

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЕРЕСЖАТЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

А. Г. Тесленко, Р. П. Дидык
(Днепропетровск)

Результаты теоретических и экспериментальных исследований взаимодействия косых детонационных волн сравнительно недавно обсуждаются в печати. Экспериментально зафиксировано появление маховской конфигурации в большом диапазоне углов встречи [1, 2]. Дальнейшие работы [3—5] посвящены наблюдению и изучению условий образования волн Маха в зарядах с плоской и осевой симметрией. Анализ экспериментальных данных, полученных различными авторами с помощью высокоскоростной регистрирующей аппаратуры, позволяет считать, что форма и размеры профиля фронта детонации, его устойчивость определяются конструкцией заряда и схемой его инициирования.

В опытах обычно используются схемы со сложной системой синхронного инициирования плоских детонационных волн, сталкивающихся под определенным углом, или кольцевое инициирование с торца цилиндрического заряда однородного ВВ.

В практически важных случаях особый интерес представляют вопросы, связанные с возбуждением устойчивого профиля детонационных волн в плоских и цилиндрических зарядах маломощных ВВ.

В опытах в качестве инициатора использовалось листовое эластичное ВВ со скоростью детонации $D_1=7750$ м/с, основной заряд изготовлялся из 6ЖВ ($D_2=4600$ м/с). Следует заметить, что применение листовых зарядов мощных ВВ с различной скоростью детонации как инициаторов косых детонационных волн, является одним из этапов решения проблемы управления процессом взрыва.

Распространение фронта детонации в аммоните исследовалось первоначально с помощью СФР-2М в серии опытов на плоских комбинированных зарядах (рис. 1). Весь заряд помещался в плексигласовом корпусе длиной $l=200$ мм и шириной $s=80$ мм. Высота основного заряда изменялась от 20 до 80 мм. Иницирование производили от листового заряда разной толщины (1, 2, 4 мм). Съемки проводились как в режиме лупы времени (рис. 2, а) с боковой поверхности заряда при частоте кадров 500 тысяч в секунду, так и в непрерывном режиме (рис. 2, б) с торца заряда при скорости пленки 3 км/с. Эксперименты показали, что профиль детонационной волны в насыпном заряде аммонита 6ЖВ не меняется при изменении толщины слоя инициирующего и основного зарядов ВВ, угол наклона детонационной волны в аммоните к границе раздела зарядов γ постоянный, и может быть определен из выражения

$$\gamma = \arcsin \frac{D_2}{D_1}.$$

Типичные фотограммы процесса распространения детонации в вариантах лупы времени и фоторегистра (см. рис. 2) наглядно подтверждают этот вывод.

Для наблюдения и изучения отражений Маха использовались комбинированный цилиндрический и конический заряды (рис. 3). Заряд со-

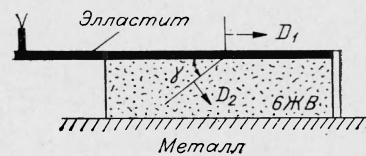


Рис. 1. Схема возбуждения наклонной детонационной волны в плоском заряде ВВ.

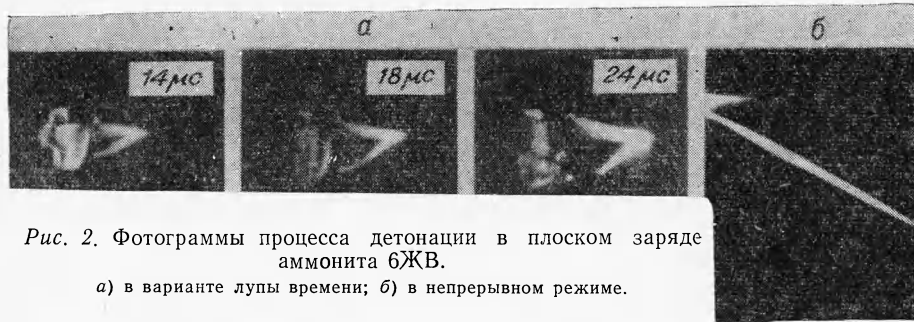


Рис. 2. Фотограммы процесса детонации в плоском заряде аммонита 6ЖВ.
а) в варианте лупы времени; б) в непрерывном режиме.

