

ОБОБЩЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
КРИТИЧЕСКОГО ДИАМЕТРА
ДЕТОНАЦИИ ПОРИСТЫХ ВЕЩЕСТВ ОТ ПЛОТНОСТИ

УДК 662.215.2

Б. Н. Кондриков, В. Э. Анников, Г. Д. Козак

Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева,
125047 Москва

Получена обобщенная зависимость критического диаметра детонации взрывчатых веществ с замкнутой пористостью от относительной плотности, имеющая вид U-образной кривой. Правую ветвь кривой можно описать в рамках теории В. С. Трофимова. Линейная скорость химического превращения вещества на границе раздела фаз приблизительно пропорциональна давлению. Показано, что качественная теория Ю. Б. Харитона, несмотря на ее сугубо приближенный характер, дает значения средних скоростей химической реакции такие же, как теория В. С. Трофимова, если коэффициент в формуле Харитона принять равным пяти. Отмечено, что практически во всех случаях скорость газификации взрывчатых веществ в детонационной волне в 2–3 раза больше нормальных скоростей горения, полученных экстраполяцией величин, измеренных в бомбе постоянного давления. Предложен механизм принудительной газификации взрывчатых веществ нагретым ударной волной газом, заполняющим поры. Левая часть кривой описана в предположении, что удельная поверхность горения взрывчатых веществ малой плотности ограничена энергией ударного сжатия, идущей на образование прогретого слоя, необходимого для воспламенения детонирующего вещества.

Пористые заряды — основная форма применения взрывчатых веществ (ВВ) в промышленности и военном деле. В первом случае обычно пористость $m = 0,2 \div 0,4$, во втором — $m = 0,02 \div 0,1$. Однако в геофизической разведке, при добыче штучного камня, для мягкого метания элементов некоторых типов боеприпасов могут применяться заряды с пористостью до $0,5 \div 0,7$. Здесь пористость $m = 1 - \delta = 1 - \rho_0/\rho_{\max}$, где $\delta = \rho_0/\rho_{\max}$ — относительная плотность, ρ_0 — плотность ВВ, а ρ_{\max} — плотность при $m = 0$. Основное требование к любым зарядам ВВ — устойчивость детонации при возможно малом поперечном размере заряда. Для цилиндрических зарядов — это критический диаметр d_f (индекс f далее используется для обозначения всех величин при $d = d_f$).

Зависимость $d_f(\rho_0)$ — одна из основных в теории детонации. Для некоторых веществ в широком интервале изменения плотности она имеет вид U-образной кривой с минимумом при $m = 0,4 \div 0,7$. В данной работе предпринята попытка описать зависимость $d_f(\rho_0)$ для ряда ВВ обобщенной кривой и получить связь между критическим диаметром и скоростью реакции в детонационной волне. Такая связь содержится во всех разработанных до настоящего времени теориях критического диаметра детонации [1–4]. Здесь будут рассмотрены подходы, реализованные в работах [1, 2]. При этом принято во внимание, что с точки зрения детонационной кинетики большинство пористых веществ и составов отно-

сятся к классу ВВ с относительно слабой зависимостью скорости реакции W от давления и температуры. Соответственно волны отсутствия реакции, характерные для жидких систем с сильной зависимостью $W(p, T)$ [5], и спиновые волны, появляющиеся при детонации зарядов высокой плотности вблизи критического диаметра [6, 7], можно не рассматривать.

Для исследования выбраны жидкие ВВ преимущественно с замкнутой пористостью, когда скорость реакции в массе гомогенного вещества невелика и химическое превращение в детонационной волне происходит вблизи поверхности раздела газовой и жидкой фаз.

Метод исследования состоял в следующем. Существенной переменной в теории неидеальной детонации является скорость реакции W . Расчет этой величины для рассматриваемых ВВ может быть проведен приближенно с использованием соотношения

$$W = Su_b\rho = \frac{6mu_b\rho}{\dot{a}_0\rho_0} \approx \frac{6mu_b}{\dot{a}_0(1-m)}, \quad (1)$$

где ρ_0 — плотность газифицируемого вещества; u_b — линейная скорость горения; S — удельная (на единицу массы) площадь поверхности раздела фаз, которую можно оценить, зная исходную пористость и распределение пор по размерам или средний диаметр пор d_0 , $S = 6m/\rho_0 d_0$.

С другой стороны, скорость реакции получается с использованием экспериментально измеренного критического диаметра d_f . В работе получены зависимости $d_f(\rho_0)$, для некоторых веществ — функции распределения пор по размерам и (или) средний диаметр пор d_0 , а также необходимые для вычисления d_f характеристики идеальной детонации. Последние рассчитывались по модифицированной программе [8] и сопоставлялись с измеренными зависимостями скорости идеальной детонации от плотности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Жидкие нитросоединения. Для анализа зависимостей $d_f(\rho_0)$ в данной работе использованы диэтиленгликольдинитрат (ДГДН), нитрометан (НМ) [9] и расплав тринитротолуола (ТНТ) [10]. Основные условия проведения опытов и полная картина результатов даны в [9, 10]. Здесь приводятся только используемые в расчетах данные и некоторые отсутствующие в [9, 10] детали методики их получения.

ДГДН, желатинированный коллоксилином НХ (3%) (согласно [11] это отвечает увеличению вязкости жидкого нитроэфира на два порядка величины) с добавлением небольшого количества поверхностно-активного вещества, азировали интенсивным перемешиванием загущенной жидкости. Кривые распределения пор по размерам приведены на рис. 1. Они получены путем обсчета нескольких сотен пузырьков (видных на микрофотографиях) для каждой плотности. В целом кривые отвечают классическому распределению Де Фриза, но смещены вправо на 0,25 относительного диаметра пузырьков:

$$f(Y) = \frac{32Y^2}{\pi(1+Y^2)^4}, \quad Y = \frac{d_{0i}}{d_0} - 0,25, \quad (2)$$

где d_{0i} — диаметр пузырька.

