

наблюдаемого максимума температуры в центре реактора, могут быть конвекционные процессы.

С возрастанием температуры стенки при окислении пропана ΔT сначала растет, а затем уже в режиме стабилизированного холодного пламени без каких-либо его пульсаций заметно уменьшается. Совершенно другая картина наблюдается при осцилляционном окислении пропилена: увеличение температуры стенок реактора сначала несколько увеличивает ΔT , однако затем не приводит к какому-либо изменению ΔT , как будто изменение температуры реагирующей смеси совершенно не влияет на его интенсивность. С возрастанием температуры уменьшаются амплитуды осцилляций. Эти результаты хорошо согласуются с данными по холодным пламенам пропилена [10].

Полученные данные свидетельствуют о тесной взаимосвязи химических процессов и разогревов в осцилляционном и холоднотемном режиме окисления. Возникновение сложных температурных профилей ставит необходимость учета влияния градиента температур на кинетику процесса окисления углеводородов.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Бернатосян, А. А. Манташян. Арм. хим. ж., 1983, 36, 1, 28.
2. А. А. Манташян, С. Г. Бернатосян. Хим. физика, 1983, 1, 8, 1064.
3. А. А. Mantashyan, S. G. Bernatosyan, T. R. Simonyan. Oxid. Commun., 1983, 5, 1—2, 207.
4. D. M. Newitt, L. S. Thornes. J. Chem. Soc., 1937, p. 1669—1677.
5. J. N. Bradley, G. A. Jones, G. Skirrow. Tenth Symp. (Intern.) Combustion. Pittsburgh: Comb. Inst., 1965.
6. Т. Р. Симонян, А. А. Манташян. ФГВ, 1979, 15, 2, 165.
7. M. Prettre, P. Dumanois, P. Laffite. C. r. Acad. Sci., 1930, 191, 9, 414.
8. M. Prettre. Bull. Soc. Chim. Fr., 1932, 41, 9, 1132.
9. Р. А. Саядян. Канд. дис. ИХФ АН АрмССР, 1982.
10. T. R. Simonyan, A. A. Monthashyan. React. Kinet. Catal. Lett., 1981, 17, 3—4, 319.
11. М. Дж. Погосян, П. С. Гукасян, А. А. Манташян. Арм. хим. ж., 1982, 35, 5, 381.

Поступила в редакцию 5/VIII 1985,
после доработки — 4/III 1986

ДЕТОНАЦИОННЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В АЭРИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

*Б. Н. Кондриков, Г. Д. Козак, В. Б. Обломский,
А. В. Савкин*

(Москва)

Распространение детонационных волн (ДВ) в аэрированных жидких системах, способных к экзотермической химической реакции, представляет значительный интерес как в теоретическом отношении, так и в плане обеспечения безопасности химических производств. В работах [1, 2] проведены измерения и расчет параметров ДВ в аэрированных водных растворах солей азотной кислоты. В данной работе рассматриваются режимы детонационных превращений в жидких органических нитропроизводных — динитрате диэтиленгликоля (ДНДЭГ) и нитрометане. Иницирование детонации в пористом нитрометане описано в [3]. Пористость создавалась непрерывным пропусканием пузырьков воздуха через жидкость. Концентрация пузырьков была небольшой и не вполне определенной. Параметры стационарного распространения детонационного превращения не определялись.

Методика проведения опытов

В настоящей работе ДНДЭГ получали обычным способом [4] из диэтиленгликоля (квалификации Ч) и желатинировали небольшим количеством (3%) коллоксилина НХ (12% N). Нитрометан (производства ПНР) применяли без дополнительной очистки: специальными опытами установлено, что критический диаметр детонации смеси очищенного нитрометана с коллоксилином (3%) такой же, как и неочищенного ($13 \pm 0,5$ мм). Степень аэрации характеризовали величиной «пористости» $m = 1 - \delta$, $\delta = \rho_0 / \rho$, где ρ_0 , ρ — плотности образца и гомогенной жидкости. Аэрирование желатинированного ДНДЭГ до пористости $\sim 0,5$ осуществляли путем его вспенивания с добавкой небольшого количества поверхностно-активного вещества (ПАВ) ОП-7 механической мешалкой в двух вариантах: 1) при неизменном числе оборотов мешалки (45 об/с) и содержании ПАВ $\sim 1\%$ начальную плотность задавали временем перемешивания; 2) при постоянном времени перемешивания (30 мин) и несколько меньшей скорости вращения мешалки (25–30 об/с) требуемую плотность получали варьированием содержания ПАВ (от 0,04 до 1,1%). В случае нитрометана (для которого не удалось подобрать ПАВ) плотность после желатинирования изменялась введением микросфер из фенолоформальдегидной смолы (плотность по жидкости $0,243$ г/см³) диаметром 0,04 мм; присутствовали также конгломераты микросфер размером до 0,2 мм. Для получения пористости ДНДЭГ менее 0,5 его смешивали с пористой фенолоформальдегидной смолой мипорой. При массовом содержании миноры 30% удалось получить смесь, плотность которой составила всего $0,13$ г/см³ ($m = 0,91$). Опыты по определению критического диаметра и скорости детонации проводили в стеклянных трубках со стенками толщиной 1 мм, длина зарядов до 20 см (во всех случаях не менее десяти диаметров заряда). Скорость детонации определяли с помощью прибора СФР-2.

