

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Гуревич, И. М. Кирьянов, Е. С. Озеров. ФГВ, 1969, 5, 2.
2. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1967, 3, 2.

УДК 662.215.1

### ПРИБЛИЖЕННАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МАЛОЙ СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ В ЖИДКИХ ВЕЩЕСТВАХ

А. В. Дубовик, А. А. Гончаров, В. К. Боболев  
(Москва)

Наблюдаемый в последние годы прогресс в развитии экспериментальных методов исследования детонационных процессов в конденсированных ВВ успешно стимулировал работы, связанные с изучением малой скорости детонации (МСД), возникающей вблизи пределов возбуждения и распространения детонационного режима [1—3]. В настоящее время наибольшее признание получил кавитационный механизм распространения МСД в жидких ВВ [4—7], хотя имеются работы, авторы которых придерживаются спинового механизма МСД [8, 9], механизма тройного пересечения ударных волн («маховский диск») впереди фронта реакции [10], а также механизма кристаллизации вещества во фронте волны [11].

Согласно кавитационному механизму МСД, движение волновых возмущений в оболочке заряда непрерывно порождает впереди детонационного фронта множество кавитационных полостей (разрывов сплошности жидкого вещества), которые являются очагами реакции во фронте волны, поскольку ударный разогрев однородной жидкости недостаточен для инициирования быстрой реакции, поддерживающей стационарную величину МСД. Высокая чувствительность жидкий ВВ к ударному схлопыванию газовых и кавитационных пузырьков убедительно продемонстрирована в ряде последних работ [3, 12—16]. Очевидно, что для существования указанного режима детонации необходимо, чтобы скорость звука в материале оболочки заряда (или другого проводника упругих возмущений) превышала величину МСД  $D \approx 2$  км/с.

Для иллюстрации кавитационной модели МСД на рис. 1 в соответствии с результатами работ [4, 5, 17—19] схематически представлена картина возмущенного течения жидкости перед фронтом детонации и структура детонационной волны при стационарном распространении МСД ( $D \approx 2$  км/с). Можно выделить четыре основные области потока. На участке I вдоль оболочки заряда распространяются упругие волны  $S_1, S_2, S_3$  и т. д., амплитуда которых уменьшается с удалением от фронта МСД. Они вносят возмущение в жидкость, в которой появляются одиночные пульсирующие кавитационные пузырьки. Интенсивно развитая кавитационная зона возникает на участке II за волной  $S_1$  вследствие заметного расширения оболочки, вызванного непосредственным (силовым) воздействием фронта детонации, а также из-за возможного расклинивающего эффекта продуктов МСД и зарождением очагов реакции вблизи стенок заряда. В области высокого давления III осуществляется инициирование реакции в пределах пузырьков и

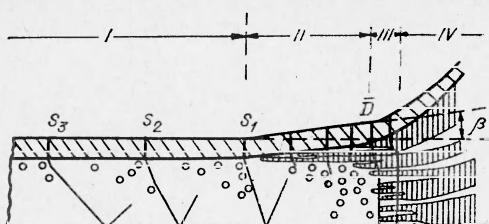


Рис. 1.

последующее развитие процесса химического превращения согласно механизму взрывного горения Апина — Эйринга. В зоне *IV* происходит догорание и разбрасывание вещества вследствие разрушения и бокового разлета оболочки заряда; в результате значительная часть жидкости остается непрореагировавшей (заштрихованная площадь на рис. 1 занята продуктами реакции).

Детальный теоретический анализ кавитационной модели МСД, совпадающей в главных чертах с рассмотренной выше, выполнен Чайкеном [20]. Для получения согласующихся с экспериментом значений  $\bar{D}$  в различных жидкых ВВ в ряде случаев был допущен произвольный выбор кинетических констант процесса. В результате рассчитанные значения давления во фронте МСД оказались убывающей функцией теплоты взрывчатого превращения  $Q$ , что не следует из экспериментов. Поскольку степень расширения вещества перед фронтом детонации оказалась значительной (плотность жидкости в зоне *II* составила менее половины начальной величины), то рассчитанные значения  $\bar{D}$  фактически совпали с полученными в [21] оценками величины МСД, которые выполнялись в отсутствии предположений о кавитационном механизме детонации. В качестве важного результата работы [20] следует указать на вывод правила отбора величины МСД<sup>1</sup>.

