

ДЕТОНАЦИЯ УДЛИНЕННЫХ ЗАРЯДОВ С ПОЛОСТЯМИ

А. С. Загуменнов, Н. С. Титова, Ю. И. Фадеевко, В. П. Чистяков

(Новосибирск)

Исследованы «канальные явления» в удлинённых зарядах из литого ВВ с полостями различной формы. Установлено наличие переходного режима, измерены скорости канальных ударных волн в переходном режиме. Сделаны приближённые оценки параметров кумулятивных струй, образующихся в трубчатых зарядах.

Известно, что детонация удлинённых зарядов ВВ с полостями сопровождается своеобразными «канальными» явлениями.

Группой английских исследователей опубликован ряд статей о детонации трубчатых зарядов с воздушной полостью [1-3]. Ими предложена следующая схема процесса.

В полости детонирующего трубчатого заряда за счёт кумулятивных явлений возникает мощная ударная волна. На участке длиной в несколько десятков диаметров полости (десятков калибров) скорость этой волны почти постоянна и превышает обычную для данного ВВ скорость детонации приблизительно на 75% для плотных веществ и на 65% для веществ малой плотности. Далее ударная волна затухает из-за потерь при взаимодействии со стенками заряда. Затухание может быть вызвано уменьшением притока энергии к волне в результате эрозионного утоньшения стенок или преждевременного частичного разложения ВВ. Во время затухания первичной ударной волны в области между ее фронтом и фронтом детонации вырабатывается вторичная ударная волна, скорость которой также значительно превышает скорость детонации.

Скорость распространения детонации вдоль внешней поверхности заряда на небольшом начальном участке равна обычной для данного ВВ скорости детонации, а затем скачком возрастает до величины, слабо зависящей от начальной плотности ВВ (величина скачка составляет несколько процентов для плотных ВВ и несколько десятков процентов для ВВ малой плотности). Предполагаемая структура детонационной волны изображена на фиг. 1, где QR есть невозмущенный участок начальной плоской детонационной волны, SS' — фронт воздушной ударной волны в канале. Ударная волна SS' возбуждает в ВВ волну сжатия SP . В области OSP ВВ сжато и его скорость детонации превышает начальную, так что детонационная волна OP , распространяющаяся по сжатому ВВ, опережает невозмущенную волну QR . PQ есть конический детонационный фронт, движущийся с нормальной скоростью по несжатому ВВ. В некоторый момент точка Q выходит на внешнюю поверхность заряда, что вызывает скачкообразное увеличение наблюдаемой скорости детонации.

Установлено, что в зарядах из плотных ВВ не происходит инициирование детонации с поверхности канала; в зарядах ВВ малой плотности этот эффект наблюдается в отдельных опытах, причем со значительной задержкой относительно момента прохождения ударной волны. Относительно легко возбуждается детонация в сплошной шашке ВВ, закрывающей выходное отверстие канала; это явление было названо Вудхедом опережающей детонацией [2].

Если ВВ способно детонировать в двух режимах — высокоскоростном и низкоскоростном, то разности между скоростями фронта канальной волны и фронта детонации в обоих этих режимах почти одинаковы.

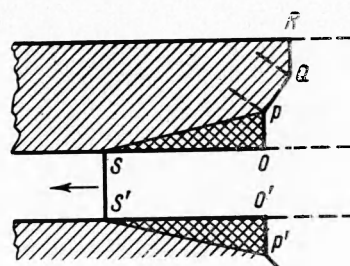
Специальными опытами показано, что продольные перемещения заряда, предшествующие приходу детонационной волны, пренебрежимо малы.

Следует заметить, что схема фиг. 1 не универсальна. Для разных ВВ и при разных начальных плотностях уплотнение в волне сжатия может привести как к увеличению, так и к уменьшению скорости детонации.

Эксперименты с трубчатыми зарядами описаны также в работах [4-9]; особо следует отметить обширные эксперименты Аренса [5].

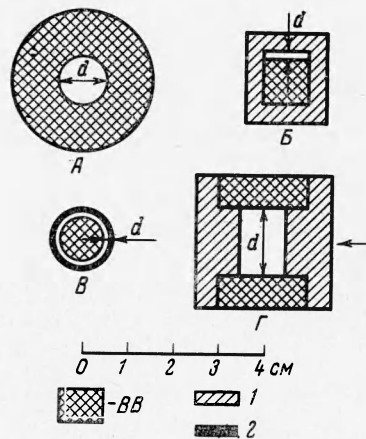
При взрывных работах часто бывают случаи несплошного заполнения сечения шпуров и скважин взрывчатым веществом. Наличие удлинённых полостей между поверхностью заряда и окружающей средой может изменить режим детонации и даже вызвать полное ее затухание. Это явление принято называть «канальным эффектом». Канальный эффект, по-видимому, аналогичен явлениям при детонации трубчатых зарядов.