При таком способе получения пористых зарядов кривые распределения пор по размерам и средний размер пор не зависят от плотности: средний размер пор $d_0 = \sqrt{\sum \sigma_i d_{0i}^2} / \sigma$ в диапазоне $m = 0,15 \div 0,5$ почти один и тот же и равен 0,12 мм. Здесь σ — общее число пузырьков; σ_i — число пузырьков в интервале Δd_0 .

Таким же образом получали заряды из жидкого пористого тротила (при $T \approx 90$ °С).

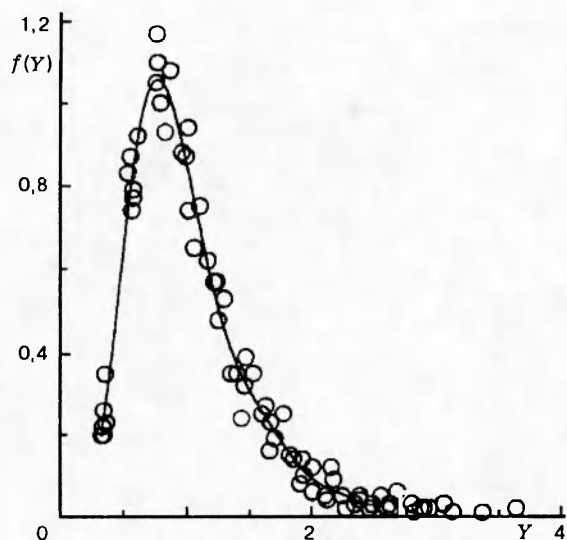


Рис. 1

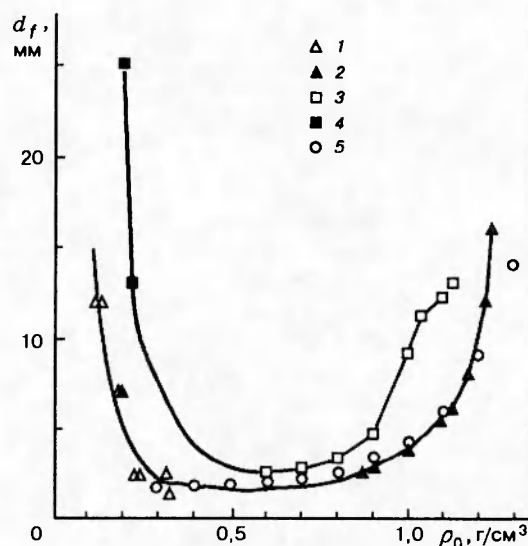


Рис. 2

Рис. 1. Функция распределения пузырьков по размерам во вспененном ДГДН при плотности в диапазоне $0,32 \div 1,27 \text{ г/см}^3$

Рис. 2. Зависимость критического диаметра детонации нитросоединений от плотности заряда:

ДГДН: 1 — смеси с мипорой, 2 — механическое аэрирование; НМ: 3 — смеси с ФФС [9], 4 — пена раствора НМ в полиуретане [12], 5 — ТНТ, механическое аэрирование

Средний размер пор при плотности $0,4 \div 1,25 \text{ г/см}^3$ близок к полученному для ДГДН ($\sim 0,09 \text{ мм}$). При $\rho_0 < 0,4 \text{ г/см}^3$ средний размер быстро растет, достигая при $\rho_0 = 0,3 \text{ г/см}^3$ ($m = 0,8$) значения $0,25 \text{ мм}$.

Заряды из ДГДН с пористостью $0,5 \div 0,9$ получали, смешивая жидкое ВВ с вспененным мочевиноформальдегидным полимером — мипорой¹ (значению $m = 0,9$ отвечал состав, содержащий 30% мипоры). Полученная при смешивании смесь — система с открытой пористостью. Никаких заключений о распределении пор по размерам сделать не удалось.

Нитрометан, загущенный коллоксилином (3%), имеет вязкость существенно меньшую, чем ДГДН. Его пористость менялась введением в состав фенолформальдегидных микросфер (ФФС) марки БВ-01 размером $d_0 \sim 0,09 \text{ мм}$ с некоторым количеством конгломератов микросфер размером до $0,2 \text{ мм}$. Собственная плотность микросфер, определяемая гидростатическим взвешиванием, без разделения на фракции по размерам, $0,243 \text{ г/см}^3$, средняя толщина стенки 3 мкм . Массовое содержание ФФС в НМ отвечает формуле

$$\alpha_m = 0,27m/(1 - m).$$

При наибольшей достигнутой пористости $0,45$ содержание микросфер было несколько более 20%.

Зависимость критического диаметра высокоскоростной детонации НМ, ДГДН и ТНТ от плотности приведена на рис. 2. Область низкоскоростной детонации, подробно рассмотренная в [9], здесь не приводится. Следует отметить, что уточненное значение критиче-

¹В [9, с. 84] имеется опечатка: мипора названа фенолформальдегидной смолой.