Скорость детонации

Идеальная скорость и другие детонационные характеристики рассчитаны по методу [5]. Параметры в точке Жуге определялись минимизацией зависимости скорости детонации D от давления p на детонационной адиабате, состав продуктов — минимизацией энергии Гиббса продуктов, уравнение состояния которых определено по совокупности наиболее надежных ударно-волновых и детонационных измерений. Результаты расчета для гомогенных и пористых жидкостей приведены в таблице. Зависимость $D(\rho_0)$ (рис. 1) близка к линейной. Небольшой излом в случае ДНДЭГ (рис. 1, а) при $\rho_0 = 1$ г/см³ связан с образованием в продуктах детонации конденсированного углерода. При $d = 16 \div 17$ мм и в стальной трубе величина D близка к расчетной. С уменьшением d разница между теорией и опытом возрастает. При $d \geq 5$ мм скорость детонации по мере увеличения ρ_0 растет, проходит

Вещество	ρ_{03} , г/см ²	Расчетные характеристики детонационного превращения						
		ΔH_f , кДж/моль	ΔH_r , кДж/моль	D , км/с	u , км/с	p , ГПА	T , К	n
ДНДЭГ	1,38	—2223	5450	6,86	1,69	16,02	3484	3,05
	0,8	—2223	4522	4,80	1,26	4,85	3253	2,79
НМ	1,13	—1852,7	5130	6,33	1,61	11,5	3345	2,94
	0,9	—1852,7	4227	5,53	1,34	7,23	3199	2,81

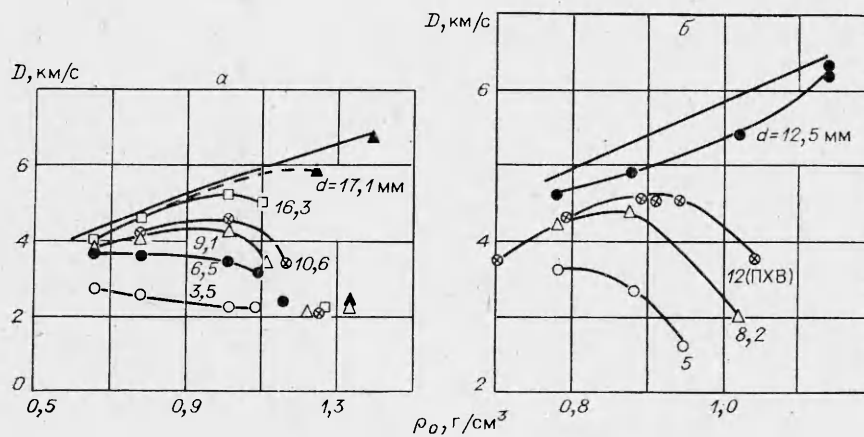


Рис. 1. Зависимость скорости детонации аэрированной жидкости от плотности. а) ДНДЭГ; б) нитрометан. Прямая — расчет по [5], d — внутренний диаметр стеклянной оболочки, ПХВ — полихлорвиниловая оболочка.

через максимум и далее существенно уменьшается. При $\rho_0 = 1,2 \div 1,3 \text{ г/см}^3$ для ДНДЭГ и $\rho_0 = 0,95 \div 1,05 \text{ г/см}^3$ для нитрометана процесс переходит на низкоскоростной детонационный режим ($D = 2,0 \div 2,5 \text{ км/с}$).