В настоящей работе обсуждается одномерная задача о распространении самоподдерживающегося волнового возмущения в способной к химической реакции неограниченной двухфазной среде (жидкость с газонаполненными пузырьками), которая представлена в виде набора жидких прослоек, разделенных газовыми промежутками и ориентированными нормально распространению волны. С учетом особенностей ударного сжатия пузырьков и в предположении о возможности протекания реакции только в промежутках между прослойками рассчитаны параметры указанного волнового возмущения, допустимая аналогия которого с МСД вытекает из рассмотренной физической картины процесса.

**Оценка степени расширения жидкости в зоне *II*.** Предполагая, что в зоне *II* объем вещества представляет прямой усеченный конус с углом при вершине  $2\beta$ , высотой  $\bar{D}\tau$  и радиусом основания  $R_1 = R + \bar{D}\tau \operatorname{tg} \beta$  ( $R$  — радиус заряда), из условия сохранения массы нетрудно найти степень расширения жидкости  $\lambda^{-1}$ , определяемую как отношение плотностей в начальном состоянии  $\rho_0$  и процессе кавитации  $\rho_0^*$ :

$$\begin{aligned} \lambda^{-1} &= \rho_0 / \rho_0^* = (1 + z + z^2)/3 \approx 1 + \psi > 1; \\ z &= 1 + \bar{D}\tau \operatorname{tg} \beta / R \approx 1 + \bar{D}\tau \beta R; \quad \psi = \bar{D}\tau \beta / R \ll 1. \end{aligned} \quad (1)$$

При фотографическом исследовании МСД в зарядах нитроглицерина (НГЦ) с плексигласовыми и стеклянными оболочками средней (2—3 мм) толщины измеренные [17, 26] значения  $\beta$  составили 3—5° при  $\bar{D} \approx 2$  км/с,  $R = 1$  см и  $\tau \approx 10$  мкс. Для этих условий из (1) находим  $\lambda \approx 0,85$

Следует отметить, что в общем случае  $\beta = \beta(\bar{D}, W)$ , где  $W$  — параметр, зависящий от геометрии заряда, а также от акустических и механических свойств оболочки. Величина  $\bar{D}$  определяется характером тепловыделения в зоне реакции *III* и является функцией давления продуктов

<sup>1</sup> Качественный анализ явления МСД содержится в работах [21—24], критический обзор результатов этих исследований приведен в [25].

взрыва  $\bar{p}$ . Как указывалось выше, от него зависит эффективность действия продуктов на оболочку заряда. В настоящее время вид функции  $\beta(\bar{D}, \bar{W})$  неизвестен.

**Взаимодействия слабой ударной волны (УВ) с пузырьком и микронизацииование взрыва.** На рис. 2 схематически представлена предполагаемая картина схлопывания пузырька и инициирование реакции. При выходе плоской или слабоискривленной УВ на границу пузырька последняя первоначально приходит в движение со скоростью  $2u$ , равной удвоенной скорости массового потока за фронтом УВ. Вследствие осевой симметрии течения внутри пузырька образуется кумулятивная струя, скорость которой, по данным [27, 28], может достигать величины  $D$  скорости УВ. Случай ударного инициирования взрыва при столкновении струи с противоположной стенкой пузырька, по-видимому, маловероятен, поскольку при скорости струи  $v_s \approx D = 2,0$  км/с давление в НГЦ при ударе составляет около 60 кбар, что примерно вдвое меньше значения критического давления инициирования, найденного в экспериментах [29]. Кроме того, время существования указанного давления невелико:  $t_1 \sim \delta/D$ ;  $\delta \ll a_0$  ( $\delta$  — диаметр поперечного сечения струи,  $a_0$  — начальный размер пузыря) и для характерных величин  $\delta \leq 0,1$  мм и  $D = 2,0$  км/с  $t_1 \leq 5 \cdot 10^{-2}$  мкс; спустя  $t_1$  струя диспергирует на мельчайшие капли.

Процесс сближения противоположных стенок полости более длителен и для рассмотренных условий время схлопывания  $t_2$  составляет около 1 мкс. Поскольку релаксационными эффектами в системе пузырек — окружающая жидкость при столь коротких временах можно пренебречь, то процесс сжатия содержимого внутри пузырька можно считать адиабатическим (предполагается равномерное распределение капелек внутри полости и одинаковый нагрев вместе с газом внутри пузырька, что выполнимо при достаточно малом ( $\leq 5 \cdot 10^{-5}$  см) размере капель). Описанный механизм инициирования в основных чертах напоминает известную картину возбуждения взрыва в случае схлопывания газонаполненных пузырьков при ударе<sup>1</sup> [13, 30, 31].

