

УДК 622.23 (043.3)

У.Ф. Насиров**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕЙСТВИЯ
УДЛИНЕННЫХ ЗАРЯДОВ ВЫБРОСА
В ВОДОНАСЫЩЕННЫХ ГРУНТАХ**

На основе изучения законов газодинамики установлены обобщающие закономерности изменения максимального давления во фронте ударной волны от расстояния до места взрыва и массы заряда ВВ, а также изменения времени действия максимального давления во фронте ударной волны от удельного импульса давления в различных водонасыщенных песчаных грунтах.

Ключевые слова: математическая модель, удлиненный заряд, выемка, водонасыщенный песчаный грунт, схема формирования конструкции

Рассмотрим схему действия линейного заряда выброса в водонасыщенных песчаных грунтах. На рис. 1, а приведена схема формирования конструкции линейного заряда выброса с использованием детонирующих шнуров (ДШ). Из-за повышенной массовой влажности водонасыщенных песчаных грунтов после проведения щели на ее дно укладывают взрывчатое вещество с гидроизолирующей полиэтиленовой пленкой. На поверхность заряда укладывают не менее двух ниток ДШ и промежуточные детонаторы.

Так как ДШ детонирует со скоростью в 1,5-2 раза превышающей скорость детонации промышленных ВВ ($D_{дш} = 6,5-7,5$ км/с), то первый заряд из промежуточного детонатора детонирует с задержкой в несколько десятков микросекунд. Когда детонационная волна выходит на торец заряда ВВ, то она встречается с забойкой и газовой полостью, образованной расширяющимися продуктами детонации, от детонации ДШ происходит взаимодействие продуктов детонации первого заряда с забойкой между зарядами и продуктами детонации ДШ,

находящимися в полости. В результате этого взаимодействия по забойке идет фронт ударной волны. Отраженная ударная волна идет по продуктам детонации первого заряда.

Так как продукты детонации ДШ к моменту подхода детонационной волны от первого заряда уже начинают расширяться, то сжимаемость их больше сжимаемости продуктов детонации первого заряда, поэтому при взаимодействии этих газодинамических потоков в продуктах детонации первого заряда отражается волна разрежения, а по продуктам детонации ДШ идет ударная волна, которая препятствует расширению продуктов детонации ДШ и дополнительно сжимает их.

Аналогичные явления происходят и после детонации второго заряда из промежуточного детонатора при условии, что его продукты детонации в направлении, противоположном детонации, имеют меньшую скорость. Поэтому продукты детонации ДШ, дополнительно сжатые ударными волнами от детонации первого и второго зарядов, сдвигаются по образованной газовой полости в направлении вто-

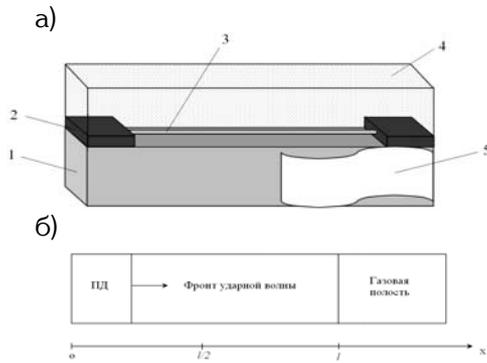


Рис. 1. Схема формирования конструкции линейного заряда выброса (а) и распределения импульса взрыва на стенках щели (б): 1 – траншейный заряд выброса; 2 – промежуточный детонатор; 3 – детонирующие шнуры; 4 – грунтовая забойка и обваловка; 5 – полиэтиленовая пленка

рого заряда, и на некотором расстоянии от него образуется своеобразный газодинамический затор, где самым сложным образом взаимодействуют преломленные и отраженные ударные волны и волны разрежения. Так как продукты детонации не могут расширяться в осевом направлении, то будет происходить только их радиальное расширение.

