

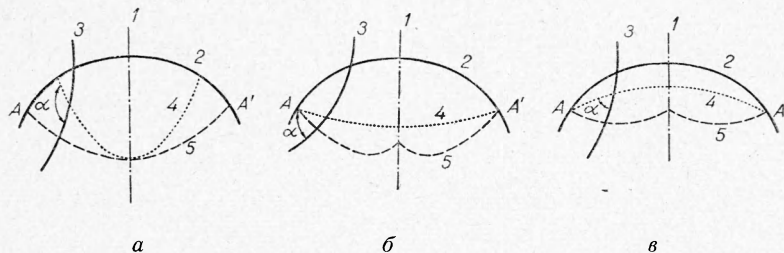
О СТРУКТУРЕ ФРОНТА НЕИДЕАЛЬНОЙ ДЕТОНАЦИИ В ТВЕРДЫХ ВВ

В. С. Трофимов, А. Н. Дремин
(Москва)

В работе [1] было показано, что ударный фронт стационарной детонационной волны в заряде без оболочки искривлен таким образом, чтобы отток ВВ от него у границ заряда происходил с дозвуковой скоростью. Иными словами, звуковая поверхность, на которой скорость потока среды в системе координат, связанной с фронтом, достигает скорости звука, пересекает ударный фронт. В настоящей статье излагаются соображения и экспериментальные факты, согласно которым это пересечение должно происходить непосредственно у границ заряда на расстоянии порядка размеров исходных неоднородностей ВВ. Затронутый вопрос имеет важное значение для теории критического диаметра детонации твердых ВВ.

Рассмотрим положение звуковой поверхности по отношению к ударному фронту. Возможны три случая, представленные на рис., *а*, *б*, *в*. В первом случае *а* (см. рисунок) звуковая поверхность направлена выпуклостью вниз по течению и пересекает линию тока под тупым углом α . Поэтому в пространстве имеются линии Маха, которые начинаются на ударном фронте и кончаются на звуковой поверхности [2]. Нетрудно видеть, что в этом случае границы зоны влияния (т. е. области потока, влияющей на ударный фронт) совпадают с теми линиями Маха, которые выходят на звуковую поверхность в точке ее пересечения с осью заряда [2]. В этой точке скорость потока равна скорости звука. Следовательно, линии Маха пересекают здесь ось заряда под прямым углом.

Во втором случае *б* звуковая поверхность также направлена выпуклостью вниз по течению, но теперь угол ее пересечения α с линиями тока является острым. Поэтому в отличие от предыдущего случая границы зоны влияния совпадают с теми линиями Маха, которые начинаются на оси заряда в области сверхзвукового потока и пересекают ударный фронт одновременно со звуковой поверхностью.



Положение звуковой поверхности по отношению к ударному фронту.
1 — ось заряда; 2 — ударный фронт; 3 — линия тока; 4 — звуковая поверхность;
5 — граница зоны влияния.

Наконец, в третьем случае *в* (см. рисунок) звуковая поверхность направлена выпуклостью в ту же сторону, что и ударный фронт. Как и во втором случае, границы зоны влияния задаются линиями Маха, начинающимися на оси заряда в области сверхзвукового потока и пересекающими ударный фронт вместе со звуковой поверхностью.

Область течения, расположенная за пределами зоны влияния, не оказывает никакого воздействия на структуру течения в пределах этой зоны и, следовательно, не влияет на режим распространения детонации.

С другой стороны, известно, что скорость детонации зависит от диаметра заряда. Это означает, что при стационарной детонации граница заряда должна пересекать ударный фронт одновременно с нижней границей зоны влияния, т.е. в точках A, A' . Поскольку твердые ВВ, как правило, являются негомогенными, точками A, A' на самом деле определены с точностью до размеров исходных неоднородностей ВВ.

Из рисунка видно, что звуковая поверхность должна пересекать ось заряда в первых двух случаях ниже краев AA' ударного фронта, а в последнем случае — выше. Это обстоятельство позволяет экспериментальным путем решить вопрос о том, какая структура течений осуществляется на самом деле. С этой целью проведено сравнение времени реакции на оси заряда τ_1 со временем запаздывания краев ударного фронта по отношению к его центру τ_2 для зарядов тротила диаметром 40 мм и $\rho = 1,2 \div 1,59 \text{ г/см}^3$. Время τ_1 определено в работе [3] электромагнитным методом, τ_2 измерено с помощью камеры СФР по фоторазвертке выхода фронта на торец заряда. Эти времена удовлетворяют следующим эмпирическим формулам:

$$\begin{aligned}\tau_1 &= 2,58 - \rho, \\ \tau_2 &= 12,35 - 6,65 \rho\end{aligned}$$

(время измеряется в микросекундах). Оказалось, что $\tau_1 < \tau_2$.

Последний результат означает, что в рассмотренных случаях осуществляется структура течений, представленная на рисунке, *в*. Действительно, время τ_3 , в течение которого вещество проходит по оси заряда от ударного фронта до звуковой поверхности, удовлетворяет неравенству $\tau_3 < \tau_1$. Поэтому имеет место соотношение $\tau_3 < \tau_2$.

В большинстве работ, посвященных разработке теории критического диаметра, например [4—9], используется упрощенная схема течений, которая по своей структуре ближе всего подходит к схеме, представленной на рисунке, *а*. Полученный в настоящей работе результат показывает, что развитые в этих работах представления должны быть коренным образом пересмотрены.

Поступила в редакцию
15/III 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. ФГВ, 5, 1969, 3, 304.
2. К. Г. Гудерлей. Теория околзвуковых течений. ИЛ, 1960.
3. А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ПМТФ, 1964, 2, 154.
4. М. А. Соок. The Science of High Explosives, Reinhold Publishing Corporation, New York, 1958.
5. M. W. Ewans. J. Chem. Phys. 1962, 36, 193.
6. Л. В. Дубнов. ЖФХ, 1960, 34, 2367.
7. Г. Г. Ремпель. Сб. «Взрывное дело», № 52/9. М., Гостехиздат, 1963.
8. W. W. Wood, I. C. Kirkwood. J. of Chem. Phys. 1954, 22, 1920.
9. Ф. А. Баум, К. П. Станикович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва, М., Физматгиз, 1959.