Выполним простые оценки. Повышение температуры в пузырьке рассчитывается из соотношения  $\vartheta = T_* / T_0 = (\sigma^{-1})^{\gamma-1}$ , где  $\sigma = a_0/a_1$  — отношение начальной объемной концентрации капель к конечной в момент взрыва в пузырьке,  $\gamma$  — эффективный показатель адиабаты для содержимого внутри полости. Если положить  $\vartheta = 3$ , то для характерных значений  $\sigma > 0,1$  находим  $\gamma < 1,5$ , что выполняется всегда. Для тех же значений  $\vartheta$  величина адиабатического периода индукции воспламенения  $\tau_a = (\rho_0 c_p R T_*^2 / Q_1 B E) \exp(-E/RT_*)$  в случае НГЦ составляет  $4 \cdot 10^{-9}$  с, а критический размер очага инициирования  $d \approx \sqrt{\kappa \tau_a} = 2 \cdot 10^{-6}$  см (в расчетах приняты  $\kappa = 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с,  $c_p = 0,3$  кал/г·град,  $Q_1 = Q/\rho_0$ ,  $Q = 1,5$  ккал/г,  $B = 10^{15,5}$  с<sup>-1</sup> и  $E = 36$  ккал/моль [32]). Из сравнения полученных величин с характерным временем схлопывания полости  $t_2$  и предельным размером пузырька в момент воспламенения  $a_* = x_3 - x_2 \approx a_0 \sigma^3 \approx 0,1$  мм (для  $\sigma \approx 0,5$  и  $a_0 \approx 1$  мм) видно, что рассмотренная картина микронизацииования при взаимодействии слабой УВ с кавитационным пузырьком не противоречит основным положениям теории теплового взрыва.

Повышение давления внутри пузырька при сгорании смеси можно определить по известному соотношению для «мгновенной детонации»

$$p_1 = \rho_1 (k-1) Q, \quad (2)$$

<sup>1</sup> Не исключена возможность возникновения реакции сначала в паровой фазе и последующее сгорание жидких капель внутри пузырька.

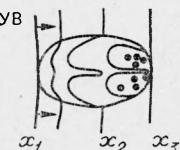


Рис. 2.

где  $\rho_1 = \rho_0 \alpha_1$  — плотность смеси;  $k$  — показатель адиабаты продуктов реакции. В соответствии с приведенным ниже расчетом примем  $\alpha_1 \approx 0,1$ , тогда для НГЦ при  $k=1,25$   $p_1=2,5$  кбар и при  $k=3$   $p_1=20$  кбар. Отметим попутно, что в случае взрыва паров жидкости внутри пузырька, плотность которых при ударном сжатии возрастает не более чем в 10 раз, повышение давления составляет всего 0,15 кбар; последняя величина не удовлетворяет гидродинамическим соотношениям на ударной волне в НГЦ при  $D=2$  км/с (предполагалось, что начальная плотность паров внутри пузырька  $\rho_v=10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> и  $k=1,25$ ).

Самоподдерживающееся волновое возмущение в реакционноспособной слоистой среде. Теоретическая обработка рассмотренного механизма распространения МСД и микроиницирования реакции затруднены вследствие сложного характера взаимодействия между отдельными стадиями процесса и существенной неодномерности явления в целом. Переход к одномерной картине имеет преимущества, даже если описанием некоторых стадий необходимо пренебречь.

Поскольку вид функции  $\beta(\bar{D}, W)$  неизвестен, такую операцию уместно произвести над процессом возникновения и развития кавитации и рассматривать распространение волнового возмущения в кавитирующей («пористой») жидкости с постоянным значением плотности  $\lambda \rho_0$ . Одна из физических моделей распространения стационарного волнового возмущения в инертной пористой среде, наглядная с точки зрения вычисления величины скорости  $D^*$ , предложена Тувеньоном [33]. Экспериментальная проверка и дальнейшее уточнение указанной модели выполнены в [34]. Рассмотрим более сложный случай, когда вещество способно к химической реакции, энергия которой поддерживает фронт волнового возмущения.