Критический диаметр детонации

Критический диаметр детонации $d_{кр}$ при уменьшении плотности заряда меняется довольно сложным образом (рис. 2). Для чистого ДНДЭГ по измерениям [6] $d_{кр} = 16 \text{ мм}$. Слабозелатинированная жидкость имеет $d_{кр} = 16,5 \text{ мм}$ (рис. 2, а), но уменьшение диаметра трубы приводит не к возникновению низкоскоростного процесса (НСД), как в опытах [6], а к большим (5—7 диаметров) «прогонам» высокоскоростного процесса (ВСД) с последующим переходом в НСД и затуханием (точки со стрелкой) либо к затуханию без перехода в НСД (полузачерненные точки). Фактически при высокой плотности ($\rho_0 = 1,35 \div 1,39 \text{ г/см}^3$) и $d = 6 \div 16 \text{ мм}$ в 13 опытах получена лишь одна полноценная низкоскоростная детонация (см. рис. 2, а, черный квадратик при $d = 8,1 \text{ мм}$, $\rho_0 = 1,39 \text{ г/см}^3$). Очевидно, желатинизатор, несмотря на относительно малое его содержание угнетает НСД, препятствуя развитию кавитационной пористости. Уменьшение ρ_0 до $1,34 \text{ г/см}^3$ и ниже приводит к возникновению НСД с высокой вероятностью в пределах обширной области причудливой формы (см. рис. 2, а, где квадратиками показаны опыты с измерением скорости, треугольниками — без измерения скорости, с оценкой результата по показанию алюминиевого «свидетеля» (НСД весьма вероятна), а область НСД заштрихована). Нижняя граница области НСД при $m = 0$ совпадает со значением, полученным для нежелатинированного ДНДЭГ ($d_{кр} = 6 \text{ мм}$ [6]). В интервале $0,13 < \rho_0 < 0,3$ критический диаметр растет при уменьшении ρ_0 .

Состав продуктов, моль/кг									
N ₂	CO	CO ₂	H ₂ O	H ₂	O ₂	C	NH ₃	CH ₄	NO
4,4	1,7	10,9	12,1	3,56	$2 \cdot 10^{-6}$	6,43	1,39	1,32	$5 \cdot 10^{-4}$
4,86	10,4	8,5	8,4	8,2	$1,8 \cdot 10^{-6}$	—	0,48	1,54	$4,1 \cdot 10^{-4}$
7,44	3,0	9,8	10,3	4,8	—	—	1,5	3,6	$4 \cdot 10^{-4}$

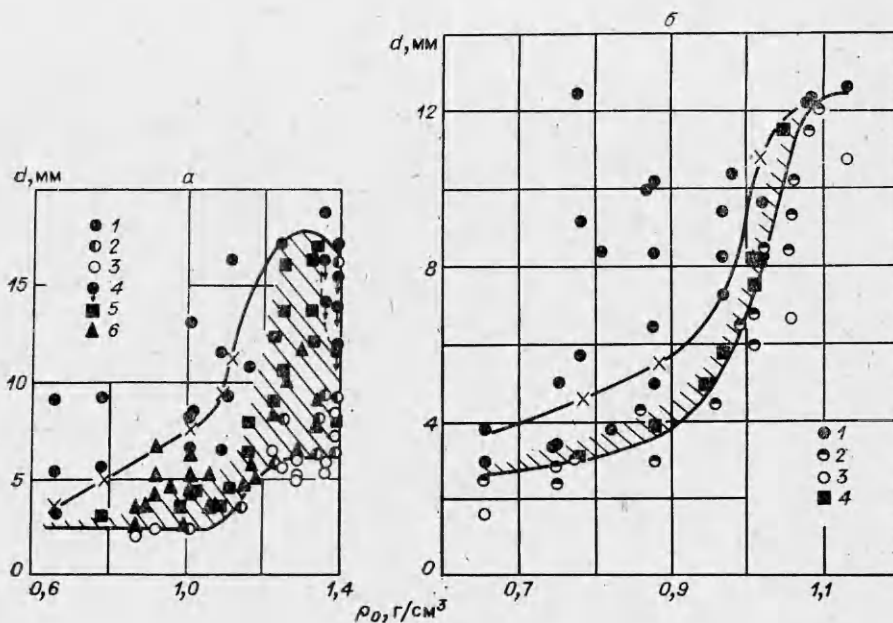


Рис. 2. Зависимость критического диаметра детонации ДНДЭГ (а) и нитрометана (б) от плотности.

1, 2, 3 — ВСД (соответственно детонация, затухание, отказ); 4 — переход ВСД в НСД и затухание; 5 — НСД; 6 — опыты без фоторегистрации процесса; крестиками помечены значения d_* по результатам обработки рис. 4. Область НСД заштрихована.

Для нитрометана (рис. 2, б), менее склонного к НСД, низкоскоростная область гораздо уже и обрывается при $\rho_0 = 1,09 \text{ г/см}^3$. Низкоскоростной детонации при $m = 0$ в данной работе не получено, гомогенный нитрометан дает НСД только в толстостенных стальных трубах [7].