Таблица 1
Состав и основные свойства гелеобразных водонаполненных ВВ

Компоненты составов	Массовое содержание компонентов в составах, %				
	Состав 1	Состав 2	Состав 3	Состав 4	Состав 5
Нитрат метиламина	78,0	34,5	19,7	28,5	—
Динитрат этилендиамина	—	—	10,8	15,7	—
Нитрат аммония	—	27,0	30,8	31,8	47,0
Нитрат натрия	—	13,5	8,7	9,0	12,6
Карбамид	—	—	—	—	10,0
Вода	22,0	25,0	25,0	15,0	22,4
Алюминий*	—	—	5,0	—	8,0
Полиакриламид**	2,0	2,5	2,5	2,5	1,8
Свойства составов					
Кислородный баланс, %	-26,5	0	-3,7	-7,5	-3,3
ρ_{\max} , г/см ³	1,25	1,35	1,42	1,43	1,47
d_f , мм (при $m = 0,6$)	9,0	6,5	4,4	3,0	2,1
Q_v^{***} , МДж/кг	2,41	2,44	3,16	2,86	3,27
D_f , км/с	—	2,03	1,80	1,95	1,90

Примечание. *Пудра ПАП-2; **сверх 100%; *** $\rho_0 = 1$ г/см³.

ского диаметра детонации желатинированного ДГДН (12 мм) заметно ниже, чем нежелатинированной жидкости (16 мм). Для НМ нанесены также точки для вспененного раствора НМ в полиуретане [12]. Данные работы [12] являются логичным продолжением наших при условии, что ход кривых для НМ и ДГДН одинаков.

Зависимостям скорости детонации НМ и ДГДН от диаметра заряда соответствует обобщенная кривая [9, 13] (которая была построена в основном по этим данным):

$$D/D_i = 0,39 + 0,61 \exp(-0,8(d_*/d)^2), \quad (3)$$

где D_i — идеальная скорость детонации, d_* — диаметр заряда вблизи точки перегиба кривых $D(1/d)$ при $D/D_i \approx 0,7$.

Зависимости идеальной скорости детонации НМ и ДГДН от ρ_0 получали, как уже указывалось, расчетом по несколько модифицированному методу [8] для чистых нитросоединений и их смесей с полимерами. Если не считать некоторой неидеальности детонации для ДГДН при умеренной плотности, отмеченной ранее [9], результаты расчета хорошо согласуются с опытом.

Гелеобразные водонаполненные ВВ. Составы гелеобразных водонаполненных ВВ, для которых рассматривается зависимость $d_f(\rho_0)$, приведены в табл. 1. Аэрирование составов без алюминия производилось введением порофора ЧХЗ-18 в присутствии 0,1 ÷ 0,2 % поверхностно-активного вещества. Получалась однородная мелкоячеистая структура со средним размером газовых пузырьков 0,1 ÷ 0,2 мм. Составы, содержащие алюминиевую пудру ПАП-2, при плотности $\rho_0 > 1$ г/см³ не требовали применения порофора, при меньшей плотности их аэрирование осуществлялось так же, как всех остальных. Детали технологии получения составов описаны в [14]. Как обычно, основная часть опытов проводилась со свежим составом, в течение 1–2 суток с момента изготовления.

Все компоненты, кроме алюминия, растворены в воде. Большинство составов в каче-

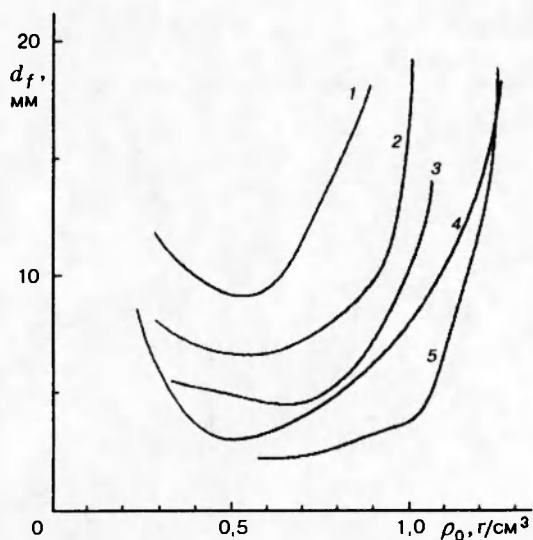


Рис. 3

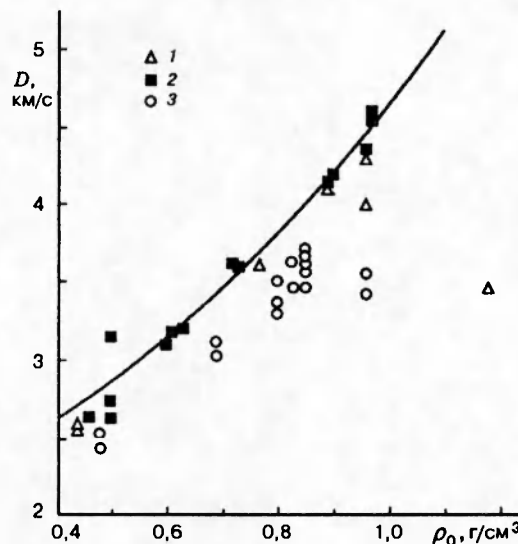


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость критического диаметра детонации водонаполненных ВВ от плотности заряда (номера кривых соответствуют номеру состава в табл. 1)

Рис. 4. Зависимость скорости детонации состава 2 (см. табл. 1) от плотности: опыты в стальных трубах: 1 — $\phi 10$ мм, $\Delta = 13$ мм; 2 — $\phi 20$ мм, $\Delta = 6$ мм; 3 — опыты в стеклянной трубке, $\phi 18$ мм

стве горючего и сенсibilизатора содержат нитрат метиламина. Следует отметить, что насыщенный водный раствор нитрата метиламина (состав 1), аэрированный порофором ЧХЗ-18, сам по себе обладает довольно высокой детонационной способностью. В составы 3 и 4 дополнительно введен динитрат этилендиамина. В составе 5 в качестве горючего использовали карбамид.