На рис. 3 приведено схематическое изображение среды, состоящей из набора жидких прослоек толщиной  $x_1$ , разделенных промежутками размером  $a_0$ . Ось  $x$  выбрана вдоль направления распространения волнового возмущения по нормали к прослойкам,  $t$  — время. Справедливы следующие соотношения:

$$x_1/x_3 = \lambda = \rho_0^*/\rho_0, \quad (3)$$

$$x_3 - x_1 = a_0. \quad (4)$$

Допустим, что с момента  $t=0$  в первом слое со скоростью  $D$  начинает распространяться УВ, а граница  $x=0$  смещается с постоянной скоростью  $u$ . В момент времени  $\tau_1$  УВ достигает свободной поверхности слоя и отражается назад в виде волны разрежения, в которой жидкость расширяется вдоль положительного направления оси  $x$ . Если предположить, что в промежутках между слоями находится газ с давлением  $p_v \leq 1$  бар и плотностью  $\rho_v \leq 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>, то скорость смещения свободной поверхности слоя составит приблизительно  $2u$ . Когда растягивающее напряжение в волне разгрузки превосходит величину динамической прочности жидкости  $p_k$ , на глубине  $\varepsilon$  от поверхности происходит «откол» [35]. Если известен закон изменения давления за фронтом УВ  $P = p \exp(-t/\Theta)$ , где  $\Theta$  — постоянная времени волны

$$\Theta = x_1/D, \quad (5)$$

из условия откола  $p_k = p - P$  находим

$$\varepsilon = -\Theta \frac{(D-u)c}{c-u+D} \ln(1-p_k/p).$$

Здесь  $c$  — скорость звука за фронтом УВ. Поскольку ударную адиабату жидкости можно записать в виде

$$D = c_0 + bu, \quad (6)$$

$$p = \rho_0 D u, \quad (7)$$

где  $c_0$  — скорость звука, то, согласно [33],  $c = c_0 + (2b - 1)u$  и, следовательно,

$$\varepsilon = \Theta \frac{(c_0 + bu)[c_0 + 2(b - 1)u]}{2c_0 + (3b - 2)u} \ln(1 - p_k/p)^{-1}. \quad (8)$$

Оценки показывают, что для  $D \approx 2$  км/с и  $p_k \approx 0,1$  кбар  $\varepsilon \ll x_1$ , поэтому скорость новой свободной поверхности, образовавшейся после откола, практически не отличается от  $2u$ . Имея в виду результаты, изложенные выше, предположим, что дальнейший процесс откола не происходит и что относительный размер слоя  $\varepsilon$  по порядку величины совпадает с размером кумулятивной струи, хотя это допущение не является очевидным следствием из рассмотренной физической картины реального явления. Также в связи со сказанным ранее, введем предположение, что кавитационный слой  $\varepsilon$  вбрасывается со скоростью  $\sim D$  в промежуток между слоями и диспергирует на мельчайшие капли. В этом случае

$$\alpha_0 = \varepsilon/a_0. \quad (9)$$

С момента  $\tau_1$  начинается сжатие промежутка, которое длится вплоть до момента инициирования  $\tau_2$ , когда температура смеси достигает критической величины  $T_*$ , а концентрация капель — значения  $\alpha_1$ , определяемого из условия сохранения массы

$$\alpha_0 a_0 = \alpha_1 (x_3 - x_2). \quad (10)$$

Полагая, что в момент  $\tau_2$  происходит мгновенная детонация смеси, запишем зависимость между параметрами продуктов взрыва и УВ, возникающей во второй прослойке, скорость которой, по условию стационарности процесса, должна иметь величину  $D$ :

$$p = p_1 [1 - (k - 1)u/2] c_1^{2k/(k-1)}, \quad (11)$$

$$c_1^2 = kp_1/\rho_1 = k(k - 1)Q.$$

Таким образом, волновое возмущение, возникшее в сечении  $x = 0$  в момент  $t = 0$ , возобновилось в сечении  $x = x_3$  в момент  $t = \tau_2$ . Его средняя скорость в промежутке  $[0, x_3]$  удовлетворяет соотношению

$$\frac{x_3}{D} = \frac{x_1}{D} + \frac{x_2 - x_1}{2u}, \quad (12)$$

используя (1) — (12), окончательно находим

$$\frac{1}{D} = \frac{\lambda}{D} + \frac{1 - \lambda}{2u} (1 - \sigma),$$

$$\sigma = \frac{\lambda \varphi}{1 - \lambda} \cdot \frac{\rho_0 (k - 1) Q}{p} \left(1 - \frac{k - 1}{2} \cdot \frac{u}{c_1}\right)^{2k/(k-1)} \ln(1 - p_k/p)^{-1}, \quad (13)$$

$$\varphi = \frac{c_0 + 2(b - 1)u}{2c_0 + (3b - 2)u}.$$

Поскольку для органических жидкостей  $b = 2$  [37], то  $\varphi = 1/2$ . Выражение (13) определяет зависимость  $\bar{D} = \bar{D}(u)$  с параметром  $\lambda$  при известных  $\rho_0$ ,  $c_0$ ,  $k$ ,  $p_k$ ,  $Q$ , в числе которых отсутствует величина  $a_0$ . Последний результат является следствием одномерной постановки задачи.