стоит из капсуля-детонатора 1, инициирующего слоя мощного ВВ 3, который располагается на цилиндрической или конической поверхности основного менее мощного ВВ 4. Инертная прослойка 2 размещается в зоне между конической частью инициирующего слоя ВВ и основным зарядом ВВ. Принцип работы комбинированного заряда с осевой симметрией и возможные схемы течений представлены на рис. 4. От капсуля-детонатора кольцевая детонационная волна со скоростью D_1 , распространяясь по инициирующему слою, возбуждает одновременно наклонную сходящуюся к оси детонационную волну со скоростью D_2 в основном заряде ВВ. По мере схождения к оси симметрии и при условии, что $D_1 \geq D_2$, а также вследствие влияния геометрической формы заряда, происходит рост параметров на фронте сходящейся ко-

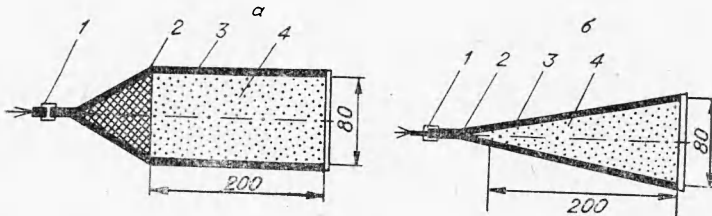


Рис. 3. Монтажные схемы опыта для для регистрации профиля детонационной волны в цилиндрических (а) и конических (б) зарядах.

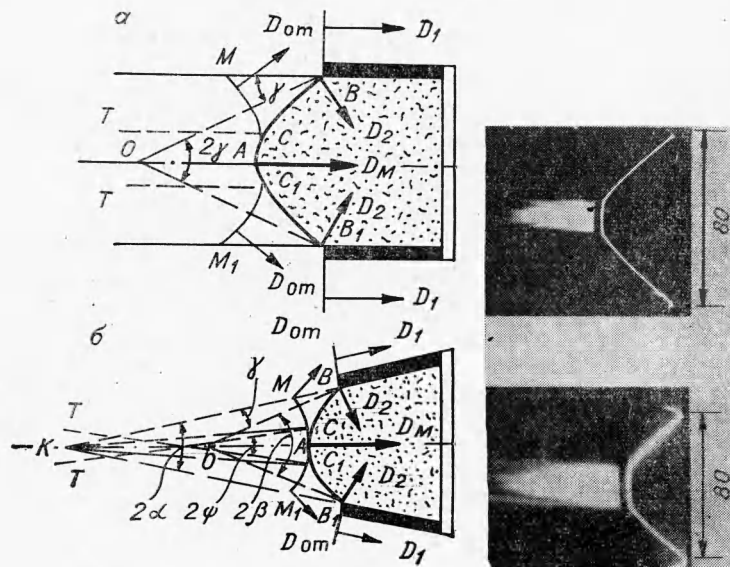


Рис. 4. Схемы возможных детонационных конфигураций в цилиндрическом и коническом (б) комбинированных зарядах 6ЖВ и соответствующие им фоторегистрограммы профиля при выходе его на торец заряда.

ОВ — начальное положение фронта детонации; ВС — падающая детонационная волна; СМ — отраженная ударная волна в продуктах взрыва; СА — фронт волны Маха; ТС — возможная линия контактного взрыва.

нической детонационной волны. Благодаря этому создаются условия для образования маховского режима детонации в области, прилегающей к оси симметрии. Диаметр основного заряда $d=80$ мм; длина его изменялась от 100 до 300 мм. Регистрация процесса с торца заряда велась с помощью скоростного фотохронографа СФР-2м, при скорости развертки $n=30\,000$ об/мин.

Ось заряда располагалась перпендикулярно направлению развертки процесса. В фокусе оптической системы хронографа размещалась щель перпендикулярно направлению развертки. Основание заряда покрывалось пластиной из оргстекла 5, сокращающего длительность регистрируемого свечения в каждой точке объекта съемки вследствие помутнения оргстекла под влиянием ударной волны. Фотограммы процесса детонации (см. рис. 4) представляют собой развернутую во времени запись прохождения детонационной волны через узкую щель диафрагмы фоторегистра. Увеличивающаяся кривизна профиля детонационной волны свидетельствует о росте нормальной составляющей скорости детонации аммонита при сходимости к оси (рис. 5).