Таким образом, газовая полость, образованная от детонации ДШ, препятствует движению газов в осевом направлении и способствует их расширению в радиальном, тем самым увеличивая время действия продуктов детонации на взрываемый массив. За счет сжатия газовой полости давление в щели понижается (т.к. от продуктов детонации ДШ в продукты детонации зарядов отражаются волны разрежения) и действует более продолжительное время. Верхняя забойка также препятствует вылету газов и способствует более равномерному распределению движения по стенкам щели [1-6].

Рассмотрим распределение взрывного импульса на стенках щели. Так

как щель имеет цилиндрическую форму с бесконечно прочными стенками, то детонация начинается у левого конца заряда при $x = 0$ и распространяется вдоль положительного направления оси Ox . Правый конец линейного заряда граничит с газовой полостью, образованной продуктами детонации ДШ (рис. 1, б). Так как левый конец линейного заряда граничит в начальный момент времени с продуктами детонации инициирующего ДШ (сильно сжатыми в момент инициирования), то

рассматриваемый случай эквивалентен наличию в сечении $X=0$ жесткой стенки.

Детонационной волне всегда сопутствует в продуктах детонации волна разрежения, которая описывается следующими соотношениями [7]:

$$\begin{aligned} x &= (u+c)t + F(u), \\ u &= \pm 2c(k-1) + \text{const}; \end{aligned} \quad (1)$$

где u – скорость продуктов детонации; c – скорость звука.

Так как детонация распространяется слева направо и ее движение в момент времени $t=0$ определено при $x=0$ (т.е. $F(u)=0$), то

$$x = (u+c)t \quad (2)$$

На фронте детонационной волны

$$u_n = \frac{D}{k+1} \text{ и } c_n = \frac{kD}{k+1},$$

где k – показатель изоэнтропы.

Отсюда постоянная в (1)

$$\text{const} = -\frac{D}{k-1}.$$

Таким образом, волна разрежения описывается в виде

$$\frac{x}{t} = u + c; \quad u = \frac{2c - D}{k-1}. \quad (3)$$

Для продуктов детонации конденсированных ВВ обычно $k=3$. В этом случае уравнения принимают более простой вид:

$$\frac{x}{t} = u + c; \quad -\frac{D}{2} = u - c \quad (4)$$

или

$$c = \frac{x}{2t} + \frac{D}{4}; \quad u = \frac{x}{2t} - \frac{D}{4}. \quad (5)$$

Из анализа этих зависимостей следует, что в интервале

$$0 \leq x \leq \frac{Dt}{2} \quad u=0 \quad \text{и} \quad c = \frac{D}{2}. \quad \text{Таким}$$

образом, в интервале

$$\frac{Dt}{2} \leq x \leq Dt$$

детонационная волна характеризуется уравнениями (5). Назовем эту волну

первой. Для этой волны $\frac{P_1}{P_n} = \left(\frac{C}{C_n}\right)^3$,

$$P_n = \frac{S_0 D^2}{4} \quad \text{и} \quad c_n = \frac{3}{4} D \quad (6)$$

$$\frac{P_1}{P_n} = \frac{8}{27} \left(\frac{x}{Dt} + \frac{1}{2}\right)^3.$$

В интервале $0 \leq x \leq \frac{Dt}{2}$

$$u=0; \quad c = \frac{D}{2}; \quad (7)$$

назовем эту волну второй. Для этой волны

$$\frac{P_2}{P_n} = \frac{8}{27}. \quad (8)$$

В момент времени $t = \frac{1}{D}$ в сечении

l продукты детонации начинают истечение в газовую полость. В результате этого в продуктах детонации возникает волна разрежения, которая распространяется по возмущенному газу и описывается общими решениями газовой динамики:

$$x=(u+c)t+F(u+c); \quad x=(u-c)t+F(u-c). \quad (9)$$

Так как при $x=l$ $Dt=l$, то

$$l = \left(\frac{D}{4} + \frac{3}{4}D\right) \frac{1}{D} + F_1(u+c);$$

$$l = (u-c) \frac{1}{D} + F_2(u+c)$$

$$\text{откуда } F_1(u)=0 \quad \text{и} \quad F_2 = \frac{Dl - (u-c)l}{D}.$$

Тогда

$$u+c = \frac{x}{t}; \quad u-c = \frac{D(x-l)}{Dt-1}. \quad (10)$$

Следовательно, возникающая волна разрежения описывается уравнениями:

$$u = \frac{x}{2t} + \frac{D(x-l)}{2(Dt-1)}; \quad c = \frac{D}{2} \left(\frac{x}{Dt} - \frac{x-l}{Dt-1}\right). \quad (11)$$

Назовем ее третьей. Для этой волны

$$\frac{P_3}{P_n} = \left(\frac{c}{c_n}\right)^3 = \frac{8}{27} \left[\frac{x}{Dt} - \frac{x-l}{Dt-1}\right]^3. \quad (12)$$

Третья волна движется по закону

$$x = \frac{3}{2}l - \frac{Dt}{2}. \quad (13)$$

Слабый разрыв в детонационной волне (8) движется по закону

$$x = \frac{Dt}{2}. \quad (14)$$

Как следует из (13) и (14), в момент времени $t = \frac{3l}{2D}$ в сечении $x = \frac{3}{4}l$

третья волна встречает слабый разрыв, отделяющий два различных режима детонационной волны. Возникает четвертая волна, являющаяся римановской ($p=\text{const}$). Она описывается уравнениями:

$$u+c = \text{const};$$

$$u-c = \frac{D(x-l)}{Dt-1}. \quad (15)$$

В точке взаимодействия этой волны со слабым разрывом $u=0$

$$c = \frac{D}{2} \text{ или } \text{const} = \frac{D}{2} \text{ и } u + c = \frac{D}{2}.$$

Следовательно,

$$u = \frac{D}{2} \left[\frac{1}{2} + \frac{x-1}{Dt-1} \right]; \quad c = \frac{D}{2} \left[\frac{1}{2} - \frac{x-1}{Dt-1} \right]. \quad (16)$$

Правый фронт ее движется по закону

$$x = \frac{Dt}{2}; \quad (17)$$

левый фронт – по закону

$$x = \frac{3}{2}l - \frac{Dt}{2}; \quad (18)$$

Для этой волны

$$\frac{P_4}{P_n} = \frac{8}{27} \left[\frac{1}{2} - \frac{x-1}{Dt-1} \right]^3. \quad (19)$$

В сечении $x=0$ в момент времени $t = \frac{3l}{D}$ возникает отраженная волна

разрежения, которая описывается уравнениями:

$$x = (u + c)t + F_1(u + c), \quad (20)$$

$$x = (u - c)t + F_2(u - c).$$

Для этой волны

$$u = \frac{Dx}{Dt-1}; \quad c = \frac{Dl}{Dt-1}. \quad (21)$$

Назовем ее пятой. Она движется по закону:

$$x = \frac{Dt}{2} - \frac{3}{2}l. \quad (22)$$

Давление в этой волне определяется из соотношения:

$$\frac{P_5}{P_n} = \frac{64}{27} \left[\frac{1}{2} - \frac{l}{Dt-1} \right]^3. \quad (23)$$

Для произвольного значения x в области $0 \leq x \leq \frac{3}{4}l$ импульс давления

$$i = \int_{t_1}^{t_2} P_1 dt + \int_{t_2}^{t_4} P_2 dt + \int_{t_4}^{t_5} P_4 dt + \int_{t_5}^{\infty} P_5 dt, \quad (24)$$

где

$$t_1 = \frac{x}{D}; \quad t_2 = \frac{2x}{D}; \quad t_4 = \frac{3l-2x}{D} \\ t_5 = \frac{3l+2x}{D} \quad (25)$$

В области $\frac{3}{4}l \leq x \leq l$ импульс определяется по формуле

$$i_2 = \int_{t_1}^{t_3} P_1 dt + \int_{t_3}^{t_4} P_3 dt + \int_{t_4}^{t_5} P_4 dt + \int_{t_5}^{\infty} P_5 dt, \quad (26)$$