Канальному эффекту посвящены многочисленные исследования. Установлено, что в полостях образуются яркосветящиеся ударные волны, опережающие фронт детонации. Различными методами показано, что канальная ударная волна порождает волну



Фиг. 1

сжатия в непрореагировавшем ВВ и тем самым может существенно изменить структуру детонационной волны. Для случая плоского слоя легкоуплотняемого ВВ с плоским зазором между поверхностью ВВ и твердой стенкой предложены полуэмпирические расчеты схемы комплекса канальная волна — волна сжатия. Предложены объяснения явления прекращения детонации, связывающие момент прекращения с заполнением сечения непродетонировавшей части заряда волной сжатия и насыщением ВВ сжатым газом из области канальной волны. Как и в случае детонации трубчатых зарядов, наблюдалось образование вторичной ударной волны в области между фронтом первичной ударной волны и фронтом детонации. В этой области наблюдалось также горение ВВ, поступившего туда в результате эрозии поверхности заряда. Детальные описания явлений содержатся, например, в работах [10-12].

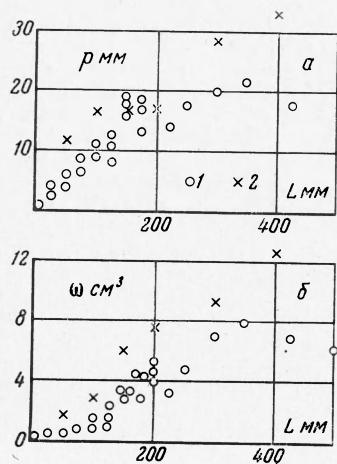


Фиг. 2

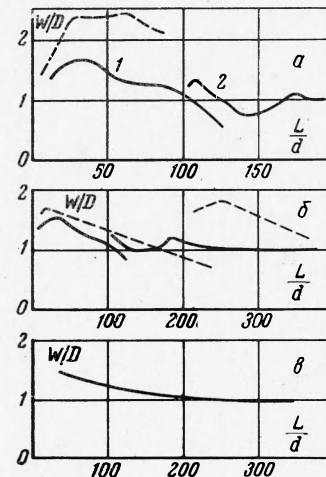
Ниже будут изложены некоторые результаты экспериментального исследования детонации зарядов с полостями большого удлинения, полученные при обработке зарядов для метания твердых частиц [9].

Исследовались заряды нескольких типов из литого ТГ 50/50; их поперечные сечения изображены на фиг. 2, где 1 — оргстекло, 2 — стекло. Трубчатые заряды набирались из шашек длиной 5—10 калибров, заряды других типов были монолитными.

Измерены параметры кратеров в массивных мишенях из мягкой стали, образующихся при взрыве трубчатых зарядов. Заряды устанавливались нормально к поверхности мишени, расстояние от выходного сечения заряда до поверхности мишени составляло 13 мм. На фиг. 3, а изображена зависимость глубины кратера, а на фиг. 3, б — объема кратера от длины заряда. За верхнюю границу кратера принимался уровень начальной поверхности мишени. Точки 1 относятся к безоблицовочному заряду типа А, точки 2 получены при помощи аналогичного заряда, полость которого была облицована эбонитовой трубкой с наружным диаметром 11,5 мм и внутренним 10 мм. Из результатов опытов следует, что безоблицовочный трубчатый заряд производит кратер наибольших размеров при относительном удлинении полости приблизительно в 35 калибров.



Фиг. 3



Фиг. 4

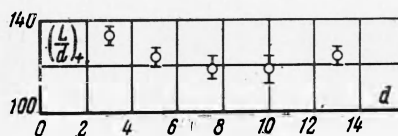
Проведена серия опытов с целью изучения поведения канальных волн при больших удлинениях полостей. В этих опытах производилась непрерывная регистрация процесса на СФР и, в отдельных случаях, при помощи контактных датчиков измерялась скорость фронта канальной волны в зарядах типов А, В и В. Результаты, усредненные по 2—3 опытам на каждом типе заряда, приведены на фиг. 4, а, б, в, где приняты следующие

обозначения: W — скорость фронта ударной волны, D — скорость детонации (~ 7.6 км/сек), L — расстояние вдоль заряда от начала полости, d — характерный поперечный размер полости (см. фиг. 2).