При  $Q = 0$ ,  $\sigma = 0$  и из (13) получается выражение для скорости стационарного волнового возмущения в инертной пористой среде [33].

$$\frac{1}{D^*} = \frac{\lambda}{D} + \frac{1 - \lambda}{2u}. \quad (14)$$

Из (13)–(14) следует, что  $\bar{D} > D^*$  и  $D^* \rightarrow \bar{D}$  при возрастании  $u$ . Однако, в отличие от  $D^*$ , величина  $\bar{D}$  ограничена тем, что  $\alpha_1 < 1$ . При малых  $u$   $\bar{D}$  также не может сколь угодно возрастать, так как  $\sigma < 1$ . На рис. 4 приведены рассчитанные на ЭВМ зависимости  $\bar{D}(u)$  при  $\lambda = 0,99$  (1); 0,90 (2); 0,75 (3); 0,5 (4); 0,3 (5) и 0,1 (6) для жидкого вещества, напоминающего ИГЦ:  $c_0 = 1,72$  км/с,  $\rho_0 = 1,6$  г/см<sup>3</sup>,  $Q = 1,5$  ккал/г,  $k = 3$  и  $p_k = 0,1$  кбар ( $p_k$  выбрана как средняя величина из измеренных значений динамической прочности для ряда органических жидкостей в ультразвуковых и ударных экспериментах [36, 38]). На рис. 4 видны характерные минимумы на кривых  $\bar{D}(u)$  для всех  $\lambda$ , кроме крайних 0,99 и 0,1.

Приведем некоторые характерные значения параметров:  $\sigma = 0,4902$ ;  $\alpha_0 = 0,0395$  и  $\alpha_1 = 0,0806$  в точке минимума,  $\bar{D}_m' = 2,25$  км/с при  $\lambda = 0,9$ . Для указанного случая  $D = 2,42$  км/с и  $D^* = 1,94$  км/с.

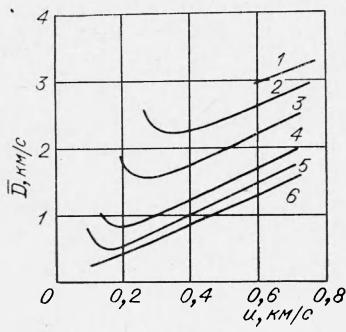


Рис. 4.

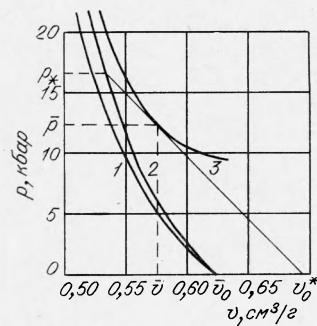


Рис. 5.

**Отбор скорости детонации.** Для однозначного определения величины скорости детонации воспользуемся методом отбора стационарных значений скорости детонации, предложенным Н. М. Кузнецовым [25] для немонотонного выделения тепла в безграничной среде. Согласно [25], набор дискретных значений (или одно значение!) скорости детонации находится из условия равенства функции скорости, устанавливающей связь интенсивности ударной волны с тепловыделением  $\Phi(\bar{D})$ , и функции скорости  $\Psi(\bar{D})$ , определяемой из условия касания на плоскости давление — объем равновесной детонационной адиабаты и прямой, соединяющей начальное и конечное состояния на скачке. Для рассматриваемой модели тепловыделения вид функции  $\Phi$  характеризуется уравнением (13). Величина скорости детонации определяется из условия касания [39]

$$\bar{D}_m'' = v_0^* \sqrt{\bar{p}/(v_0^* - v)}. \quad (15)$$

Здесь  $v_0^* = 1/\rho_0^*$ ;  $\bar{p}$  и  $\bar{v} = 1/\bar{\rho}$  — равновесные значения давления и удельного объема вещества на достаточном удалении ( $t \gg \tau_2$ ) от фронта волнового возмущения  $\bar{D}$ .