где $t_1 = \frac{x}{D}; \quad t_4 = \frac{2x}{D}; \quad t_3 = \frac{3l-2x}{D};$

$$t_5 = \frac{3l+2x}{D} \quad (27)$$

Произведя интегрирование, получим:

$$i_1 = \frac{i_0}{16} \left[\frac{16 + 23n + 8n^2 - 15n^3}{(1-n)^3} + \right. \\ \left. + 3(1-n) \ln \frac{1+n}{1-n} + 3n \ln 2 \right], \quad (28)$$

где $i_0 = \frac{8}{27} \rho_0 l D;$ $n = \frac{x}{l}.$

Выражение (27) дает при $n=1$ $i=0,25i_0.$

Импульс начинает падать по направлению к торцу заряда, причем сначала падение будет медленным, затем, вследствие истечения продуктов детонации, становится быстрым. Вышеприведенный расчет не учитывает наличия газодинамического затора, препятствующего истечению продуктов детонации заряда. С учетом этого параметры взрывного импульса будут распределены равномерно. Так, в сечении $\frac{3}{4}l \leq x \leq l$ параметры импульса будут падать значительно медленнее.

Максимальное давление во фронте ударной волны определяется по эмпирической формуле [2]:

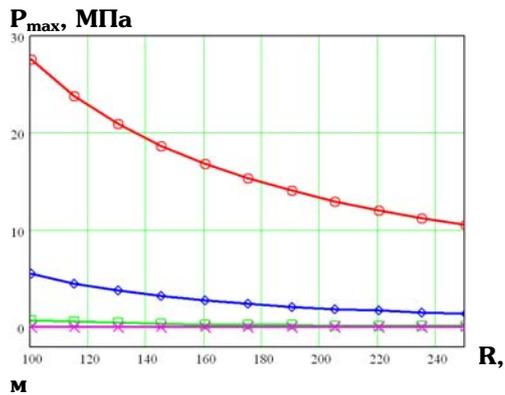


Рис. 2. Изменение максимального давления во фронте ударной волны в зависимости от расстояния до места взрыва при различных содержаниях воздуха в грунтовом массиве: \circ – при содержании воздуха $\alpha_1 = 0$; \diamond – при содержании воздуха $\alpha_1 = 5 \cdot 10^{-4}$; \square – при содержании воздуха $\alpha_1 = 10^{-2}$; \times – при содержании воздуха $\alpha_1 = 4 \cdot 10^{-2}$

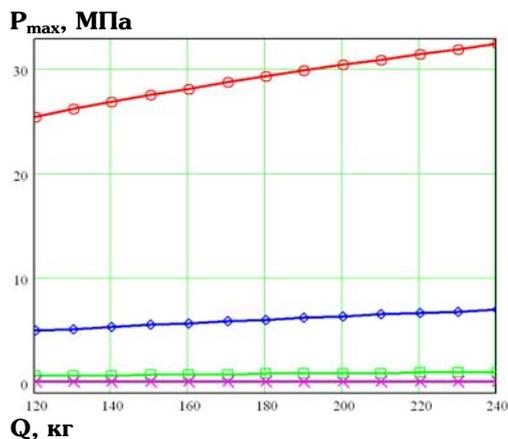


Рис. 3. Изменение максимального давления во фронте ударной волны в зависимости от массы заряда ВВ при различных содержаниях воздуха в грунтовом массиве: \circ – при содержании воздуха $\alpha_1 = 0$; \diamond – при содержании воздуха $\alpha_1 = 5 \cdot 10^{-4}$; \square – при содержании воздуха $\alpha_1 = 10^{-2}$; \times – при содержании воздуха $\alpha_1 = 4 \cdot 10^{-2}$

$$P_{\max} = k_1 \left(\frac{\sqrt[3]{Q}}{R} \right)^{n_1}, \text{ кгс/см}^2 \quad (29)$$