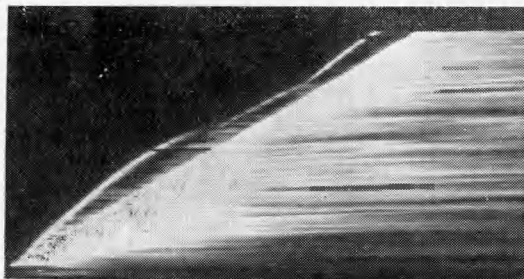
На фиг. 4, *a* показаны результаты опытов с трубчатыми зарядами, аналогичными заряду *A* (внешний диаметр 15 мм, внутренний 5 мм). Сплошные кривые с индексами 1 и 2 соответственно изображают зависимости скоростей фронтов первичной и вторичной канальных ударных волн от безразмерного расстояния L/d вдоль заряда при давлении воздуха в полости 1 атм. Штриховой кривой показаны результаты опытов с зарядом *A* при разрежении до 1 мм рт. ст.

На фиг. 4, *b* сплошными линиями с индексами 1 и 2 показаны результаты опытов с зарядами *B* в воздухе; штриховая линия изображает данные работы [11], где были использованы заряды, аналогичные заряду *B*, но из тонкодисперсного тротила плотностью 0.5 г/см³.

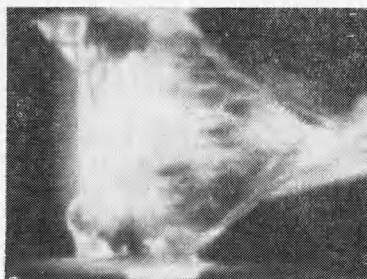
Результаты опытов с зарядом *B* изображены на фиг. 4, *c*. Из данных фиг. 4, *a*, *b*, *c* следует, что при детонации зарядов с удлиненной полостью, как правило, имеет место переходный процесс, заканчивающийся установлением стационарного режима на достаточно большом удалении от начала полости. В стационарном режиме канальная волна движется с некоторым постоянным опережением относительно фронта детонации. Скорость распространения стационарного режима в наших опытах, в пределах точности измерений, совпадала со скоростью детонации открытого сплошного заряда. В переходном режиме в зарядах *A* и *B* наблюдались две канальные волны, в заряде *B* — только одна (возможно, что в этом случае возникала вторичная волна, не замеченная нами из-за недостаточной точности эксперимента). Колебания скорости фронта вторичной волны связаны с тем, что вначале она распространяется по области неравномерного течения, подготовленной первичной волной. Конечные точки кривых 1 на фиг. 4, *a*, *b* соответствуют точкам слияния волн.



Фиг. 5



Фиг. 6



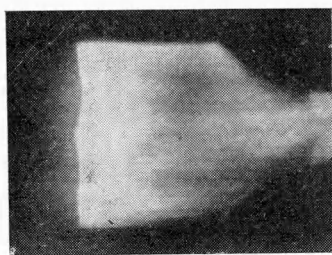
Фиг. 7

Представлялось интересным проверить возможность моделирования канальных явлений по принципу геометрического подобия. Отступления от этого принципа могут быть вызваны следующими причинами: околокритическими явлениями в зарядах малых размеров, немоделируемостью по принципу геометрического подобия пограничных и эрозионных процессов. Проведена серия экспериментов с трубчатыми зарядами, у которых, как и у заряда *A*, внешний диаметр был втрое больше диаметра полости. Результаты измерений представлены на фиг. 5 в виде зависимости безразмерной координаты $(L/d)_+$ точки слияния первичной и вторичной волн от диаметра полости. Данные фиг. 5 свидетельствуют о наличии слабого масштабного эффекта. По-видимому, при изменении масштаба заряда могут происходить и качественные изменения механизма канальных явлений. Так, при детонации заряда с диаметром полости 3 мм отмечено появление третьей канальной ударной волны в области 160—210 и более калибров. Регистрограмма детонации этого заряда в координатах $L-t$ показана на фиг. 6.

