаемых на обогатимость. М.: Госгортехиздат, 1962.
20. М. В. Власов, Н. Г. Каказей, Г. И. Саввакин. Изв. АН СССР. Неорганические материалы, 1980, 16, 12, 2160.
21. А. В. Курдюмов. Кристаллография, 1972, 17, 4, 620.
22. А. В. Курдюмов. Кристаллография, 1975, 20, 5, 969.
23. Г. А. Ададуров, Т. В. Бавина, О. Н. Бреусов. ФГВ, 1981, 17, 2, 159.

ПСЕВДОНЕДОСЖАТАЯ ДЕТОНАЦИЯ В РАСПЫЛАХ

Д. В. Воронин, В. В. Митрофанов
(Новосибирск)

В рамках динамики многоскоростной среды рассматривается детонация газозвесей, в которых химическая реакция протекает только в газовой фазе и лимитируется скоростью фазового перехода конденсированной фазы (к-фазы) в газ. Одно из существенных отличий таких систем от гомогенных состоит в том, что исходный газ участвует в реакции сразу весь, а конденсированный компонент вовлекается в реакцию постепенно. В математических моделях гетерогенной детонации [1—3] предполагалось, что за фронтом ударной волны (УВ) тепловыделение на единицу массы к-фазы, перешедшей в газ, остается постоянным. Если при этом не налагать на характер движения среды в плоскости Чепмена — Жуке дополнительных ограничений (например, предполагать выравнивание скоростей фаз при заданной из эксперимента скорости детонации D [2] или совпадении точки Жуке с окончанием периода индукции [3]), а трением и теплоотводом в стенки трубы пренебречь, то в одномерной постановке задача дает решение только с полной газификацией к-фазы в звуковой точке (псевдогазовая детонация). В экспериментах же зафиксировано значительное недогорание капель [2, 4]. Поэтому необходимо более строгое моделирование процессов, происходящих в детонационной волне, в частности дробления капель и смешения, влияния стенок, изменения теплового эффекта в зоне реакции вследствие процессов диссоциации и рекомбинации. В настоящей работе анализируется влияние только последних названных факторов.

Будем считать, что состав газа по истечении задержки воспламенения является химически равновесным, и используем для определения величины теплового эффекта приближенное уравнение химического равновесия [5]. Поскольку состав газа в зоне реакции меняется от сильно обедненного до переобогащенного атомами конденсированного компонента (если содержание последнего в системе достаточно велико), тепловыделение на единицу массы продуктов реакции проходит через максимум и скорость детонации для гетерогенной смеси может оказаться выше, чем для газовой смеси того же начального состава. Конечное состояние

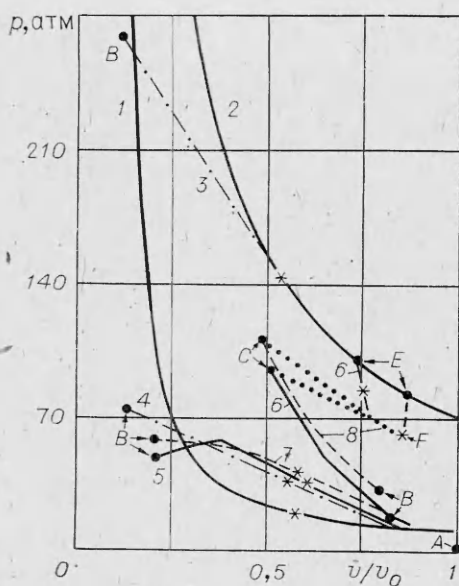


Рис. 1.

тому, лежит между этими граничными случаями. Для отбора D использовали метод стрельбы, а также условие ограниченности градиентов в зоне реакции. Находили скорости D , при которых имелось решение во всей счетной области, оканчивающейся звуковым или сверхзвуковым течением. Особую точку обходили аналогично [6]. Границами счетной области считались фронт УВ и точка полной газификации к-фазы.

Исследованы два типа гетерогенных смесей: $x_1\text{O}_2 + 2\text{H}_2$ (горючее — газ, окислитель — капли, $T_0 = 80$ К) и $x_2\text{C}_7\text{H}_{16} + 11\text{O}_2$ (горючее — капли, окислитель — газ, $T_0 = 293$ К). Значения характерных величин брались из [7, 8], задержки воспламенения — из работ [8, 9].