Зависимости критического диаметра детонации от плотности показаны на рис. 3. Наименьший критический диаметр для всех изученных ВВ наблюдается при $m = 0,4 \div 0,7$, для большинства составов он меньше 5 мм.

Скорость детонации состава 2, измеренная в стальных трубах диаметром 10 и 20 мм со стенками толщиной $\Delta = 13$ и 6 мм в интервале $0,5 < \rho_0 < 1,0$ г/см³, хорошо описывается кривой, полученной расчетом по методу [8] (рис. 4). При большей плотности в стеклянных трубках и стальной трубе диаметром 10 мм измеренная скорость, как обычно, меньше расчетной. При невысокой плотности заряда хорошо согласуется с опытом и расчет зависимости $D(\rho_0)$ для составов, содержащих алюминий.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Все приведенные в данной работе зависимости $d_f(\rho_0)$ представлены на рис. 5 в координатах $\delta, d_f/d_f^{\min}$, где d_f^{\min} — критический диаметр на минимуме кривой $d_f(\rho_0)$.

Все результаты хорошо обобщаются в координатах рис. 5, за исключением кривой для нитрометана. С одной стороны, нитрометан — единственное вещество, для которого в данной работе в качестве порообразователя использованы ФФС, все остальные вещества

Таблица 2

Результаты расчета характеристик детонации ДГДН при $d = d_f$

Параметры	m			Параметры	m		
	0,1	0,2	0,4		0,1	0,2	0,4
ρ_0 , г/см ³	1,25	1,11	0,834	u , км/с	1,56	1,02	0,74
d_f , мм	15	5,7	2,5	$\sin \chi_0$	0,25	0,24	0,27
d_* , мм	13	7,5	4,5	W , мкс ⁻¹	0,111	0,094	0,061
a , км/с	1,18	0,89	0,58	p_f , ГПа	7,17	2,86	1,04
b	1,60	1,60	1,50	B , м/(с · ГПа)	2,79	2,63	1,79
n	2,98	2,91	2,76	W_1 , мкс ⁻¹	0,243	0,245	0,111
D_i , км/с	6,47	5,95	4,92	B_1 , м/(с · ГПа)	6,38	6,70	4,17
D_f , км/с	4,66	3,19	2,10	p_{f1} , ГПа	6,85	2,92	0,98
η_*	0,524	0,295	0,189	c_{f1} , км/с	3,48	2,37	1,54
c_f , км/с	3,54	2,47	1,57	k_2 , км/с	2,3	2,4	2,5

вспениваются пузырьками газа. С другой стороны, и это, по-видимому, самое главное, нитрометан, в отличие от всех остальных рассмотренных ВВ, имеет критический диаметр детонации при малой пористости ($d_f = 13$ мм), соизмеримый с $\bar{d}_f^{\text{мин}}$, и кривая $d_f(\rho_0)$ плавно переходит от режима детонации пористого вещества к режиму детонации однородного ВВ. Все водонаполненные ВВ в однородном виде практически недетонационноспособны, не детонируют с высокой скоростью даже в толстостенной стальной трубе. Критический диаметр детонации жидкого тротила $d_f(\rho_m) \approx 60$ мм $\gg d_f^{\text{мин}}$, а ДГДН обладает интересной особенностью, полученной в [9] и объясненной в [15, 16]: режимы детонации пористого вещества и однородной жидкости отделены друг от друга барьером. При уменьшении пористости критический диаметр детонации при $m < 0,2$ резко растет, а при $m < 0,05$ столь же резко снижается. По-видимому, полученная обобщенная кривая пригодна только для описания веществ с очень низкой детонационной способностью вблизи $m = 0$.

Левой ветви кривой $d_f(\rho_0)$ соответствуют ДГДН и НМ, существенно разбавленные невзрывчатым высокополимером (для смеси НМ с полиуретаном $d_f/d_f^{\text{мин}}$ достигает 100 [12], на рис. 5 эти точки не показаны). Для одного из рассмотренных водонаполненных ВВ (см. табл. 1, состав 3) также наблюдается тенденция к росту d_f при уменьшении δ , но и размеры пор при этом сильно растут.

Детальная разработка теории критического диаметра детонации веществ с искривленным гладким фронтом приведена в [2]. Выражение для критического диаметра имеет вид

$$d_f = 2 \sin \chi_0 c^3 / \Gamma Q_{p,V} W, \quad (4)$$

где c — скорость звука; χ_0 — угол поворота потока при пересечении ударного фронта; Γ — параметр Грюнайзена; $Q_{p,V}$ — теплота взрыва. Все величины берутся за ударным фронтом вблизи образующей цилиндрического заряда.

Скорость звука на пределе распространения

$$c = [a + (b - 1)u](a + 2bu) / (a + bu) \approx U = \sqrt{D_f^2 - 2au - (2b - 1)u^2}, \quad (5)$$

где u — массовая скорость; U — скорость потока за фронтом волны; a и b — постоянные в уравнении ударной адиабаты исходного вещества

$$D = a + bu; \quad (6)$$

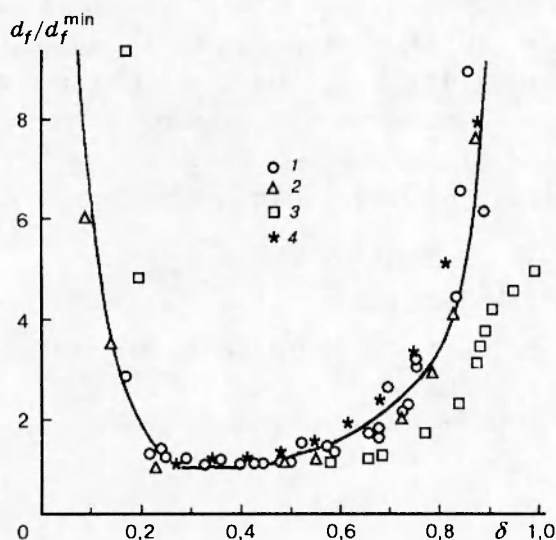


Рис. 5. Сравнение расчетной зависимости критического диаметра от относительной плотности (сплошная линия) с результатами опытов:

1 — водонаполненные ВВ, 2 — ДГДН, 3 — НМ, 4 — ТНТ

D_f — скорость детонации при $d = d_f$. Из соотношений на ударной поляре и приближения $\text{tg}^2 \psi_0 = (n - 1)/(n + 1)$ [3], весьма близкого к действительности и существенно упрощающего расчет, следует, что вблизи звуковой точки

$$\sin \chi_0 = \frac{u \sin \psi_0}{U} = \frac{u}{U} \sqrt{\frac{n - 1}{2n}}, \tag{7}$$

где ψ_0 — угол между направлением набегающего потока и нормалью к детонационному фронту, n — показатель политропы.

Давление за фронтом ударной волны

$$p = \rho_0(a + bu)u. \tag{8}$$

Скорость идеальной детонации D_i и показатель политропы n получали расчетом по [8]. В дальнейшем принято, что n не зависит от диаметра заряда. Имеющиеся экспериментальные данные [5] показывают, что во многих случаях это действительно так.

Константы a и b для пористых веществ можно найти, решая систему уравнений [17]

$$u^2 = u_m^2 + \frac{km}{1 - m} u_m(a_m + b_m u_m), \quad D = \frac{u^2 - u_m^2}{k m u}, \tag{9}$$

где $k = 6/7$ — коэффициент, отвечающий предельному сжатию газа в порах (предельное сжатие равно $1 - k$); u_m — массовая скорость для непористой жидкости, ударное сжатие которой описывается адиабатой Гюгонио вида (6) с постоянными a_m и b_m . В соответствии с анализом, проведенным в [15], считаем $b_m = 1,63$, $a_m = c_0 + 0,23$ [км/с]. Скорость звука c_0 в исходном веществе в отсутствие результатов измерений, как обычно, рассчитывается по формуле Рао.

Ввиду существования обобщенной зависимости критического диаметра от плотности, расчет вдоль нее можно провести, взяв за основу какое-нибудь одно вещество, характеристики которого хорошо известны.

В качестве примера приведем результаты расчета по формулам (4)–(9) для ДГДН ($\rho_{\text{max}} = 1,39$ г/см³, $a_m = 1,43$ км/с, $b_m = 1,63$, $Q_{p,V} \approx 2Q_V = 9$ МДж/кг, где Q_V — теплота взрыва при постоянном объеме [2, 4]).

Результаты опытов и расчетов приведены в табл. 2. Значение D_f рассчитывали по

формуле (3) при D_i , d_f и d_* , взятых из [9]. Коэффициенты a и b получали линейной интерполяцией по четырем точкам, рассчитанным решением системы (9). Во всех случаях получаются прямые с коэффициентом корреляции 0,999. Величина $U \approx c$ быстро растет при увеличении ρ . В сущности, именно она обеспечивает рост расчетного значения критического диаметра при уменьшении пористости. Во всех случаях $\chi_0 \approx 16^\circ$.

Скорость реакции W растет при увеличении плотности заряда и критического диаметра детонации. Если в предположении

$$W = Su_b\rho = 6Bp_fm/[d_0(1-m)]$$

рассчитать константу B в формуле для скорости горения $u_b = Bp$, получим (см. табл. 2), что она слабо уменьшается при увеличении m и составляет $2 \div 3$ м/(с · ГПа).

Представляет интерес сравнить результаты расчетов по теории [2] с выводами, следующими из качественной теории Ю. Б. Харитона [1].

Согласно [1]

$$d_f = K_c c t_*, \quad (10)$$

где c — скорость звука в зоне реакции, t_* — время достижения глубины превращения η_* на пределе распространения детонации; коэффициент K_c в [1] принят равным 2. При скорости реакции, заданной выражением (1), в модели, сохраняющей исходную поверхность раздела фаз после сжатия пузырьков, получим

$$W_1 = \frac{d\eta}{dt} = S(t)\rho u_b, \quad (11)$$

где W_1 — скорость реакции по теории [1]. Поскольку в теории [1] скорость реакции берется не в точке, а вдоль всей реакционной зоны, найдем зависимость $S(t)$. Начальная величина S равна площади поверхности пузырьков, в ходе горения эта поверхность увеличивается. Модель, вообще говоря, произвольная, и может быть построена по-разному. Здесь принято

$$S(t) = \frac{6m}{\rho_0 d_0} \left[1 + \frac{2\pi u_b \rho t}{d_0 \rho_p} \right], \quad (12)$$

где ρ_p — плотность продуктов реакции.

Интегрируем (11) с учетом (12):

$$\eta_* = \frac{6m u_b \rho t_*}{\rho_0 d_0} \left[1 + \frac{u_b \rho}{d_0 \rho_p} t_* \right]. \quad (12a)$$

Второй член в квадратных скобках для всех рассматриваемых ВВ гораздо меньше единицы, поэтому

$$t_* = \frac{\eta_* d_0 \rho_0}{6m u_b \rho} = \frac{\eta_* (1-m) d_0}{6m u_b}. \quad (13)$$

Во втором равенстве учтено, что $\rho_0 = (1-m)\rho_{\max}$. Кроме того, считаем, что при сжатии пористого вещества плотность жидкой матрицы меняется незначительно и $\rho \approx \rho_{\max}$.