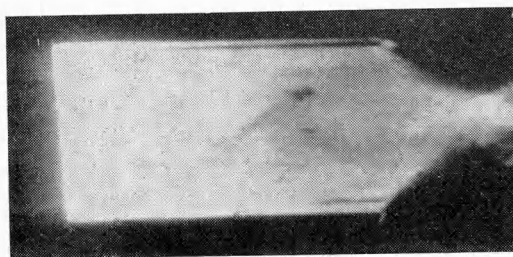
Можно предположить, что в переходном режиме приблизительно на участке, соответствующем восходящим частям кривых 1, в полости образуется кумулятивная струя продуктов взрыва, поддерживающая воздушную ударную волну. В начале переходного режима происходит накопление продуктов взрыва в области между фронтом детонации и фронтом канальной ударной волны, затем продукты взрыва истекают из этой области через приосевую зону, вплоть до установления стационарного режима. Такое предпо-

ложение позволяет объяснить рост кратерообразующей способности трубчатых зарядов вплоть до удлинений в несколько десятков калибров (фиг. 3), возможность использования трубчатых зарядов для метания твердых частиц со скоростями 8—14 км/сек [9] и поведение кривых I на фиг. 4, а, б.

Проведено несколько опытов с целью исследования структуры той зоны, в которой может формироваться кумулятивная струя. Для этого производилась съемка процесса детонации заряда G на СФР в режиме непрерывной регистрации через поперечную щель шириной 0.25 мм (направление съемки показано на фиг. 2 стрелкой). Типичные регистрограммы показаны на фиг. 7, 8, 9. Фиг. 7 соответствует удалению щели от начала полости на 75 мм ($L/d = 5$), фиг. 8 — на 120 мм, фиг. 9 — на 240 мм. Скорость развертки выбиралась так, чтобы масштабы изображения в продольном и поперечном направлениях были приблизительно равны. Непосредственно на фиг. 7, 8, 9 кумулятивные струи не обнаруживаются; косвенным доказательством их существования является наличие промежутка между детонационной волной и задней границей яркосветящегося слоя воздуха, сжатого в ударной волне (скорость поршня, поддерживающего ударную волну в воздухе, заметно выше скорости детонации).



Фиг. 8



Фиг. 9

Оценку параметров струй можно произвести двумя способами. Первый из них позволяет произвести оценку снизу параметра ρv^2 струи по данным о разгоне твердых частиц трубчатыми зарядами [9]. Заряд A длиной 250 мм разгоняет стальной шар диаметром 1 мм до 7.3 км/сек на пути 50 мм. Сила F , действующая на шар в сверхзвуковом потоке, определяется формулой [13]

$$F \approx 1.43 \rho v^2 r^2$$

Здесь ρ — плотность невозмущенного потока, v — скорость его относительно шара, r — радиус шара. При помощи этого соотношения, приравняв конечную кинетическую энергию шара произведению F на путь разгона, найдем среднее значение ρv^2 за время разгона; оно равно $6 \cdot 10^{10}$ дн/см². В действительности из-за постепенного уменьшения скорости потока относительно шара и неравномерности приложения нагрузки в процессе разгона $\rho v^2 > 6 \cdot 10^{10}$ дн/см². Скорость струи, по-видимому, лежит в пределах 10—15 км/сек, так что ее плотность не ниже 0.025—0.06 г/см³.

Второй способ заключается в использовании данных фиг. 3, б. Для грубой оценки можно принять, что объем кратера в мишени пропорционален энергии, израсходованной на его образование. Наклон восходящей части кривой фиг. 3, б составляет ~ 0.265 см³ на 1 см длины заряда. На образование кратера объемом 0.265 см³ в мягкой стали затрачивается энергия порядка 1.5 кдж [14], в то время как полная энергия ВВ, приходящаяся на 1 см длины заряда, составляет около 50 кдж. Таким образом, к. п. д. трубчатого заряда по кратерообразованию есть величина порядка 3%. Поскольку на кратерообразование расходуется лишь часть энергии струи, то доля энергии заряда, передаваемая струе, должна быть еще выше.

Авторы благодарны В. М. Титову за систематические обсуждения и В. П. Урушкину за помощь в постановке экспериментов.

Поступила 21 X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Woodhead D. W. Velocity of detonation of a tubular charge of explosive. Nature, 1947, vol. 160, No. 4071, p. 644.
2. Woodhead D. W. Advance detonation in a tubular charge of explosive. Nature, 1959, vol. 183, No. 4677, pp. 1756—1757.
3. Woodhead D. W., Titman H. Detonation phenomena in a tubular charge of explosive. Explosivstoffe, 1965, Jg. 13, No. 5, pp. 113—123; No. 6, pp. 141—155.
4. Czubulski W. B. Badania nad przebiegiem detonacji pierscieniowych nabojev gornicznych materialow wybuchowych. Prace Glown. Inst. Gorn., 1956, Ser. A, Komunikat Nr. 186.