Зависимость скорости детонации от диаметра

Зависимость D от $1/d$ при $m \leq 0,15$ и $m = 0,15 \div 0,5$ существенно различна (рис. 3). В области $m \leq 0,15$ получаются резко обрывающиеся вниз кривые: при малых $1/d$ скорость близка к идеальной, а с увеличением $1/d$ она падает (кривые 5—7 на рис. 3, а и 3 на рис. 3, б). Очевидно, происходит «срыв» высокоскоростной детонации, переход вначале на промежуточный ($D = 3 \div 4 \text{ км/с}$), а затем на низкоскоростной ($D > 2 \div 3 \text{ км/с}$) детонационный режим. При $m > 0,15$ кривые более пологие. Предельная скорость процесса (2,2—3,2 км/с) слабо растет с уменьшением плотности и близка к скорости, характерной для НСД, но переход с высокоскоростного режима на низкоскоростной происходит относительно плавно.

На рис. 4, а кривые при $m > 0,15$, приведенные ранее на рис. 3, даны в координатах $d_{кр}/d$, D/D_k , где D_k — идеальная скорость детонации. В качестве $d_{кр}$ использованы точки при соответствующей плотности на нижних кривых рис. 2. Результаты, по крайней мере частично, группируются: кривые 3 и 4 рис. 3, а образуют на рис. 4, а одну группу точек, линии 1 и 2 рис. 3, б вместе с кривой 1 рис. 3, а — другую. Линия 2 рис. 3, а располагается между ними. Если предположить, что верхняя часть каждой кривой до точки перегиба отвечает высокоскоростному детонационному режиму, а нижняя (под точкой перегиба) — низкоскоростному, за границу, отделяющую один режим от другого, естественно выбрать самую точку перегиба — максимум на кривой $(D/D_k)'$. Дифференцирование кривых рис. 4, а дает эту точку при $D/D_k \approx 0,67$.

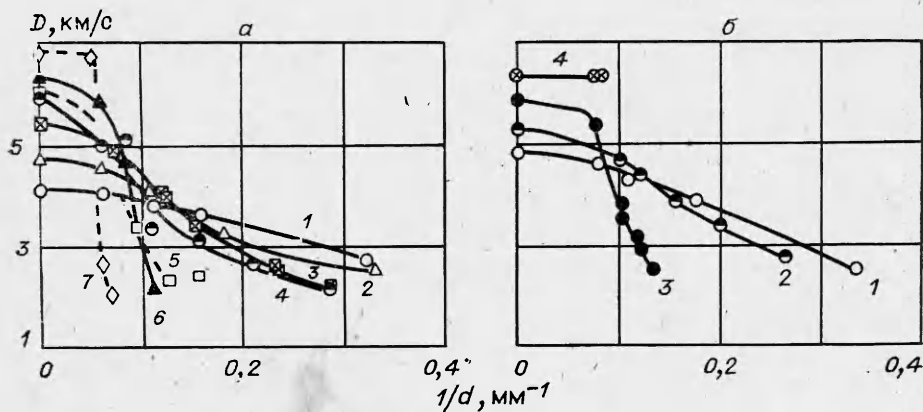


Рис. 3. Зависимость скорости детонации ДНДЭГ (а) и нитрометана (б) от диаметра. ρ_0 , г/см³: а) 1—0,66, 2—0,78, 3—1,01, 4—1,09±1,11, 5—1,16, 6—1, 23, 7—1,36; б) 1—0,78, 2—0,88, 3—1,02, 4—1,14.

Значения $d_{кр}/d$, отвечающие точкам перегиба кривых 1, 2 и 3, получаются равными 0,65, 0,48 и 0,33 соответственно. Диаметры d_* в точках перегиба показаны крестиками на рис. 2. С их использованием все точки в координатах d_*/d , $D/D_{н}$ укладываются на одну кривую (рис. 4, б), левая ветвь которой при $d_*/d < 1$ описывает ВСД, правая при $d_*/d > 1$ — НСД. Значение d_* близко к критическому диаметру ВСД для веществ умеренной плотности.

