

ОСОБЕННОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ФОРМОЙ ИМПУЛЬСА В АСУ БВР

**Казакова Е.И., д. т. н., доцент, Ткаченко А. Е., студентка,
Смирнов Ю.А., студент**
(Донецкий национальный технический университет,
г. Донецк, Украина)

Для установления влияния параметров начального импульса на переход энергии заряда в энергию волны предположим, что давление в полости заряда (ПЗ) изменяется по экспоненциальному закону $P_0 e^{-\delta t}$. Тогда форма начального импульса определяется величиной δ . С уменьшением δ время эффективного давления в ПЗ увеличивается и при $\delta=0$ давление остается постоянным. Изменением величины δ можно увеличивать или уменьшать время эффективного давления в ПЗ.

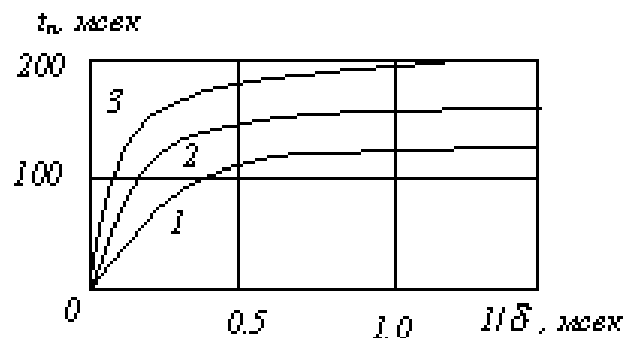


Рисунок 1 – Зависимость действия положительной фазы волны от времени эффективного давления в ПЗ:

1- $r_0=0.1$ м; 2- $r_0=0.125$ м; 3- $r_0=0.15$ м.

С увеличением эффективного давления в ПЗ время положительной фазы скорости смещения увеличивается не пропорционально величине времени эффективного давления (рис.1). Время действия положительной фазы волны определяется как наименьший корень уравнения:

$$\frac{C}{r} f''\left(t - \frac{r-r_0}{C}\right) + \frac{C^2}{r^2} f'\left(t - \frac{r-r_0}{C}\right) = 0 \quad (1)$$

При увеличении $1/\delta$ время действия положительной фазы увеличивается и стремится к постоянной величине. Следовательно, в энергию движения среды с увеличением длительности начального импульса переходит часть энергии заряда, и при постоянном давлении энергия заряда, переходящая в энергию волны, определяется только свойствами пород. Полученные выводы справедливы для формирования поля напряжений в идеально упругой среде.

Распространение волнового импульса в горных породах сопровождается необратимыми потерями энергии волны напряжений, в результате чего происходит не только поглощение энергии волны, но и изменение формы импульса [1,2].

Вследствие зависимости коэффициента поглощения от частоты возникает существенное различие в характере затухания пакета волн и отдельных монохроматических составляющих. В то время амплитуды монохроматических составляющих убывают экспоненциально, амплитуда пакета волн убывает по более сложному закону. В связи с этим форма распространяющейся волны изменяется и любой импульс постепенно становится все более пологим и широким.

Для облегчения исследования характера изменения импульса в неидеально упругой среде воспользуемся преобразованием Фурье. Сущность его состоит в том, что любую непериодическую функцию можно представить в виде суммы бесконечно большого числа гармонических колебаний с бесконечно малыми амплитудами, каждая из которых затухает по известному закону. Комплексный спектр функции определяется по формуле

$$S(r, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(r, t) e^{-i\omega t} dt, \quad (2)$$

где $f_1(r, t)$ – функция, описывающая форму импульса волны напряжения в заданной точке среды.

Амплитудный спектр является модулем комплексного спектра, выраженного формулой (2):

$$\Phi(r, \omega) = |S(r, \omega)|. \quad (3)$$

В результате поглощения амплитуда каждой гармонической составляющей будет затухать по закону $e^{-\alpha\omega^2 r}$ на расстоянии r от источника взрыва действительная плотность спектра будет равна:

$$S(r, \omega) = S_0(\omega, r_0)e^{-\alpha\omega^2 r}, \quad (4)$$

где $S_0(\omega, r_0)$ - комплексный спектр на контакте заряд – порода.

Обратным преобразованием Фурье с учетом поглощения получим форму колебаний на расстоянии r от источника:

$$f_1(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(r, \omega) e^{-i\omega t} dt \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что по мере распространения волны в результате более интенсивного поглощения высокочастотных составляющих импульс становится более низким и растянутым.