Отметим, что в работе [9] рассматривается вариант решения, при котором второй член в квадратных скобках (12a) соизмерим с единицей.

Полагая в согласии с [1]

$$c_{f1} = \frac{nD_f}{n+1}, \quad u_b = B_1 p_{f1}, \quad p_{f1} = \frac{\rho_0 D_f^2}{n+1}, \quad D_f = D_i \sqrt{\eta_*}, \quad (14)$$

получим

$$d_f = \frac{n\eta_* d_0}{3mB_1\rho_{\max}D_i} = \frac{nD_f d_0}{3mB_1\rho_{\max}D_i^2}. \quad (15)$$

Результаты расчета величин p_{f1} , c_{f1} , W_1 и B_1 для ДГДН приведены в табл. 2. Величины p_{f1} и c_{f1} практически совпадают с p_f и c_f , рассчитанными в рамках теории [2], а значения W_1 и B_1 в 2,3–2,5 раз больше, чем значения W и B . Иными словами, формулы (4) и (10) дают близкие результаты, если принять $K_c \approx 5$. Формально это означает, что для затухания волна разгрузки должна пройти со скоростью c расстояние не $d_f/2$, а $d_f/5$.

Соответствие результатов расчета по [1] и по [2] следует также из прямого сопоставления формул (4) и (10). При $c \approx c_1$, $p_f \approx p_{f1}$ и с учетом соотношений (14) имеем

$$\frac{B_1}{B} = \frac{\Gamma Q_{p,V}(n+1)^2}{\sin \chi_0 D_i^2 n^2}.$$

При $0,1 \leq m \leq 0,4$ параметр Грюнайзена, так же, как и показатель адиабаты, слабо зависит от плотности. При этом $\Gamma = n - 1$, а $D \approx \Gamma(2Q_{p,T})^{1/2} \sim \Gamma(Q_{p,V})^{1/2}$, где $Q_{p,T}$ — теплота реакции при постоянных давлении и температуре. Соответственно

$$\frac{B_1}{B} \sim \frac{(n+1)^2}{\sin \chi_0 n^2 \Gamma} \sim \text{const.}$$

При принятых предположениях $\text{const} \sim 4$.

Если учесть, что расстояние между газовыми пузырьками $\theta = (1 - m)d_0/3m$, то из (15) получаем

$$d_f = nD_f\theta/B_1\rho_{\max}D_i^2(1 - m).$$

При умеренном изменении пористости имеем $d_f \sim \theta$ [9, 10].

Используя формулу (15), легко получить независимое свидетельство в пользу унификации кривых $d_f(\rho)$ с помощью нормировки каждой из них на значение d_f^{\min} (все величины при $d_f = d_f^{\min}$ обозначаются индексом min):

$$\frac{d_f}{d_f^{\min}} = \frac{n}{n_{\min}} \frac{D_f}{D_f^{\min}} \frac{m_{\min}}{m} \left(\frac{D_i^{\min}}{D_i} \right)^2 \frac{d_0}{d_0^{\min}} \frac{B_i^{\min}}{B_1}. \quad (16)$$

Для каждой из рассматриваемых пористых жидкостей отношения всех величин в формуле (16) при изменении плотности меняются сходным образом или равны единице (за исключением, разумеется, отношения m_{\min}/m , которое для всех веществ одинаково). Если рассматривать вещество, пористость которого создается определенным образом, то

$$\frac{d_f}{d_f^{\min}} \frac{D_i^2 m}{nD_f} = k_2 = \text{const.} \quad (16a)$$

Значения k_2 для ДГДН приведены в табл. 2. Правая часть кривой $d_f/d_f^{\min} = f(\delta)$ на рис. 5 изображена при $k_2 = 2,4$ км/с.

Основная проблема, с которой сталкиваются при объяснении результатов расчета в теории критического диаметра, состоит в выяснении смысла величины u_b . Экстраполяция скорости горения ДГДН по опытам, проведенным при значениях давления $0,4 \div 6$ МПа, на давление p_f может быть осуществлена по формуле $u_b = 0,194(p/p_0)^{0,865}$ мм/с ($p_0 = 10^5$ Па — атмосферное давление) [18]. При $p_f = 1$ ГПа ($m = 0,4$) имеем $u_b = 0,56$ м/с, эффективное значение коэффициента $B_{eff} = 0,56$ м/(с · ГПа); при $p_f = 2,9$ ГПа ($m = 0,2$)

$u_b = 1,45$ м/с, $B_{eff} = 0,5$ м/(с · ГПа); при $p_f = 7,2$ ГПа ($m = 0,1$) $u_b = 3,18$ м/с, $B_{eff} = 0,44$ м/(с · ГПа). Скорости горения, полученные экстраполяцией, в 3–6 раз меньше полученных по формуле (4). Если при $p_f = 7$ ГПа следовало бы учесть изменение начальной температуры горящего ВВ, то при $p_f = 1$ ГПа разогрев жидкой «матрицы» весьма мал. А поскольку коэффициент температурной чувствительности скорости горения β_t невелик и существенно уменьшается при повышении давления, влияние ударного разогрева также мало (не более 30 ÷ 40 % величины u_b , приведенной выше). Еще больше различие между значениями скорости, полученными экстраполяцией данных по горению, и значениями, рассчитанными по формуле (4) для водонаполненных ВВ. Скорости горения этих веществ гораздо ниже, чем у ДГДН: при $p = 10$ МПа у раствора, близкого по составу и свойствам к составу 4 (см. табл. 1), $u_b = 3,5$ мм/с против 10 мм/с у ДГДН, тогда как значения d_f^{min} и $d_f(\rho_0)$ для этих веществ практически одинаковы. В теории горения ВВ принято считать, что при $p > 30 \div 40$ МПа зависимость скорости горения от давления нитросоединений и ряда других веществ близка к линейной. Если, учитывая это предположение и имеющиеся экспериментальные данные, сравнить скорости горения ДГДН и водонаполненных ВВ, то окажется, что разница уменьшается. Но и в этом случае скорость горения, полученная экспериментально, остается в 2–3 раза меньше u_b .