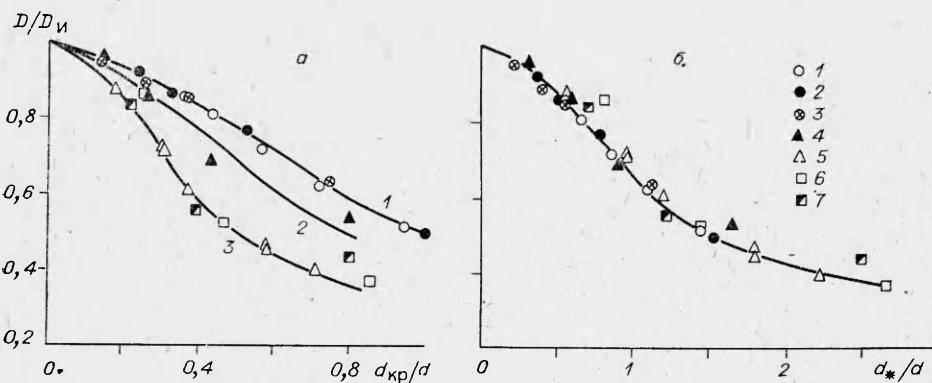


Рис. 4. Зависимость $D/D_{н}$ от $d_{кр}/d$ (а) и от d_*/d (б). ρ_0 , г/см³: 1—0,78, 2—0,88 (нитрометан); 3—0,66, 4—0,78, 5—1,01, 6—1,09, 7—1,11 (ДНДЭГ).

Известная критериальная зависимость $D/D_{н}$, a/R [8] почти совпадает с левой ветвью кривой рис. 4, б, если принять $a = 0,145d_*$ (a — ширина зоны реакции). Разумеется, на кривую $f(d_*/d)$ можно поместить и точки, найденные при малой пористости. Полученный при таком совмещении диаметр $\hat{d}_* < d_{кр}$. Например, для ДНДЭГ при $\rho_0 = 1,23$ г/см³ $d_{кр} = 16$ мм, а $\hat{d}_* = 9,7$ мм. Для нитрометана при $\rho_0 = 1,02$ г/см³ $d_{кр} = 10,9$ мм, а $\hat{d}_* = 6,5$ мм. Это лишний раз подтверждает, что высокоскоростная детонация высокоплотных веществ менее устойчива, чем веществ умеренной плотности [9].

Обсуждение результатов

Критический диаметр высокоскоростной детонации. Сильный рост d_* при увеличении плотности (см. рис. 2) означает также, что в отличие от пористых порошкообразных веществ [8] эффективная ширина

зоны реакции при детонации пористых жидкостей с увеличением плотности растет. В этом факте можно усмотреть некоторое противоречие: и ДНДЭГ, и нитрометан — гомогенные жидкости с высокой теплотой детонационного превращения и, следовательно, не относятся ни к смешанным, ни к слабым системам, для которых характерен рост $d_{кр}$ при увеличении ρ_0 [10]. Однако сам по себе этот рост вполне объясним: с повышением ρ_0 уменьшается число пузырьков (очагов инициирования реакции). Доля вещества, прогретого до высокой температуры (обычно считается, что она близка к m), падает, соответственно $d_{кр}$ растет.

Поэтому, скорее, требует особого объяснения уменьшение критического диаметра детонации при повышении плотности ряда порошкообразных веществ. Очевидно, это можно связать с дроблением кристаллов при прессовании и увеличением в результате этого числа очагов воспламенения. С этим согласуется как зависимость $d_{кр}$ от размеров кристаллов, так и резкий рост $d_{кр}$ при переходе к монокристаллу.

Значение $d_{кр}$ для ВСД (или d_*) зависит от скорости реакции. Если она мала, $d_{кр}$ порошкообразного вещества велик и быстро растет при увеличении плотности, если велика — $d_{кр}$ падает. Известен и промежуточный случай, когда $d_{кр}$ с увеличением плотности проходит через максимум [10]: если рост $d_{кр}$ при повышении ρ_0 начинается рано (малые ρ_0), то к моменту, когда станет существенным дробление частиц при подпрессовке, $d_{кр}$ может уже несколько подрасти. Дальнейшее повышение плотности приводит к тому, что кристаллы в процессе прессования будут разрушаться все интенсивнее — число очагов увеличится, ширина зоны реакции и $d_{кр}$ будут уменьшаться. Для слабых веществ, где существенны только относительно крупные газовые включения, и для смешанных, где важна не концентрация очагов разогрева, а поверхность контакта окислителя и горючего, разрушение кристаллов (в процессе прессования) не приводит к уменьшению ширины зоны реакции: при увеличении ρ_0 наблюдается только рост $d_{кр}$.