Определим комплексный спектр колебания, вызванного взрывом сферического заряда. Плотность спектра на контакте заряд – порода рассчитаем по формуле

$$S(\omega, r) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{C_0}{r_0} f''(t) + \frac{C_0^2}{r_0^2} f'(t) \right] e^{-i\omega t} dt \quad (6)$$

Из выражений (1) и (6) следует, что при распространении импульса в неидеально упругой среде комплексный спектр его состоит из двух частей. С учетом поглощения комплексный спектр в каждой точке среды при взрыве сферического заряда преобразуется к виду:

$$S(\omega, r) = e^{-\alpha\omega^2 r} \left[\frac{1}{r} S_0(\omega, r_0) + \frac{1}{r^2} S_2(\omega, r_0) \right], \quad (7)$$

$$\text{где } S_1(\omega, r_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C}{r_0} f''(t) e^{-i\omega t} dt \quad (8)$$

-спектральная плотность динамической составляющей;

$$S_2(\omega, r_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C^2}{r_0^2} f'(t) e^{-i\omega t} dt \quad (9)$$

- спектральная плотность квазигидродинамической составляющей.

На рис. 2 представлены динамическая и квазигидродинамическая составляющие скорости смещения и их амплитудные плотности спектров $S_1(\omega)$ и $S_2(\omega)$.

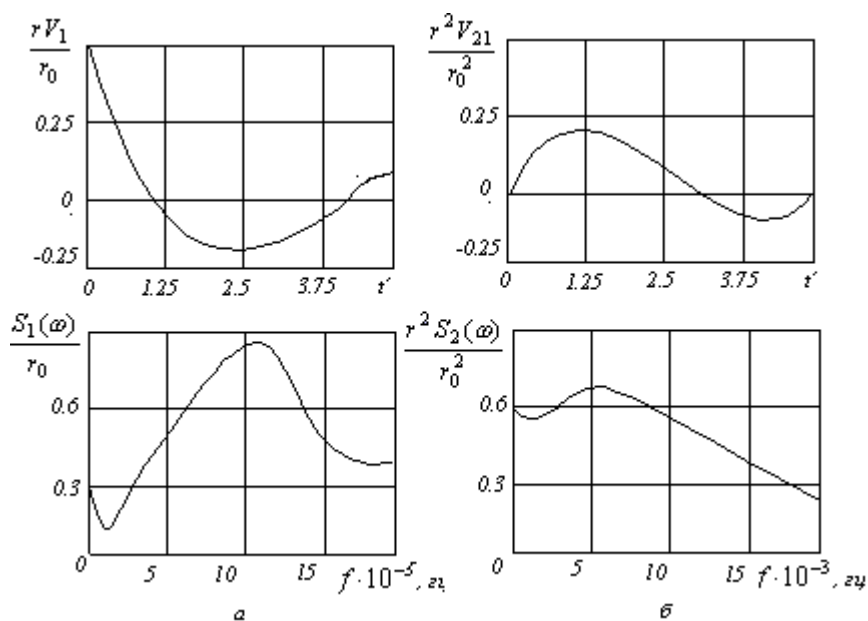


Рисунок 2 – Динамическая (а) и квазигидродинамическая (б) составляющие скорости смещения

Из (8), (9) и рис.2 следует, что плотность спектра динамической составляющей смещена в область высоких частот, а квазигидродинамической – в область низких. В породах с большим коэффициентом поглощения динамическая составляющая волны затухает интенсивнее по сравнению с квазигидродинамической. Начальный импульс необходимо формировать так, чтобы в нем преобладала статическая составляющая волны напряжения, а в энергию волны переходил минимум энергии заряда.

В породах с малым коэффициентом в энергию волны должен переходить максимум энергии взрыва.

В промышленных условиях управляют формой импульса, меняя тип ВВ, конструкцию заряда, применяя внутрискважинные замедления и т. д. Указанные методы позволяют увеличить время действия эффективного давления в полости заряда.

Другие методы увеличения интенсивности разрушения горных пород – использование: взаимодействия волн напряжений при взрывании смежных зарядов; квазистатических напряжений в среде статическим действием продуктов детонирования после прохождения волны напряжений.

Применение этих факторов возможно только при соответствующем интервале замедления между взрываемыми зарядами.