

КРИТИЧЕСКИЙ ДИАМЕТР СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ ВЫСОКОПЛОТНЫХ ВВ. ВЛИЯНИЕ ОБОЛОЧКИ

И. Ф. Кобылкин, В. С. Соловьев, М. М. Бойко

(Москва)

Предлагаемая теория критического диаметра исходит из следующих предположений и фактов: 1) детонационная волна представляет собой комплекс из ударной волны с последующей зоной химической реакции (во фронте ударной волны химической реакции не происходит), 2) для предела стационарной детонации определяющими являются условия в окрестности ударного фронта (стационарность ударного фронта обуславливает стационарность течения во всей зоне реакции), 3) в цилиндрическом заряде ВВ фронт детонационной волны искривлен; возможность распространения самоподдерживающейся детонации определяется структурой течения на оси заряда непосредственно за ударным фронтом, а стационарность формы фронта детонации — структурой течения на краю заряда за ударным фронтом.

Для определения предельного условия стационарного распространения самоподдерживающейся детонации с искривленным фронтом проанализируем течение в зоне химической реакции на оси заряда. С учетом стационарности детонационного комплекса непосредственно за фронтом ударной волны имеют место следующие соотношения:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -D \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -D \frac{\partial u}{\partial x}. \quad (1)$$

Здесь x — пространственная лагранжева координата, направленная вдоль оси заряда; D — скорость детонации; p — давление; u — массовая скорость; t — время.

Аппроксимируем малый участок ударного фронта вблизи оси заряда сферической поверхностью с радиусом кривизны R . Будем считать, что скорость фронта по нормали к фронту в пределах рассматриваемого участка постоянна и равна D . При сделанных предположениях течение реагирующей среды непосредственно за ударным фронтом будет обладать сферической симметрией и описываться следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho^2}{\rho_0} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2\rho u}{R} &= 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\rho Q_{pV} \Gamma d\lambda/dt}{c^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где ρ_0 — начальная плотность ВВ; λ — переменная, отражающая состав среды (в исходном состоянии $\lambda = 0$); V — удельный объем; Γ — параметр Грюнайзена; Q_{pV} — тепловой эффект при постоянных p, V ; c^2 — квадрат замороженной скорости звука. Из (1) и (2) можно получить выражение для $\partial u/\partial t$:

$$-\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\rho_0 D}{\rho^2 c^2 - \rho_0^2 D^2} \left[\rho Q_{pV} \Gamma \frac{d\lambda}{dt} - \frac{2\rho u c^2}{R} \right]. \quad (3)$$

Как известно, за фронтом стационарной детонационной волны профиль массовой скорости спадающий, т. е. $\partial u/\partial t \leq 0$ [1]. Выражение, стоящее перед квадратной скобкой, для сред без аномалий положительно. Поэтому величина, заключенная в квадратные скобки, также положительна. С уменьшением радиуса кривизны фронта R эта величина уменьшается и профиль массовой скорости становится более пологим, а $\partial u/\partial t$ возрастает, стремясь к нулю. Естественно предположить, что в пределе стационарного распространения самоподдерживающейся детонации $\partial u/\partial t = 0$.

Этому условию, согласно (3), соответствует кривизна фронта, которую назовем критической $R_{кр}$

$$R_{кр} = \frac{2uc^2}{Q_{\dot{r}} \Gamma d\lambda/dt}. \quad (4)$$

Нетрудно показать, что при $R = R_{кр}$ скорость выделения энергии в результате химической реакции будет равна скорости уменьшения внутренней энергии вследствие расходимости потока. Для данного ВВ $R_{кр}$ полностью определяется скоростью детонации D , так как величины, входящие в правую часть (4), вычисляются непосредственно за ударным фронтом.

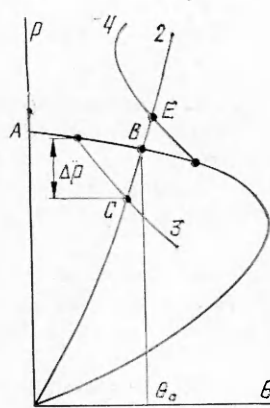
Одно из основных положений рассматриваемой теории заключается в том, что минимальный радиус кривизны детонационного фронта, при котором возможно распространение самоподдерживающейся детонации, равен $R_{кр}$.

Рассмотрим условия стационарности формы фронта. Для зарядов, не заключенных в оболочку, это условие состоит в равенстве угла между фронтом волны и образующей цилиндрического заряда и угла φ_* , при котором течение за фронтом волны у края заряда является звуковым [1, 2]. В этом случае звуковая поверхность пересекает ударный фронт у края заряда и боковая волна разрежения занимает стационарное положение в области сверхзвукового потока за пределами зоны, откуда возмущения могут попадать на фронт [2].