Анализ решения показывает, что в каждом из трех описанных выше случаев параметры детонации и структура волны существенно различны. На рис. 1 представлены $p-v$ -диаграммы двухфазной детонации: $v = (\rho + \sigma)^{-1}$, ρ — плотность газовой фазы, σ — средняя плотность к-фазы. Здесь 1, 2 — равновесные адиабаты Гюгоню газовых смесей $2\text{C}_7\text{H}_{16} + 11\text{O}_2$ и $\text{H}_2 + \text{O}_2$ соответственно. Точка А — начальное состояние двухфазной среды перед фронтом УВ ($p_0 = 1$ атм), АВ — разрыв параметров на лидирующем фронте. Линии 3, 6, 8 — изменение состояний для гетерогенной детонации смеси $\text{H}_2 + \text{O}_2$.

Прямая 3 построена в предположении выравнивания скоростей фаз сразу за УВ (случай III, $D = 2432$ м/с). Период индукции здесь пренебрежимо мал. Точка Жуге (ее положение на диаграмме обозначено знаком *) размещается в месте полной газификации к-фазы и совпадает с точкой касания прямой 3 и адиабаты 2.

Кривая 8 построена для модели II ($D = 3454$ м/с). Здесь участок ВС — период индукции. Предполагалось, что по истечении задержки воспламенения химические реакции в газовой фазе протекают мгновенно, поэтому CF — разрыв параметров на фронте пламени. Точка Жуге расположена в месте воспламенения образовавшейся газовой смеси (точка F). Далее идет стационарная сверхзвуковая зона, оканчивающаяся в точке E на равновесной адиабате Гюгоню, соответствующей полной газификации к-фазы.

Варьирование задержки воспламенения в рамках модели II показывает, что при малых периодах индукции точка Жуге помещается в месте максимального равновесного тепловыделения, что приблизительно соответствует атомарному составу смесей $\text{H}_2 + \frac{3}{10}\text{O}_2$ и $\frac{9}{8}\text{C}_7\text{H}_{16} + 11\text{O}_2$.

таких детонаций будет недосжатым относительно звуковой точки на равновесной адиабате Гюгоню всей смеси.

Численное решение поставленной задачи проводится по замкнутой модели [6], в которой газификация к-фазы происходит посредством срыва пограничного слоя (при числах Вебера $We < 10$ — по модели испарения) с учетом ускорения, деформации и дробления капель (случай I). Поскольку точные законы межфазового взаимодействия и испарения к-фазы неизвестны, рассмотрим также предельные случаи, когда сила межфазового трения пренебрежимо мала и к-фаза неподвижна (II); скорости фаз выравниваются мгновенно за УВ и массопереход определяется только испарением (III). Весь спектр возможных параметров детонации (в частности, решение I), по-види-

Если же к моменту образования таких смесей период индукции еще не истек, то точка Жуге совпадает с фронтом пламени. Следовательно, использованное в [3] предположение о совмещении звуковой точки с окончанием задержки воспламенения выполняется в смесях с равновесным тепловыделением, если:

а) капли практически неподвижны в зоне индукции, а импульсное воздействие неиспаренной к-фазы на газ пренебрежимо мало;

б) газовая смесь на фронте пламени переобогащена испарившимся конденсированным компонентом по сравнению со смесью максимального тепловыделения. В моделях I, III указанное предположение работы [3] не выполняется. Линия 6 на рис. 1 соответствует точному численному решению по модели I (начальный диаметр капель $d_0 = 100$ мкм, $x_1 = 2$, $D = 2646$ м/с). Скорости фаз здесь не выравниваются вплоть до полного испарения к-фазы, тем не менее скорость капель достигает 510 м/с. Излом кривой 6 на участке BC связан с дроблением капель, точка Жуге не совпадает с окончанием периода индукции, в остальном структура зоны реакции аналогична рассчитанной по модели II.

Очевидно, что конечное состояние детонационных режимов 8 и 6 (точки E на равновесной адиабате 2) является недосжатым по отношению к точке Жуге на кривой 2, реализующейся в случае III при полной газификации к-фазы.

Для гетерогенной детонации смеси $2C_7H_{16} + 11O_2$ во всех трех случаях отмечена недосжатая детонация по отношению к звуковой точке на равновесной адиабате 1, т. е. режим полной газификации к-фазы в точке Жуге не достижим. Период индукции при детонации гептанокислородных смесей пренебрежимо мал. Точка Жуге для кривой 7 (случай II, $D = 2306$ м/с) расположена вблизи точки максимального тепловыделения. Скорости фаз для линии 5 (случай I, $d_0 = 1$ мм, $D = 2127$ м/с) выравниваются в сверхзвуковой зоне, поэтому при приближении к точке полного выгорания к-фазы убывание давления становится линейным. Наименьший по скорости из недосжатых режимов (кривая 4, $D = 2040$ м/с) соответствует мгновенному выравниванию скоростей фаз за УВ. Идеальной же детонации отвечает $D = 1411$ м/с.