Дальнейшее решение задачи, связанное с расчетом по формуле (15), удобно выполнять графически. Для определения  $\bar{p}(v)$ , а также  $p^*(v^*)$  — кривой сжатия пористого вещества, воспользуемся методом «отражения» [40]. Обратимся к рис. 3 и предположим, что в области  $x < 0$  находится жидкость с плотностью  $\rho_0$ , заполняющая прослойки. В момент  $t = 0$  УВ со скоростью  $D$  переходит из жидкости в среду, занимающую область  $x > 0$ , плотность которой  $\rho_0\lambda$  известна, и распространяется в ней со скоростью  $\bar{D}$  или  $D^*$ . В этом случае графически с помощью  $p$ ,  $u$ -диаграм-

мы можно определить параметры  $\bar{p}$ ,  $\bar{u}$  и  $p^*$ ,  $u^*$ . Значения  $\bar{v}$  и  $v^*$  находятся из закона сохранения массы:

$$\begin{aligned}\rho_0^* D^* &= \rho^* (D^* - u^*), \\ \rho_0^* \bar{D} &= \bar{\rho} (\bar{D} - \bar{u})\end{aligned}$$

На рис. 5 представлена  $p$ ,  $v$ -диаграмма, рассчитанная указанным выше методом с использованием (13) для рассмотренного случая НГЦ при  $\lambda = 0,9$  ( $1$  — ударная адиабата НГЦ,  $2$  — то же, в состоянии кавитации (пористого,  $3$  — детонационная адиабата). Прямая, проведенная из начального состояния  $v_0^* = 0,694 \text{ см}^3/\text{г}$ , касается кривой  $3$  в точках  $p = 12,2 \text{ кбар}$  и  $v = 0,578 \text{ см}^3/\text{г}$  ( $\bar{\rho} = 1,73 \text{ г}/\text{см}^3$ ). Для этого случая по (15) находим  $D_m'' = 2,25 \text{ км}/\text{с} \equiv \bar{D}_m'$ . Расчеты, выполненные для других случаев, также показали, что минимальные значения  $\bar{D}_m'$ , определяемые по (13), всегда совпадают со значениями  $\bar{D}_m''$ , которые находятся из условия касания по формуле (15). Отсюда получаем удобное для расчетов правило отбора скорости детонации

$$\frac{\partial \bar{D}}{\partial u} \Big|_{\lambda} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial D} \Big|_{\lambda} = 0, \quad (16)$$

которому можно придать простой физический смысл: величина скорости волнового возмущения  $\bar{D}_m$  в пористой реагирующей среде устойчива по отношению к небольшим изменениям скорости (инициирующей) ударной волны. Заметим, что условие (16) напоминает использованное Чайкеном [20] правило отбора, заключающееся в условии минимизации некоторого выражения для  $\bar{D}$ , однако оно имеет иной физический смысл.

При  $\lambda = 0,99$  и  $0,1$  отсутствуют минимумы на кривых  $\bar{D}(u)$  (см. рис. 4) и соответственно невозможно найти касательную к детонационным адиабатам.

Расчет некоторых параметров стационарного волнового возмущения  $\bar{D}_m$  в жидкоком веществе с  $\rho_0 = 1,6 \text{ г}/\text{см}^3$ ,  $c_0 = 1,72 \text{ км}/\text{с}$ ,  $p_k = 0,1 \text{ кбар}$  для случаев  $Q = 1,0; 1,5$  и  $2,0 \text{ ккал}/\text{г}$  и значениях  $k = 1,25$  и  $3$  приведен в таблице. В таблице помещены значения параметра  $p_*$ , который характеризует состояние в точке пересечения касательной с кривой сжатия пори-

Пара- метры	Един. измер	$k=3$			$k=1,25$			$k=1,25^*$
		$Q, \text{ ккал}/\text{г}$						
		1,0	1,5	2,0	1,0	1,5	2,0	1,5
$\bar{D}_m$	км/с	2,11	2,25	2,37	1,48	1,55	1,65	2,08
$\bar{p}$	кбар	10,1	12,2	13,7	3,8	4,5	5,2	10,0
$\bar{u}$	км/с	0,325	0,38	0,42	0,18	0,20	0,22	0,335
$p_*$	кбар	14,0	16,9	19,7	5,1	5,8	6,9	13,6
$\bar{\rho}$	г/см <sup>3</sup>	1,70	1,73	1,75	1,64	1,65	1,66	1,72
$n^{**}$	—	5,47	4,97	4,64	7,26	6,75	6,50	5,21
$\rho_1$	г/см <sup>3</sup>	0,16	0,13	0,115	0,55	0,50	0,38	0,93
$p_1$	кбар	13,4	16,2	19,2	5,7	7,9	8,1	14,6
$D$	км/с	2,32	2,42	2,52	2,02	2,06	2,12	2,32
$D^*$	км/с	1,80	1,94	2,07	1,28	1,38	1,48	1,80
$p^*$	кбар	9,0	11,2	13,5	3,5	4,3	5,1	9,0
$q$	%	0,53	0,44	0,40	1,20	0,90	0,86	2,83

\* Расчеты выполнены при  $p_k = 0,5 \text{ кбар}$ .