Рассмотрим теперь рис. 2 в целом. Верхняя граница кривой $d(\rho_0)$ представляет собой зависимость $d_{кр}(\rho_0)$. На участке $0,6 < \rho_0 < 1,0$ г/см³ эта кривая для ДНДЭГ и нитрометана практически одна и та же. Зависимость температуры ударного разогрева при $d \rightarrow \infty$ и $d = d_*$, а также температуры в точке Жуге от плотности пористой жидкости приведена на рис. 5. В пределах надежности соответствующих расчетов эти величины для обоих нитросоединений практически одинаковы. Можно предположить, что, несмотря на существенные различия в строении молекулы и в энергии активации термического распада (разница в энергии активации между нитрометаном и ДНДЭГ $\Delta E/R \approx 1 \cdot 10^4$ К отвечает при температуре 1000—1800 К разнице в скорости распада 10^2 — 10^3), механизм и скорость реакции в ДВ для обеих пористых жидкостей одинаковы. Вероятно, определяющую роль играют реакции окисления в продуктах первичного распада, на которые специфика исходного состояния и строение молекулы влияют гораздо слабее.

Реакция при $d \rightarrow \infty$ может идти в условиях, близких к гомогенным. В случае $d \rightarrow d_*$ она, безусловно, гетерогенна: при $T_s \approx 900$ К для нитрометана задержка адиабатического воспламенения ($\sim 0,03$ с) на несколько порядков величины больше всего времени реакции в ДВ (здесь T_s — температура ударного разогрева). Не исключено, что и при $d \rightarrow \infty$ реакция в ударно-сжатом веществе идет не гомогенно: пузырьки воздуха в любом случае являются источниками концентрации энергии, очагами разогрева и развития интенсивного химического взаимодействия.

С уменьшением диаметра и обусловленном этим снижением давления и температуры в среднем по фронту волны и особенно в периферийном слое гетерогенный характер развития реакции становится совершенно очевидным.

Температура, давление, скорость реакции и радиус кривизны детонационного фронта R тесно связаны друг с другом: уменьшение одной из этих величин уменьшает и остальные. Темп падения при данной

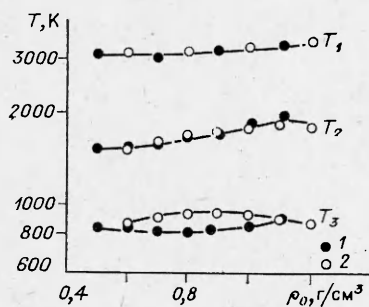


Рис. 5. Зависимость расчетной температуры в точке Жуге T_1 и температуры ударного разогрева T_2 (при $D = D_n$) и T_3 (при $D/D_n = 0,67$) от плотности заряда.

1 — нитрометан; 2 — ДНДЭГ.

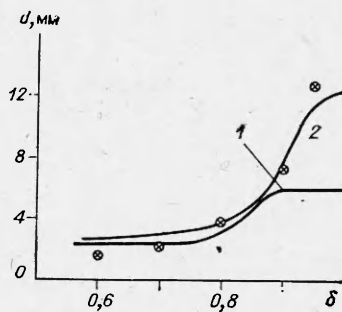


Рис. 6. Влияние относительной плотности заряда на критический диаметр низкоскоростной детонации.

1, 2 — результаты опытов (ДНДЭГ и нитрометан); точки — расчет по формуле (1).

плотности заряда зависит от концентрации газовых включений — чем меньше число очагов, тем быстрее изменяются p , T и D при уменьшении d . Конечный результат, как видно из рис. 6, в основном определяется термодинамикой: при $T_s \approx 900 + 100$ К распространение высокоскоростного детонационного процесса становится невозможным. Тепловая составляющая удельной внутренней энергии при этом вблизи оси симметрии ударного фронта уменьшается по сравнению с идеальной примерно вдвое.

Если предположить, что в соответствии с измерениями [11] радиус кривизны детонационного фронта в случае $d = d_{кр}$ примерно равен радиусу заряда ($R \approx r$), можно рассчитать общее тепловыделение в реакционной зоне. Глубина превращения для данных D , r и R определяется формулой

$$\omega = (D/D_n)^2 [1 - 1/2 \cdot (r/R)^2],$$

которая легко получается интегрированием зависимости глубины превращения от текущего радиуса по поверхности сферического детонационного фронта. При $R = r_*$ и $D(d_*)/D_n = 0,7$ получаем $\omega = 0,25$.

В случае высокой плотности детонационный процесс теряет устойчивость [9]. Критическое значение D/D_n и предельная температура ударного разогрева растут. Например, для нитрометана при $\rho_0 = 1,02$ г/см³ и для ДНДЭГ при $\rho_0 = 1,23$ г/см³ (кривая 6 на рис. 3, а и кривая 3 на рис. 3, б) в точке перегиба $T_s \approx 1340$ К.