На рис. 2 представлена зависимость скорости детонации от значения x — коэффициента избытка к-фазы перед фронтом УВ по сравнению со стехиометрическим соотношением (кривые 1 — водородокислородные смеси, кривые 3 — гептанокислородные). Сплошные линии соответствуют значениям D , найденным из алгебраических соотношений в предположении полной газификации к-фазы в точке Жуге, штриховые — точное численное решение по модели I (смеси $x_1O_2 + 2H_2$, $d_0 = 100$ мкм и $x_2C_7H_{16} + 11O_2$, $d_0 = 200$ мкм); штрихпунктирные линии — расчет по модели II; пунктирные — значения D в рамках модели III. При $x_1 = x_1^* \equiv 0,375$ $D_{max} = 3483$ м/с, при $x_2 = x_2^* \equiv 1,125$ $D_{max} = 2310$ м/с.

Если начальная доля к-фазы в смеси $x_0 < x^*$, то тепловыделе-

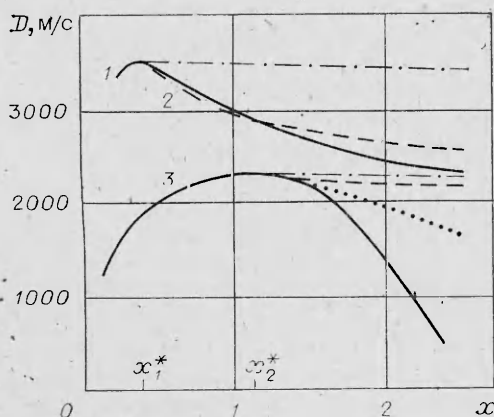


Рис. 2.

d_0 , мм	D , м/с	u_1 , м/с	u_2 , м/с	p , атм	k
2	2104	1116	1217	39,35	0,3591
1,4	2115	1191	1224	39,5	0,367
1	2127	1267	1223	39,68	0,3741
0,8	2135	1320	1224	39,8	0,3799
0,6	2146	1391	1228	39,9	0,3898
0,4	2162	1497	1231	40,1	0,4009
0,2	2191	1674	1236	40,4	0,4231
0,05	2234	1929	1313	40,8	0,4709

Примечание. u_1 , u_2 — скорости капель и газа относительно УВ.

ние на единицу массы газа монотонно растет внутри зоны реакции вплоть до полной газификации капель. Тогда режим псевдогазовой детонации единственно возможный. В случае II, если $x_0 > x^*$, точка Жуге располагается в месте максимального тепловыделения, и D с ростом x_0 не меняется, оставаясь максимальной. Для водородокислородной смеси при $x_{10} > 1,05$ значение D несколько падает в случае II, так как максимум тепла приходится на газовую смесь внутри зоны индукции, и точка Жуге совпадает с фронтом пламени. Интервал (0,5; 1,167) для модели I является областью, где в смеси $x_{10}O_2 + 2H_2$ наряду с режимом полной газификации капель в точке Жуге существует решение с непрерывным переходом к сверхзвуковому стационарному течению, заканчивающемуся до окончания испарения к-фазы [6, 10]. Этому решению соответствует волна детонации, которая может в течение ограниченного отрезка времени иметь скорость меньшую, чем в режиме полной газификации (см. рис. 2, 2). Конец зоны реакции лежит в этом случае в нестационарной области течения, где через некоторое время рождается ударный скачок, догоняющий фронт волны и увеличивающий ее скорость. В граничных точках интервала реализуется двухфронтная детонация [10]. При $x_{10} > 1,167$ детонационные режимы являются недосжатыми, и в рамках модели I полная газификация к-фазы до точки Жуге невозможна. В случае III реализуется детонация с полным испарением к-фазы в смеси $x_{10}O_2 + 2H_2$ при любом x_{10} и в смесях $x_{20}C_7H_{16} + 11O_2$ при $x_{20} < 1,5$. Переход к недосжатым детонациям в гептанокислородных смесях осуществляется при $x_{20} > 1,25$ и $x_{20} > 1,5$ (случаи I и III соответственно).

Анализ решения показывает, что увеличение скорости недосжатой детонации переобогащенных к-фазой систем ($x > x^*$) можно достичь, уменьшая импульсное воздействие неиспаренной к-фазы на газ и увеличивая степень недогорания k в точке Жуге ($k = 1$ на фронте УВ, $k = 0$ в точке полной газификации капель). Это реализуется, например, при изменении начального диаметра капель d_0 . В таблице приведены значения параметров детонации в точке Жуге для смеси $2C_7H_{16} + 11O_2$ при увеличении d_0 (модель I). Отметим, что падение D здесь не связано с изменением длины зоны реакции.