\*\*  $n = (\bar{D}/\bar{u}) - 1$  — эффективные значения показателя продуктов взрыва.

стого вещества (см. рис. 5). Ему приближенно можно придать смысл аналога пикового давления во фронте детонационной волны («хим-пик»). В таблице также дана величина тепловыделения  $q = (1-\lambda)\alpha\lambda^{-1}$ .  $\cdot 100\%$ , необходимого для поддержания стационарного режима  $\bar{D}_m$ , в отсутствие которого скорость волны составляет  $D^*$ . Из таблицы, в частности, видно, что с увеличением  $Q$  давление детонации  $p$ , а также плотность продуктов взрыва  $\rho$  возрастают. В экспериментах [17] с помощью электромагнитного метода определены следующие параметры МСД для НГЦ в зарядах  $\varnothing 20$  мм с плексигласовой оболочкой толщиной 2 мм:  $\bar{D} \approx 2,0$  км/с,  $\rho \approx 10$  кбар,  $\bar{u} \approx 0,32$  км/с,  $n \approx 5,25$ . Они хорошо совпадают с приведенными во 2-м столбце таблицы соответствующими рассчитанными величинами для самоподдерживающегося волнового возмущения в кавитирующей жидкости типа НГЦ с  $\lambda = 0,9$ . Напомним, что оцененное выше значение величины  $\lambda$  в близких с [17] условиях эксперимента составило  $\sim 0,85$ . Хорошее соответствие с экспериментальными данными наблюдается и в случае  $p_k = 0,5$  кбар,  $k = 1,25$ ,  $Q = 1,5$  ккал/г и  $\lambda = 0,9$  (последний столбец таблицы).

На рис. 6 приведены рассчитанные зависимости  $\bar{D}_m$  как функции *a)*  $\lambda$  при  $Q = 1,5$  ккал/г и  $p_k = 0,1$  кбар; *b)*  $Q$  при  $\lambda = 0,9$  и  $p_k = 0,1$  кбар; *c)*  $p_k$  при  $Q = 1,5$  ккал/г и  $\lambda = 0,9$ . Кривые для  $k = 3$  отмечены индексом 1 и  $k = 1,25$  — индексом 2. Пунктиром показаны значения  $\bar{D}_m$ , не удовлетворяющие условию (16). Заметим, что изменение  $\Theta$  на порядок величины по сравнению с даваемой формулой (5) существенно не влияет на результаты расчетов параметров детонационной волны (например, величина  $\bar{D}$  при этом изменяется всего на 30%).

Для рассмотренной модели тепловыделения в безграничной слоистой среде возможно распространение самоподдерживающегося волнового возмущения, аналогом которого в случае жидкого ВВ в состоянии

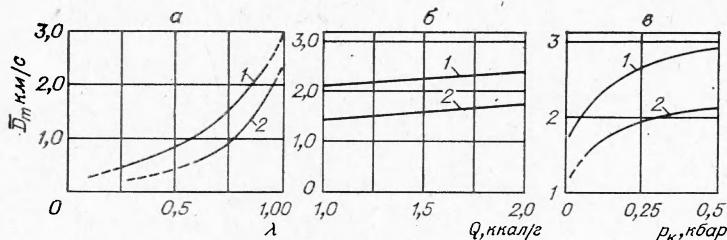


Рис. 6.

кавитации может быть стационарная МСД. Следует отметить, что введенная величина скорости  $\bar{D}$ , очевидно, лишена конкретного содержания, так же как и найденный Тувеньоном [33] аналог скорости ударной волны  $D^*$  в интертной пористой среде. Известные противоречия с реальной физической картиной возникают в связи с интерпретацией некоторых параметров рассмотренного режима детонации. Однако далеко не полностью в литературе освещен вопрос о структуре ударной волны в пористой среде или детонационной — в неоднородном веществе. В этом случае, очевидно, имеет смысл говорить о скорости конкретного волнового возмущения лишь как о средней величине на промежутке длиной в несколько характерных размеров неоднородностей вещества. В известном приближении такому условию рассмотренная модель удовлетворяет. Хорошее количественное совпадение рассчитанных в рамках данной модели и измеренных в эксперименте [17] параметров МСД в НГЦ также позволяет сделать вывод о допустимости указанной выше аналогии.