Эти различия объяснялись ранее влиянием раздувания, высокочастотными колебаниями давления, изменением коэффициентов переноса, дроблением пузырьков в детонационной волне. Надежных доказательств роли этих факторов в условиях детонации пока нет.

В связи со сказанным представляется полезным рассмотреть еще один путь увеличения скорости реакции и выделения тепла при детонации. Он состоит в предположении, что процесс в детонационной волне идет на границе раздела фаз в режиме принудительной газификации, и нагретый до высокой температуры газ в объеме газовой полости, сжатой ударной волной, обеспечивает высокую скорость превращения. Уравнение баланса тепла в условиях предельного сжатия имеет вид

$$u_{b2} = B_2 p_f \approx \frac{2\lambda T_g}{r C_V \rho_{max} \Delta T} = \frac{12\lambda T_0 R_0 p_f}{d_0 \rho_{max} C_V \Delta T p_0 R}, \quad (17)$$

где λ , R_0 и R — коэффициент теплопроводности газа и газовые постоянные при $T_0 = 293$ К и температуре сжатого газа соответственно; C_V — удельная теплоемкость; r — толщина слоя газа в пузырьке, сжатом ударной волной; T_g — температура сжатого газа; p_0 — атмосферное давление; индексом 2 помечены величины, относящиеся к процессу принудительной газификации.

При $\lambda = 0,1$ Вт/(м · К), $p_0 = 10^5$ Па, $R_0/R \approx 0,7$, $d_0 = 1,2 \cdot 10^{-4}$ м, $\rho_{max} = 1400$ кг/м³, $C_V = 1600$ Дж/(кг · К), $\Delta T = 800$ К и $p_f = 1$ ГПа получаем $u_{b2} = 11$ м/с. Поскольку $u_{b2} > u_b$, горение при детонации может идти в режиме принудительной газификации. Реальная величина скорости газификации, разумеется, меньше, чем u_{b2} : при столь значительной разнице линейных скоростей поток тепла от слоя сжимаемого газа уже на ранних стадиях сжатия превосходит поток, необходимый для зажигания, и газификация начинается раньше, чем поток достигает максимального значения. Весьма существенно, однако, что, во-первых, скорость газификации практически не зависит от природы газа и кинетики распада газифицируемого вещества (R/R_0 — слабая функция теплоемкости, а ΔT — слабая функция кинетических констант). Во-вторых, скорость газификации зависит от давления линейно и, следовательно, определяется не теплотой и температурой взрыва, а, главным образом, критической скоростью детонации, которая для всех рассматриваемых веществ при данной плотности почти одинакова. Как обычно, в теории горения из двух

скоростей — горения и газификации — реализуется та, которая больше. Поэтому в случае быстро горящих веществ критический диаметр детонации, в принципе, может определяться не газификацией, а действительно сгоранием на поверхности раздела фаз.

Резкий рост зависимости $d_f(\rho_0)$ при больших значениях m может быть связан, прежде всего, с тем обстоятельством, что при значительном уменьшении плотности, как правило, сильно увеличивается диаметр пузырьков². Как следует из формулы (15), это само по себе может привести к увеличению d_f , однако при этом меняется и механизм детонационного превращения: газовые включения больших размеров в ударной волне разрушаются, образуются фрагменты их оболочек, капли, поверхность раздела фаз становится совершенно неопределенной.

Имеется, однако, еще одно обстоятельство, которое, в принципе, может быть использовано для построения зависимости $d_f(\rho_0)$ в области малых значений ρ_0 . При большой пористости поверхность раздела фаз может увеличиться настолько, что энергии ударного сжатия будет недостаточно для прогрева всей поверхности до температуры воспламенения и создания вблизи нее прогретого слоя, необходимого для устойчивого горения: при уменьшении плотности скорость ударной волны и энергия ударного сжатия уменьшаются, а необходимая для горения толщина слоя, величина, обратно пропорциональная скорости горения, а при $u_b = Bp$ — и давлению, растет. Площадь поверхности горения становится меньше поверхности раздела фаз (в этом случае значение d_0 в формуле (17) велико и принудительную газификацию, очевидно, не следует принимать во внимание).

Приняв толщину прогретого слоя $h = \alpha/u_b$ и учитывая, что экспериментальные кривые $p(t)$ для пористых ВВ при $d \rightarrow d_f$ показывают отсутствие падения давления во фронте детонационной волны, имеем

$$hS_{eff}C_V\rho\Delta T = u^2/2 = D^2/2(n+1)^2. \quad (18)$$

Здесь α — температуропроводность конденсированной фазы, ΔT — разогрев, необходимый для воспламенения; u_b — линейная скорость горения (возможность зажигания в результате сгорания части исходного вещества, воспламенившегося при сжатии ударной волной, не учитывается).