При экспериментах на разной длине цилиндрического заряда (100÷300 мм) существенного изменения формы и размеров маховской конфигурации не наблюдалось. Отношение диаметра маховского диска dM к диаметру основного заряда имело постоянное значение ($dM/d=0,2$). Этот факт дает основание утверждать также, что скорость движения сформировавшейся маховской детонационной конфигурации вдоль оси цилиндра постоянна и равна D_1 . Наличие стационарного участка движения фронта детонации отмечено также в работах [4, 5]. По-видимому, формирование маховского диска происходит на участке становления профиля фронта детонации длиной от 0 до 100 мм. В дополнительной серии опытов на длине зарядов 40 и 70 мм при $d=80$ мм наблюдалось уменьшение высоты профиля, свидетельствующего о движении маховского фронта с ростом расстояния от торца заряда.

Влияние начального угла встречи детонационных волн изучалось в опытах на зарядах конической формы. При равной длине цилиндрического и конического зарядов увеличение угла раствора конуса 2α при постоянном значении скорости детонации инициирующего слоя ВВ приводит к уменьшению высоты профиля конфигурации и увеличению диаметра маховского диска (рис. 6). При постоянном угле раствора конуса,

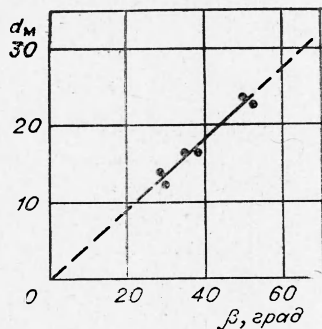


Рис. 6. Зависимость диаметра маховского диска от угла удара β детонационных волн ($l=200$ м, $d=80$ мм).

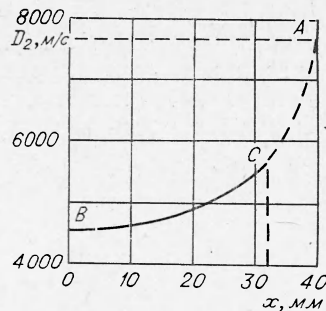


Рис. 5. Изменение скорости детонации по высоте профиля фронта в цилиндрическом заряде ВЖВ.

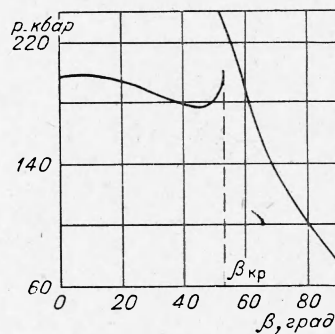


Рис. 7. Расчетное давление при соударении плоских детонационных волн в зависимости от угла удара.

но при увеличении длины заряда, наблюдался линейный рост диаметра маховского диска. Как показали эксперименты, маховский диск практически перпендикулярен к оси, а кривизна по высоте его меняется незначительно. Очевидно, что скорость фронта Маха равна осевой составляющей скорости движения сформировавшейся конфигурации

$$D_M = \frac{D_2 \cos \alpha}{\sin(\beta - \alpha)},$$

где $\beta = \gamma + \alpha$.

Повышение скорости детонации аммонита 6ЖВ до скорости маховской волны $D_2 = D_1$, по-видимому, приведет к увеличению давления [6]. Этот факт нашел свое отражение в экспериментальных данных, полученных в работе [4]. В настоящей работе проведена оценка давления на границе соударения плоских детонационных волн с помощью методов для плоского, устойчивого сжимаемого потока [6]. Для численных расчетов использован метод построения отдельных диаграмм давление — отклонение линии тока ($p-\theta$) для различных (от 0 до 90°) углов встречи детонационных волн [7]. При симметричном столкновении ударных или детонационных волн равной интенсивности плоскость или ось симметрии обычно рассматривают как абсолютно жесткую стенку. На диаграммах $p-\theta$ ось ординат соответствует преграде с абсолютно жесткой стенкой, при этом угол отклонения потока среды $\theta = 0$. Рассмотрено регулярное и нерегулярное отражение детонационных волн. Пересечение поляр этих отражений с осью ординат p дает значения давления при соударении детонационных волн. Уравнение состояния продуктов взрыва аммонита [8] применялось в виде

$$p = A\rho^n.$$

Левая часть зависимости давления от угла встречи β детонационных волн в аммоните 6ЖВ (рис. 7) соответствует регулярному отражению, а правая часть — нерегулярному (маховскому). Критический угол существования регулярного отражения $\beta_{кр} = 53^\circ$. Однако, как показали эксперименты, возникновение волн Маха в осесимметричных зарядах наблюдается при всех значениях углов встречи. По-видимому, определяющее влияние на образование нерегулярного режима в этом случае оказывает геометрический фактор, связанный с увеличением давления при сжатии фронта детонации к оси заряда.