При заключении заряда ВВ в оболочку, характер течения в окрестности ударного фронта детонационного комплекса на границе с оболочкой изменяется. Здесь следует рассмотреть две ситуации: 1) сжимаемость материала оболочки больше сжимаемости ВВ и 2) меньше сжимаемости ВВ. В первом случае, при наклонном из-за искривленности детонационного фронта падении ударной волны на оболочку в реагирующее ВВ отражается только волна разрежения и принципиальных отличий от детонации свободного заряда нет. Стационарность формы фронта будет обеспечиваться только при равенстве угла между фронтом и оболочкой звукового угла φ_* . Во втором случае в реагирующее ВВ возможно отражение как ударной волны, так и волны разрежения. Наличие отраженных волн в зоне химической реакции приведет к изменению формы фронта. Однако, существует такой угол между ударным фронтом и оболочкой, когда реализуется взаимодействие без волн, отраженных в реагирующее ВВ. Для того, чтобы определить угол «безотражательного» взаимодействия, проведем анализ ударных поляр [3]. В плоскости $p - \theta$ (p — давление во фронте ударной волны, θ — угол поворота потока за фронтом волны, рисунок) кривая 1 представляет ударную поляру первичного сжатия нереагирующего ВВ, кривая 2 — ударную поляру оболочки. Точка пересечения поляр 1 и 2 и определяет угол θ_0 , при котором реализуется «безотражательное» взаимодействие ударной волны с оболочкой. Этому углу соответствует угол наклона ударного фронта к оболочке φ_0 . Действительно, если угол φ таков, что состояние за ударным фронтом лежит на участке AB кривой 1, то в ВВ отражается волна разгрузки с амплитудой Δp . При уменьшении φ от $\pi/2$ до φ_0 амплитуда волны разрежения уменьшается до нуля. При $\varphi < \varphi_0$ состояние за ударным фронтом лежит на ударной поляре ВВ правее точки B и в ВВ будет отражаться ударная волна (нерегулярное и регулярное отражение).

Таким образом, при $\varphi = \varphi_0$ течение за ударным фронтом детонационного комплекса не подвергается возмущению со стороны оболочки и возможно стационарное распространение ударного фронта. К тому же форма фронта с $\varphi = \varphi_0$ устойчива: увеличение φ вызывает появление в зоне реакции волны разрежения, которая ослабляет ударный фронт, что ведет к уменьшению φ ; при $\varphi < \varphi_0$ в зону реакции будет отражаться ударная волна, что приведет к усилению падающей волны, а следовательно, к увеличению φ .

Естественно предположить, что при диаметре заряда, равном критическому, радиус кривизны фронта детонационной волны на оси заряда равен $R_{кр}$. Для того чтобы связать $R_{кр}$ и $d_{кр}$, будем считать, что в усло-



Ударно-полярный анализ взаимодействия ударной волны с оболочкой.

1 — ударная поляр не реагирующего ВВ; 2 — ударная поляр оболочки; 3 — поляр разгрузки ударно-сжатого ВВ; 4 — поляр двойного сжатия ВВ; C — состояние на границе раздела ВВ — оболочка при отражении волной разрежения; E — состояние на границе раздела при отражении ударной волной (случай регулярного отражения).

виях, близких к критическим, фронт детонационной волны является сферическим, но в отличие от [4] радиус его не равен $d_{кр}/2$, а определится из условия равенства угла между фронтом ударной волны и цилиндрической поверхностью заряда углу, при котором реализуется стационарная форма фронта $\varphi_{ст}$. Для зарядов без оболочки $\varphi_{ст} = \varphi_*$, в оболочке $\varphi_{ст} = \varphi_0$. Тогда для критического диаметра имеем выражение

$$d_{кр} = \frac{2uc^2 \cos \varphi_{ст}}{Q_p V \Gamma d\lambda/dt} \quad (5)$$

Так же как в [2], $d_{кр}$ определяется начальной скоростью разложения ВВ непосредственно после ударного сжатия. Принципиальным отличием рассматриваемой теории критического диаметра от разработанной в [2] является то, что все величины (кроме $\varphi_{ст}$) в (5) вычисляются не на краю, а на оси заряда непосредственно за ударным фронтом.

Параметры		Тип ВВ		
		ТНТ литой	ТНТ прессованный	РВХ9404
ρ_0 , г/см ³		1,62	1,62	1,85
$d_{кр}$, мм	эксперимент [8]	15 ÷ 30	2,6 ÷ 3,5	1,2
	расчет [5]	32	3,4	3,5

Для проверки построенной модели был проведен количественный анализ зависимости (5) для зарядов без оболочки. В координатах $D - d$ для ряда ВВ строились экспериментальные кривые $D(d)$. Затем, в этих же координатах строилась кривая обрыва стационарной детонации, полученная с помощью (5), при этом скорость детонации считалась переменной. Точка пересечения этих кривых определяла критические параметры стационарной детонации, которые сравнивались с известными экспериментальными значениями. В работе [5] приведены соответствующие графические зависимости и необходимые ссылки. В таблице суммированы результаты сравнения. Данные по скорости разложения за ударным фронтом для прессованного и литого ТНТ взяты из работы [6], а для состава РВХ9404 из [7].