Критический диаметр низкоскоростной детонации. Процесс ниже точки перегиба в конечном итоге приводит к развитию низкоскоростного детонационного превращения. Для НСД нет строгой зависимости $R(r)$. Возможно распространение процесса вблизи стенок [12] с последующим охватом реакцией центральных слоев заряда. Если для ВСД считать R величиной положительной, то в случае НСД она может быть и отрицательной. Ширина зоны реакции НСД может быть значительно больше, чем при ВСД. В стальных трубах отмечалась зона реакции шириной порядка нескольких диаметров трубы [13].

Можно принять, что для НСД основной режим протекания процесса — горение жидкости, воспламенившейся в результате сжатия газового пузырька в УВ. Ориентировочные расчеты показывают, что для маловязкой жидкости в сравнительно слабой УВ основной источник разогрева и воспламенения — адиабатическое сжатие газа в потоке за фронтом УВ.

Предположим, что за разогревом следуют воспламенение и горение жидкости с некоторой скоростью u_m . Пусть начальная поверхность горения равна исходной поверхности газового пузырька (схлопываясь, пузырек превращается в полусферическую чашечку, горящую с обеих сторон) и увеличивается за счет сгорания жидкости и расширения обра-

зующегося газа. Эта модель достаточно общего характера дает

$$d_{кр} = \frac{d_{п} D_{кр}}{a v u_{м}} \left[\sqrt{1 + \frac{2 a v \omega \rho_{н} \delta}{3 m}} - 1 \right], \quad (1)$$

где $d_{п}$ — средний диаметр пузырька; $D_{кр}$ — скорость детонации при $d = d_{кр}$; v — удельный объем продуктов сгорания в зоне реакции; $u_{м}$ — массовая скорость горения жидкости; ω — глубина превращения при $d = d_{кр}$; a — отношение ширины реакционной зоны к радиусу заряда; $\rho_{н}$ — плотность жидкости; m — пористость; $\delta = 1 - m$ — относительная плотность.

Представим, что $d_{п}$, $D_{кр}$, v , a , $u_{м}$ и ω при НСД слабо зависят от ρ_0 . В этом случае получаем $d_{кр} = f(\delta/m)$. Вид этой зависимости при $d_{кр}(\delta_0) = d_{кр}(0,8) = 3,7$ мм, $a = 1$, $\omega = 0,2$ и $v = 1,5$ см³/г показан на рис. 6. Занижение $d_{кр}$ при малых δ , возможно, связано с тем, что на самом деле $u_{м}$ все-таки несколько уменьшается при снижении ρ_0 .

Для ДНДЭГ модель при больших δ согласуется с опытом хуже, вероятно, потому что в этом случае (в отличие от нитрометана) имеется возможность распространения НСД в трубках малого диаметра за счет кавитационной пористости, которая ограничивает рост $d_{кр}$ при увеличении δ .

Дополнительным свидетельством справедливости этого подхода к механизму реакции при НСД служит сравнение имеющихся данных по критическим диаметрам НСД жидких нитросоединений (на кавитационном режиме) со скоростью их кондуктивного горения (рис. 7). Получается

$$\lg d_{кр} = 3,24 - 1,15 \lg u_{м}. \quad (2)$$

За независимую переменную $u_{м}$ принимается скорость горения при $p = 1$ ГПа — средняя величина для давления во фронте НСД жидких веществ. В сущности, ввиду того что нормальная скорость горения примерно пропорциональна давлению, можно взять $u_{м}$ при любом достаточно высоком p . Корреляция, как видно из рис. 7, удивительно хорошая, при этом не испортится. Расчет $u_{м}$ (1 ГПа) для нитрометана дает ~ 300 кг/(м² · с). По формуле (2) получим $d_{кр} \approx 30$ мм. По-видимому, на самом деле $d_{кр}$ нитрометана значительно выше. Как уже упоминалось, низкоскоростная детонация получена для этого вещества в стальной трубе диаметром 10 мм со стенками толщиной 5—7 мм [7].