Таким образом, повышенные значения скорости и давления на фронте Маха, постоянство размеров маховской конфигурации дают возможность использовать это интересное явление для построения ударных адиабат маломощных ВВ в области, лежащей выше точки Чепмена — Жуге по значениям параметров на стационарном участке фронта пережатой детонационной волны, получаемой в комбинированных цилиндрических зарядах. Небольшая кривизна маховского диска, по-видимому, позволит определить магнитно-электрическим [9, 10] или другим методом массовую скорость частиц за фронтом Маха.

Появление маховского диска в вершине конической детонационной волны закономерно и подтверждает выводы, сделанные в обзоре гидродинамической теории регулярного и нерегулярного отражения плоских волн для газов [8]. Подобные результаты получены в работах [12, 13] при изучении конической аналогии маховского отражения в цилиндрах из инертных материалов.

Авторы благодарят А. А. Дерibasа и А. М. Ставера за деловые замечания и советы при обсуждении настоящей работы.

Поступила в редакцию
14/1 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Феоктистова. Докл. АН СССР, 1961, 6, 2, 162.
2. B. B. Dunne. Phys. Fluids, 1961, 4, 7, 918.
3. B. B. Dunne. Phys. Fluids, 1964, 7, 10, 1707.
4. J. P. Argous, G. Peyre, I. Thouvenin. Proceedings Fourth Symposium (International) on Detonation, Washington, D. C., 1965.
5. B. D. Lambourn, P. W. Wright. Proceedings Fourth Symposium (International) on Detonation, Washington, D. C., 1965.
6. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
7. H. M. Sternberg, D. Piacesi. Phys. of Fluids, 1966, 9, 7, 1307.
8. А. Н. Дремин, К. К. Шведов и др. Матер. III сессии Научного совета по народнохозяйственному использованию взрыва АН СССР. Днепропетровск, 1969.
9. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1966, 2, 4.
10. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1967, 3, 2.
11. Бликней и Тауб. Вопросы ракетной техники, 1951, 1.
12. Г. А. Адауров, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1967, 3, 2.
13. G. R. Fowles, W. M. Hilsbell. J. Appl. Phys., 1965, 36, 4, 1377.

УДК 534.222.2

О ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭФФЕКТАХ ПРИ КОСЫХ СОУДАРЕНИЯХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН

А. А. Дерibas, И. Д. Захаренко

(Новосибирск)

В работе [1] были рассмотрены различные течения, осуществляющиеся при косых соударениях металлических пластин. Результаты исследований показали, что существует значительное разнообразие возможных конфигураций течения: течение с образованием кумулятивной струи, волнообразование, образование аномальной низкоскоростной струи и т. д.

В настоящей работе более подробно рассматривается вопрос о границе, определяющей в плоскости координат $\gamma - v_k$ (угол соударения — скорость точки контакта) область, в которой на поверхности соударяющихся пластин не наблюдается каких-либо поверхностных эффектов (рис. 1, I). В остальной части плоскости $\gamma - v_k$ наблюдаются характерные поверхностные явления, например, образование обратной струи, колебание поверхности раздела и т. д. (рис. 1, III). Определение этой границы имеет существенное значение для исследований по сварке металлов взрывом, так как при этом можно определить область существования соединения и выбрать оптимальный режим сварки, который, как правило, находится вблизи искомой границы.

В дальнейшем будем характеризовать соударение точками плоскости $\gamma - v_k$, где γ — угол соударения, v_k — скорость точки контакта.

Очевидно, что выбор γ и v_k в качестве основных параметров, характеризующих соударение, предполагает, что основные свой-

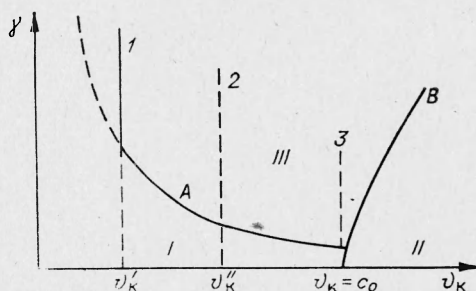


Рис. 1. Граница области струеобразования.