Была выполнена также оценка зависимости (5) для зарядов ВВ в оболочке [9]. Полагая, что критические скорости детонации для зарядов в оболочке близки, получим для отношения критических диаметров зарядов в оболочке $d_{кр}^{об}$ и без оболочки $d_{кр}^{св}$ следующее соотношение:

$$\frac{d_{кр}^{об}}{d_{кр}^{св}} \approx \frac{\cos \varphi_0}{\cos \varphi_*}$$

Для литого ТНТ с плотностью $\rho_0 = 1,62 \cdot 10^3$ кг/м³ и ударной адиабатой $D = 2300 + 2,15u$, м/с [10] и стальной оболочкой с ударной адиабатой $N = 3800 + 1,58u$, м/с [11] расчеты показали [5, 9], что при $D = 4500 \div 7000$ м/с $\varphi_0 = 85 \div 83^\circ$, $\varphi_* = 45 \div 48^\circ$. Такие же значения углов характерны и для других высокоплотных ВВ и оболочек из стали, алю-

миния и латуни. Для отношения критических диаметров имеем следующую оценку:

$$\frac{d_{кр}^{св}}{d_{кр}^{об}} = 8,1 \div 6.$$

Таким образом, заключение ВВ в оболочку, менее сжимаемую, чем ВВ, приводит к уменьшению величины $d_{кр}$ примерно на один порядок, что качественно соответствует известным экспериментальным результатам [12].

В случае оболочки с более высокой сжимаемостью, чем сжимаемость ВВ, $\varphi_{ст} = \varphi_*$, следовательно, наличие такой оболочки не приводит к заметному уменьшению критического диаметра.

Остановимся на ограничениях развитого подхода. При анализе влияния оболочки предполагалось, что оболочка имеет достаточную толщину, такую, что волна разрежения, распространяющаяся в оболочке после выхода ударной волны на свободную поверхность, не попадает в зону реакции. Для достаточно тонких оболочек волна разрежения будет попадать в зону реакции и способствовать срыву реакции. Поэтому величина критического диаметра с уменьшением толщины оболочки будет возрастать.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
2. К. М. Михайлюк, В. С. Трофимов. ФГВ, 1977, 13, 4, 606.
3. Р. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: ИЛ, 1950.
4. М. А. Cook. The Science of High Explosives. London, 1958.
5. И. Ф. Кобылкин, В. С. Соловьев, М. М. Бойко. Связь кривизны фронта детонационной волны с пределами распространения стационарной детонации в конденсированных ВВ. Деп. в ВИНТИ № 679—81 от 2.II.1981 г.
6. Г. И. Канель, Т. Н. Фортова, К. К. Шкадинский, В. Е. Фортов.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1977.
7. J. E. Kennedy, J. W. Nunziato. J. Mech. Solids, 1976, 24, 2/3, 107.
8. A. W. Campbell, R. Engelke. 6-th Symp. (Intern.) on deton. USA — 1976.
9. И. Ф. Кобылкин, В. С. Соловьев, М. М. Бойко. Влияние оболочки на предел распространения стационарной детонации в конденсированных ВВ. Деп. в ВИНТИ, № 3280—81 от 2.VII.81 г.
10. Ю. М. Балинец, И. А. Карпущин. ФГВ, 1981, 17, 1, 103.
11. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
12. Р. Х. Курбангалина, Л. И. Патронова. ФГВ, 1976, 12, 4, 643.

УДК 662.215.2+534.222.2

ОСОБЕННОСТИ ИНИЦИИРОВАНИЯ БЫСТРЫХ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ В СМЕСЯХ ОКИСЛИТЕЛЬ — ГОРЮЧЕЕ

И. А. Карпущин, Л. Н. Акимова

(Москва)

Очаговый характер инициирования быстрых химических реакций во взрывчатых системах (ВС) является одной из основных общих черт этого процесса как при механических, так и при ударно-волновых воздействиях. В обоих рассматриваемых случаях реакция в очаге протекает за столь короткие времена, что условия воспламенения в очаге можно отождествить с адиабатическими. Адиабатические периоды индукции воспламенения ВС в очагах при ударно-волновом инициировании по оценкам работ [1, 2] составляют 10^{-6} — 10^{-7} с, а при механическом ударе — 10^{-5} с [3]. Времена химической реакции ВС в детонационной волне в критических условиях лежат в этих же пределах.

На условия инициирования физически и химически неоднородных ВС сильное влияние оказывают процессы воспламенения зерен с поверх-