Эффективная поверхность горения

$$S_{eff} = \frac{D^2 u_b}{2(n+1)^2 \alpha C_V \rho \Delta T} \quad (19)$$

не зависит от исходной поверхности раздела фаз и ввиду уменьшения D и n при снижении плотности существенно уменьшается при увеличении m . В соответствии с формулами (10), (14)

$$d_{f2} = \frac{2k_c n(n+1)^3 \alpha C_V \Delta T}{D_f^3 D_i^2 B^2 \rho_{\max}^2 (1-m)^2}. \quad (20)$$

Отношение критических диаметров, рассчитанных по формулам (20) и (15), имеет вид

$$\frac{d_{f2}}{d_f^{\min}} = \frac{12(n+1)^3 \alpha C_V \Delta T}{D_f^5 B \rho_{\max} d_0} \frac{m_{\min} D_f^{\min}}{(1-m)^2}. \quad (21)$$

Для показателя политропы n расчет по методу [8] для рассматриваемых нитросоеди-

²Следует учесть также, что при высокой пористости ДГНД сильно разбавлен мипорой, а НМ — полиуретаном.

нений и их смесей с полимерами дал обобщенную величину

$$n = 2,846\rho_0^{0,3} \quad (22)$$

(ρ , г/см³). Средняя относительная погрешность составила $\pm 3\%$ по более чем ста точкам в интервале $0,1 < \rho_0 < 1,5$ г/см³. По этой формуле $n = 2$ при $\rho_0 = 0,3$ г/см³.

Для ВВ типа ДГДН $V_{f2} \approx 1$ м/(с · ГПа) (при $p = 0,1$ ГПа нормальная скорость горения ДГДН, рассчитанная по приведенной выше формуле, равна 0,08 м/с). При $n = 2$, $n_{\min} = 2,5$, $\alpha = 1 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $C_V = 1,6$ КДж/(кг · с), $\Delta T = 800$ К, $D_f^{\min} = 1,5$ км/с, $D_f = 1,2$ км/с, $m_{\min} = 0,6$, $d_0 = 1,2 \cdot 10^{-4}$ м, $\rho_{\max} = 1400$ кг/м³ расчет по формуле (21) дает

$$\frac{d_{f2}}{d_f^{\min}} = \frac{0,076}{(1 - m)^2} \quad (23)$$

Левая ветвь кривой на рис. 5 построена по формуле (23). Очевидно, что значение d_f/d_f^{\min} , рассчитанное по формулам (23) и (16а), не может быть меньше единицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розинг В. О., Харитон Ю. Б. Прекращение детонации взрывчатых веществ при малых диаметрах зарядов // Докл. АН СССР. 1940. Т. 26, № 4. С. 360.
2. Михайлюк К. М., Трофимов В. С. О возможном газодинамическом пределе распространения стационарной детонации // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 4. С. 606–613.
3. Bdzil J. V. Steady-state two-dimensional detonation // J. Fluid Mech. 1981. V. 108. P. 195–226.
4. Кобылкин И. Ф., Соловьев В. С. Критические условия распространения детонационных процессов: Учебное пособие. М.: МВТУ им. Н. Э. Баумана, 1991.
5. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
6. Козак Г. Д., Кондриков Б. Н., Обломский В. Б. Спиновая детонация в твердых веществах // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 4. С. 86–93.
7. Козак Г. Д., Кондриков Б. Н., Обломский В. Б. Спиновая волна и затухание детонации в жидких ВВ // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 2. С. 93–98.
8. Кондриков Б. Н., Сумин А. И. Уравнение состояния газов при высоком давлении // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 1. С. 114–122.
9. Кондриков Б. Н., Козак Г. Д., Обломский В. Б., Савкин А. В. Детонационные превращения в аэрированной жидкости // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 2. С. 83–91.
10. Козак Г. Д., Кондриков Б. Н., Хорошев С. М., Анников В. Э. Детонация аэрированных систем на основе тротила и динитротолуола // Взрывчатые материалы и пиротехника. 1992. Вып. 3(218). С. 20.
11. Андреев К. К., Кондриков Б. Н., Рыбаков Е. А. О влиянии начальной температуры и вязкости нитроглицерина на восприимчивость к детонации смеси его с хлористым натрием // Взрывное дело 68/25. М.: Недра, 1970. С. 222.
12. Andersen C. J., Von Rosen K., Gileb A. W., Moen I. O. Detonation properties of explosive foams // Proc. 9th Symp. (Int.) on Detonation. Portland, Oregon, 1989. P. 1364–1370.

13. Гамезо В. Н., Козак Г. Д., Кондриков Б. Н. и др. Детонация азрированного тротила и динитротолуола // Материалы 5-го Всесоюз. совещ. по детонации. Черно-голова: ОИХФ АН СССР, 1991. Т. 2. С. 326–330.
14. Анников В. Э., Кондриков Б. Н., Корнеева Н. Н., Пузырев С. Н. О механизме детонации газонаполненных водных гелей // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 4. С. 139–143.
15. Kondrikov B. N. The limits of applicability of usual kinetic relations to the detonation waves chemistry. Homogeneous explosives // J. de Phys. III. 1995. V. 5. P. c4-163–c4-170.
16. Козак Г. Д., Кондриков Б. Н., Елисеенков М. Ю. О влиянии вязкости на устойчивость детонации диэтиленгликольдинитрата // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 1. С. 111–114.
17. Афанасенков А. Н., Богомолов В. М., Воскобойников И. М. Критические условия инициирования взрывчатых веществ // Взрывное дело 68/25. М.: Недра, 1970. С. 68.
18. Кондриков Б. Н., Райкова В. М., Самсонов Б. С. О кинетике реакций горения нитросоединений при высоком давлении // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 1. С. 84.

*Поступила в редакцию 17/VII 1995 г.,
в окончательном варианте — 11/III 1996 г.*