Легко заметить, что во всех этих рассуждениях используется в сущности не абсолютное, а относительное значение массовой скорости горения жидкости. Экстраполяция нормальной скорости горения, полученная при $p \approx 10$ МПа [14, 15], на давление, развивающееся в ДВ, дает величины, значительно меньшие, чем требуется для получения по формуле (1) реальных значений $d_{кр}$. Для нитрометана, например, отношение требуемой скорости к полученной экстраполяцией достигает десяти. Вероятно, горение жидкости в ДВ идет в турбулентном режиме и скорость турбулентного горения пропорциональна скорости ламинарного. Не исключено также дробление жидкости в УВ на мелкие капли или газового пузыря на более мелкие пузырьки, что выражается формально в соответствующем уменьшении $d_{п}$ в формуле (1). Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

В заключение обратим внимание на границу между высоко- и низкоскоростным участ-

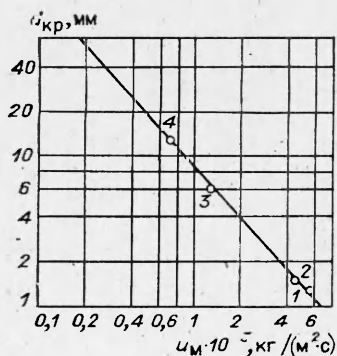


Рис. 7. Корреляционная зависимость $d_{кр}$ жидких нитросоединений от $u_{м}$ при $p = 1$ ГПа. 1 — нитроглицерин; 2 — нитроглицоль; 3 — ДНДЭГ; 4 — бутиленгликольдинитрат.

ками обобщенной кривой (см. рис. 4, б). В обоих случаях идет гетерогенное горение, тем интенсивнее, чем больше концентрация эффективных очагов, в которых она возникает. Однако на верхнем участке кривой горение идет при высокой температуре жидкости, на нижнем — при относительно низкой. Следует отметить, что предельная температура $900 \pm \pm 100$ К, разделяющая две области, близка к критической температуре низкомолекулярных органических жидкостей. Поэтому (хотя к существенной разнице свойств сжатого вещества это и не приводит) высокоскоростной процесс в принципе идет в гетерогенной смеси паров нитросоединения и газообразных продуктов его сгорания, а низкоскоростной — в газожидкостной взвеси. Разумеется, интенсивность горения в последнем случае значительно меньше, чем в первом.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Э. Анников, Б. Н. Кондриков, Н. Н. Корнеева и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 139.
2. S. K. Chan, C. M. Lownds. Prop., Expl., Pyg., 1983, 8, 184.
3. I. E. Hay, R. W. Watson. Proc. 6-th Symp. (Intern.) of Detonation. Calif., 1976.
4. Ф. Наум. Нитроглицерин. М.—Л.: ОНТИ, 1934.
5. Б. Н. Кондриков, А. Н. Сумин. II Всесоюз. конф. Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике. Тез. докл. Киев, 1985.
6. Г. Д. Козак, Б. Н. Кондриков, А. В. Старшинов.— В кн.: Тр. МХТИ им. Д. И. Менделеева. Вып. 104. М., 1979.
7. Г. Д. Козак, В. В. Кондратьев, Б. Н. Кондриков и др.— В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
8. Л. Н. Стесик, Л. Н. Акимова. ЖФХ, 1959, XXXIII, 8, 1762.
9. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
10. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960.
11. M. A. Cook. The Science of High Explosives. N. Y.: Reinhold Publ. Corp., 1958.
12. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. М.: Наука, 1978.
13. Н. В. Бабайцев, Б. Н. Кондриков, В. Ф. Тышевич и др. ФГВ, 1969, 5, 3, 326.
14. Б. Н. Кондриков, В. М. Райкова, Б. С. Самсонов. ФГВ, 1973, 9, 1, 84.
15. Б. Н. Кондриков, Г. Д. Козак, В. М. Райкова и др. Докл. АН СССР, 1977, 233, 3, 402.

Поступила в редакцию 27/III 1986

О МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ ДЛИННОВОЛНОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ ВСПЛЫВАЮЩИМ ОБЛАКОМ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА

Ю. А. Гостинцев, Ю. В. Шацких

(Москва)

Сильные воздушные взрывы сопровождаются образованием в атмосфере интенсивных ударных (УВ), инфразвуковых (ИЗ) и внутренних гравитационных (ВГВ) волн. При этом УВ затухают на относительно небольших удалениях от места взрыва, а ИЗ и ВГВ распространяются на значительные (порядка тысяч километров) расстояния. Здесь под инфразвуковыми волнами подразумевается низкочастотная ветвь акустического спектра с частотами меньше 1 Гц и больше предельной акустической $N_A = g\gamma/(2c_s) \approx 0,02$ рад/с (c_s — скорость звука; $\gamma = c_p/c_v$), а под внутренними гравитационными — волны с частотой порядка $N = \sqrt{gd} \ln \Theta_a/dx \approx 0,01$ рад/с (N — коэффициент Вэйсяля — Брента; Θ_a — потенциальная температура атмосферы). Ниже ИЗ дальнего диапазона и ВГВ будут определяться единым термином акустико-гравитационные волны (АГВ).