5. A h r e n s H. Über den Detonationsvorgang bei zylindrischen Sprengstoffladungen mit axialer Höhlung. Explosivstoffe, 1965, Bd. 13, No. 5, S. 124—134; No. 6, S. 155—164; No. 7, S. 180—198; No. 10, S. 267—276; No. 11, S. 295—309; 1967, Bd. 15, No. 6, S. 121—129; No. 7, S. 145, No. 8, S. 175—185.
6. С у л т а н о в М. Детонация и ударные волны в полном цилиндре из взрывчатого вещества. В кн.: «Вопросы горения и детонационных волн». Четвертый Симпозиум (Междунар.) по вопросам горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958, стр. 352.
7. Ж а р и к о в И. Ф., Н е м ч и н о в И. В., Ц и к у л и н М. А. Исследование воздействия на твердое вещество светового излучения, полученного при помощи источника взрывного типа. ПМТФ, 1967, № 1, стр. 31—44.
8. K i r s c h M., P a r i n e a u - C o u t u r e G., W i n k l e r C. A. The detonation velocity of axially cavitated cylinders of cast DINA. Canad. J. Res., 1948, Sect. B, vol. 26, No. 5, pp. 435—440.
9. Т и т о в В. М., Ф а д е е н к о Ю. И., Т и т о в а Н. С. Разгон твердых частиц кумулятивным взрывом. Докл. АН СССР, 1968, т. 180, № 5, стр. 1051—1052.
10. Д у б н о в А. В., Х о т и н а Л. Д. О механизме канального эффекта при детонации конденсированных ВВ. Физика горения и взрыва, 1966, № 4, стр. 97—104.
11. Г о л ь б и н д е р А. И., Т ы ш е в и ч В. Ф. Дальнейшее исследование канального эффекта. В сб.: «Теория взрывчатых веществ». М., «Высшая школа», 1967, стр. 349—362.
12. D r e m i n A. N., V a n d e n B e r g h e R. Etude sur l'arret de la detonation par l'effect de canal. Explosifs 1968, vol. 21, No. 1, pp. 5—22.
13. H o d g e s A. J. The drag coefficient of very high velocity spheres. Aeronaut. Sci., 1957, vol. 24, No. 10, p. 755.
14. Ф а д е е н к о Ю. И. Зависимость размера кратера от твердости мишени. ПМТФ, 1964, № 5, стр. 118.

О ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ДИАМЕТРА И СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ ЗАРЯДОВ ВВ ОТ ПЛОТНОСТИ

Г. Г. Ремпель

(Москва)

Показано, что характер зависимостей критических диаметров от плотности для аммиачно-селитренных и однородных ВВ качественно один и тот же.

Разница между аммиачно-селитренными и однородными ВВ заключается в том, что плотность, начиная с которой при ее дальнейшем увеличении критические диаметры растут, для однородных ВВ близка к плотности монокристалла, тогда как для аммиачно-селитренных ВВ она меньше единицы.

Скорость детонации зарядов из однородных ВВ, имеющих диаметр, близкий к критическому, так же как и скорость детонации аммиачно-селитренных ВВ с увеличением плотности растет до предельного значения последней, после чего уменьшается.

Значение предельной плотности, начиная с которой скорость детонации зарядов из прессованного тротила начинает уменьшаться, практически совпадает со значением плотности, начиная с которой для прессованного тротила увеличивается критический диаметр и равно $\sim 1.63—1.64 \text{ г/см}^3$.

Известно [1,2], что с увеличением плотности скорость детонации D -зарядов из аммиачно-селитренных ВВ растет только до некоторого значения плотности, после чего начинает уменьшаться. Если плотность превышает некоторое предельное значение, то детонация затухает. Беляев [3] и Петровский [4] показали, что это справедливо только для зарядов, диаметр которых близок к критическому.

Можно было предполагать, что скорость детонации и у зарядов из однородных ВВ с диаметрами, близкими к критическим, должна изменяться так же, как и для зарядов из аммиачно-селитренных ВВ, т. е. при увеличении плотности скорость детонации должна расти до какого-то предельного значения плотности, после чего должна уменьшаться.

Наличие предельной плотности для однородных ВВ оставалось необнаруженным, так как до последнего времени проводились только исследования зарядов, имевших плотности, достигаемые при обычном прессовании. Величину же предельной плотности однородных ВВ следовало искать при плотностях, близких к плотности монокристалла.

Можно было также предполагать, что кривая зависимости критических диаметров d_* от плотности ρ_0 как однородных, так и смесевых (в частности, аммиачно-селитренных ВВ) должна иметь минимум. Такое предположение можно сделать из [5] и неопуб-