Как видно из рис. 2, наиболее благоприятные условия для реализации недосжатых детонаций в распылах соответствуют малому импульсному воздействию к-фазы. Этого можно достичь в газокпельных системах с сильно различающимися по размерам фракциями капель, где быстрое сгорание мелких фракций дает тепловыделение, близкое к максимальному, а импульсное воздействие на поток крупных фракций незначительно. Так, для модели I в случае смеси $H_2 + O_2$ в двухфракционном распыле (50/50) с $d_{01} = 30$ мкм и $d_{02} = 300$ мкм $D = 2976$ м/с, в монодисперсном распыле при $d_0 = 30$ мкм $D = 2687$ м/с, а при $d_0 = 300$ мкм $D = 2573$ м/с. Скорость детонации смеси $2C_7H_{16} + 11O_2$ для двухфракционного распыла (50/50) с $d_{01} = 200$ мкм и $d_{02} = 2$ мм равна 2303 м/с (для монодисперсного распыла значения параметров детонации приведены в таблице).

Если взять полидисперсный распыл с большим числом фракций, начальное распределение концентраций которых соответствует закону Никитяма — Танасава [11], то параметры детонации оказываются близки к параметрам для монодисперсного распыла со значением d_0 , соответствующим максимуму функции распределения.

Найденные режимы самоподдерживающейся детонации со сверхзвуковым течением в конце зоны реакции, в соответствии с терминологией работы [12], выше названы недосжатыми. Недосжатость конечного состояния имеет место по отношению к точке касания на равновесной адиабате продуктов сгорания всей исходной смеси. В то же время внутри зоны реакции таких волн есть точка Чепмена — Жуге, следовательно, по отношению к адиабате Гюгонио для промежуточного состава, соответствующего этой точке, рассматриваемые режимы являются детонацией Чепмена — Жуге. Поэтому правильнее называть такие режимы псевдо-

недосжатыми. Существование псевдонедосжатой детонации в конденсированных ВВ убедительно показано в работе [13].

В порядке уточнения изложенного выше укажем, что под тепловыделением в зоне реакции всюду понималась разность теплот образования смеси исходного и текущего состава. При этом отмечавшиеся совпадения точки звукового перехода с максимумом удельного тепловыделения (на единицу массы вступившего в реакцию вещества) являются приближенными, так как в условиях задачи газовый поток подвергается не только тепловому, но также расходу и импульсному воздействию со стороны к-фазы.

Подведем итоги проведенного исследования.

При гетерогенной детонации в гептано- и водородокислородной смеси реализуемы режимы псевдонедосжатой детонации с конечным состоянием продуктов в стационарной зоне, лежащим на равновесной адиабате Гюгонио ниже точки касания. Необходимый фактор существования таких детонаций (в случае гептано-кислородной смеси он достаточный) — переобогащение исходной среды к-фазой по сравнению со смесью максимального теплового эффекта. Наилучшие возможности для осуществления этих режимов появляются, если импульсное воздействие испаренной к-фазы на поток мало, что можно достичь, изменяя диаметр капель или используя смесь с резко различающимися по размерам фракциями капель.

Поступила в редакцию 6/XII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 6, 3.
2. А. В. Пинаев. ФГВ, 1978, 14, 1.
3. С. А. Губин, А. А. Борисов и др. Там же.
4. Б. Е. Гельфанд. — В кн.: Детонация. Черноголовка, 1977.
5. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1.
6. Д. В. Воронин. ФГВ, 1982, 20, 4.
7. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
8. P. L. Lu, N. S. Slagg c. a. Acta Astron., 1979, 6, 815.
9. R. A. Strahlow c. a. AIAA J., 1969, 7, 2—3.
10. Д. Л. Воронин. — В кн.: Динамика многофазных сред. Новосибирск, 1984.
11. С. Ламбарайе, Л. Комбе. — В кн.: Детонация и двухфазное течение. М.: 1966.
12. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
13. Э. В. Альтшулер, В. В. Балалаев, Г. С. Дорони и др. ПМТФ, 1982, 1.

ПЕРЕГРЕТАЯ ДЕТОНАЦИЯ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

В. И. Таржанов
(Москва)

Известно несколько детонационных процессов, различающихся природой энерговыведения. Так, кроме химической детонации [1—3] газообразных и конденсированных ВВ обнаружена световая детонация [4] — распространяющийся оптический пробой газа, исследуется ядерная детонация [5].

В данной работе рассматривается перегрев химической детонационной волны, результатом которого в зависимости от его источника являются гибридные детонационные процессы, например, светохимическая или электрохимическая детонация.

Схемы получения перегретой детонации показаны на рис. 1. Если после инициирования прозрачного конденсированного ВВ лазерным взрывом металлической пленки 2 [6, 7] продолжить подачу световой энергии, то поглощение ее будет осуществляться в узкой зоне вблизи фронта волны, реализуя ее перегрев. Возможен также электрический