где R – расстояние до места взрыва, м; Q – масса заряда, кг; k_1 , n_1 – коэф-

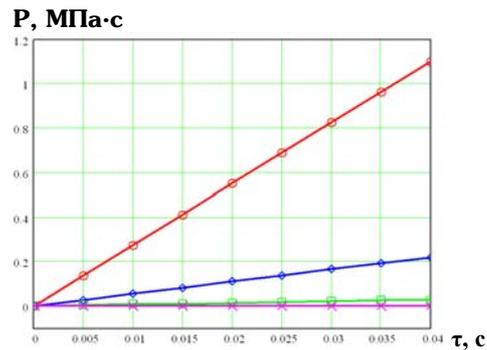


Рис. 4. Изменение времени действия максимального давления во фронте ударной волны в зависимости от удельного импульса давления при различных содержаниях воздуха в грунтовом массиве: \circ – при содержании воздуха $\alpha_1 = 0$; \diamond – при содержании воздуха $\alpha_1 = 5 \cdot 10^{-4}$; \square – при содержании воздуха $\alpha_1 = 10^{-2}$; \times – при содержании воздуха $\alpha_1 = 4 \cdot 10^{-2}$

Содержание воздуха, α_1	k_1	n_1
0	600	1,05
$5 \cdot 10^{-4}$	450	1,5
10^{-2}	250	2
$4 \cdot 10^{-2}$	45	2,5

фициенты, учитывающие свойства грунтового массива.

Значения коэффициентов k_1 и n_1 для водонасыщенных песчаных грунтов приведены в таблице [2].

Экспериментальными исследованиями установлено изменение максимального давления во фронте ударной волны в зависимости от расстояния до места взрыва при различных содержаниях воздуха в грунтовом массиве, результаты которого приведены на рис. 2.

На рис. 3 приведено изменение максимального давления во фронте ударной волны в зависимости от массы заряда ВВ при различных содержаниях воздуха в грунтовом массиве.

Удельный импульс давления определяется по формуле

$$I = \int_0^{\tau} P_{\max}(t) dt, \text{ кгс}\cdot\text{с}/\text{см}^2, \quad (30)$$

где t – время действия фазы сжатия, с; τ – время действия максимального давления во фронте ударной волны, с.

Экспериментальными исследованиями установлено изменение времени действия максимального давления во фронте ударной волны в зависимости от удельного импульса давления, результаты которого приведено на рис. 4.

Выводы

На основе изучения законов газодинамики установлены обобщающие закономерности изменения максимального давления во фронте ударной волны от расстояния до места взрыва и массы заряда ВВ, а также изменения времени действия максимального давления во фронте ударной волны от удельного импульса давления в различных водонасыщенных песчаных грунтах. Увеличение содержания воздуха в водонасыщенном песчаном грунте приводит к уменьшению максимального давления во фронте ударной волны и снижению удельного импульса давления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ляхов Г.И. Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. М.: Недра, 1964.
2. Вовк А.А. Некоторые результаты и перспективы развития исследований по динамике грунтов. В кн.: «Использование взрыва в народном хозяйстве», ч. 3. Киев: «Наукова Думка», 1970.
3. Вовк А.А., Черный Г.И., Смирнов А.Г. Деформирование сжимаемых сред при динамических нагрузках. Киев: «Наукова Думка», 1971.
4. Иванов П.Л. Уплотнение малосвязанных грунтов взрывами. М., Недра, 1983.
5. Ляхов Г.М. Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах. М., Наука, 1982.
6. Ляхов Г.М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., Недра, 1974.
7. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П., Чельшев В.П., Шехтер Б.И. Физика взрыва. Изд. 2-е, перераб. М., изд-во «Наука», 1975, –703 с. **ГЛАЗ**

Коротко об авторе

Насиров У.Ф. – кандидат технических наук, доцент, ректор Навоийского государственного горного института, E-mail: u_nosirov@mail.ru