Более приближенную к явлению МСД в жидкых ВВ картину можно получить в рамках модели ограниченной двухфазной среды (при условии  $a_0 \ll R$ ). Детальный анализ гидродинамических процессов перед фронтом детонации в зонах I и II можно выполнить, определив вид функции  $\beta(\bar{D}, W)$ , или с помощью кинетических методов [20]. Не исключено, что некоторые интересные результаты, например, об устойчивости МСД к переходу в нормальный режим детонации обнаружатся при анализе зафронтового течения в зоне IV.

*Поступила в редакцию  
13/III 1973*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Б. Ратнер, Ю. Б. Харитон. Докл. АН СССР, 1943, **41**, 307.
2. Р. Х. Курбаналина. ЖФХ, 1948, **22**, 49.
3. Ф. Буден, А. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М., ИЛ, 1955.
4. И. М. Воскобойников, А. В. Дубовик, В. К. Боболев. Докл. АН СССР, 1965, **161**, 1152.
5. R. W. Watson, C. R. Summers a. o. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation (1965). U. S. Government Printing Office, Washington, 1966, p. 117.
6. F. P. Bowden, M. R. McOnie. Proc. Roy. Soc. Lond., 1967, **A298**, 38; Nature, 1965, **206**, 380.
7. В. Е. Гордеев, Ю. С. Матвеев, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1970, **195**, 1143.
8. M. F. Zimmer. Comb. and Flame, 1968, **12**, 1.
9. В. Е. Гордеев, Ю. С. Матвеев, Н. Ф. Велия. ФГВ, 1970, **6**, 3.
10. A. B. Amster, D. M. McEachern, Z. Pressman. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation (1965), U. S. Government Printing Office, Washington, 1966, p. 126.
11. Л. Г. Болховитинов. Докл. АН СССР, 1960, **130**, 1044.
12. A. W. Campbell, W. C. Davis, J. R. Travis. Phys. Fluids, 1961, **4**, 4.
13. Ф. Буден, А. Иоффе. Быстрые реакции в твердых веществах. М., ИЛ, 1962.
14. C. H. Winning. Explosivstoffe, 1963, **11**, 2.
15. A. B. Amster, R. W. Woolfolk. Nature, 1967, **215**, 5108.
16. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. ФГВ, 1969, **5**, 3.
17. А. В. Дубовик, И. М. Воскобойников, В. К. Боболев. ФГВ, 1966, **2**, 4.
18. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. ФГВ, 1967, **3**, 4.
19. R. W. Watson. 12-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1968; The Comb. Inst. Pittsburgh, Pd, 1969, p. 723.
20. R. F. Chaiken. 3-rd Intern. Colloquim on gas dynamics of explosions and reactive systems, 1971, Marseilles.
21. F. P. Bowden, O. A. Gurney. Proc. Roy. Soc. Lond., 1949, **A198**, 337.
22. H. Eiring et al. Chem. Revs, 1949, **45**, 1.
23. R. Schall. Zs. Angew. Phys., 1954, **6**, 10.
24. M. Evans. J. Chem. Phys., 1962, **36**, 1.
25. Н. М. Кузнецов. ЖЭТФ, 1967, **52**, 1; ПМТФ, 1968, **1**, 45.
26. А. В. Дубовик. Канд. диссертация, ИХФ АН СССР, 1966.
27. F. P. Bowden, J. H. Bruntton. Proc. Roy. Soc. Lond., 1961, **A263**, 1315.
28. R. W. Watson, F. C. Gibson. Nature, 1964, **204**, 4965.
29. А. Н. Дремин, О. К. Розанов и др. ФГВ, 1967, **3**, 1.
30. C. H. Johansson a. o. Proc. Roy. Soc. Lond., 1958, **A246**, 160; Appl. Sci. Res., 1956, **A5**, 439.
31. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. ФГВ, 1971, **7**, 2; 1971, **7**, 3.
32. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1960, стр. 101.
33. J. Thouvenin. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation (1965), U. S. Government Printing Office, Washington, 1966, p. 258.
34. R. Hofmann, D. J. Andrews, D. E. Maxwell. J. Appl. Phys. 1968, **39**, 10.
35. Ю. С. Яковлев. Гидродинамика взрыва. Л., Судпромгиз, 1961, стр. 198.
36. А. Н. Дремин, Г. И. Канель, С. А. Колдунов. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, стр. 569.
37. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников. ПМТФ, 1969, **4**.
38. D. C. Erlich, D. C. Wootten, R. C. Grewdon. J. Appl. Phys., 1971, **42**, 13.
39. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М., ГИТТЛ, 1955, стр. 66.
40. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966, стр. 566.