УДК 622.235-52

К ВОПРОСУ ОБ УПРАВЛЕНИИ ФОРМОЙ ИМПУЛЬСА В АСУ «КАРЬЕР»

Казакова Е.И., д.т.н. доцент; Лобкова Е. Н., студентка; Василец С. В., студент; Карелин И. Ю. , студент.
(Донецкий национальный технический университет, г. Донецк, Украина, Севастопольский национальный технический университет, г. Севастополь, Украина)

В результате ударного действия продуктов детонации разрушаемой среде передается энергия в виде волнового импульса. Изменяя форму начального импульса, можно влиять на параметры волны напряжения, а поэтому – и на конечные результаты взрыва, которые могут быть достигнуты только с использованием автоматизированной системы управления.

Исследовано формирование и распространение волн напряжений при взрыве заряда если на стенки зарядной камеры мгновенно прокладывается давление, в дальнейшем остающееся постоянным.

$$P(t) = \begin{cases} 0, & t \le 0. \\ P_o, & t > 0. \end{cases} \qquad (1)$$

где P_0 – давление продуктов детонации на стенки полости.

Давление достигает своих максимума спустя период времени, а затем происходит его спад. На современном этапе развития взрывных работ возможно управлять формой взрывной нагрузки, что существенно сказывается на формировании поля напряжений при разрушения твердых сред взрывом.

При формировании и распространении волн напряжений от взрыва сферического заряда в упругой среде давление в полости заряда с течением времени изменяется по закону:

$$
P(t) = \begin{cases} 0, & t \le 0, \\ \dfrac{P_0 t}{t_{\max}}, & 0 \le t \le t_{\max}, \\ P_0 e^{-\delta(t - t_{\max})}, & t > t_{\max}, \end{cases} \qquad (2)
$$

где δ - показатель затухания давления в полости заряда, *1/ сек*; t_{max} - время нарастания давления до максимального значения.

Для нахождения радиальных и тангенциальных напряжений, смещений и скорости смещения для каждой точки среды в любой момент времени составим уравнение движения упругой среды :

$$
\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2(\partial_r - \partial_\theta)}{r} = -\rho \frac{\partial^2 U_r}{\partial t^2}, \qquad (3)
$$

где σ_r и σ_θ - радиальное и тангенциальное напряжение соответственно; U_r – смещение в радиальном направлении; *r*- расстояние от центра заряда к исследуемой точке. Найдем общее решение уравнения (3). Полагая, что

$$
\theta = \frac{\partial^2 \left(r^2 U_r \right)}{r^2 \partial r}, \qquad (4)
$$

получаем

$$
\partial_r = (\lambda + 2\mu)\theta + 4\mu U_r / r;
$$

$$
\partial_\theta = \lambda\theta + 2\mu \cdot U_r / r. \qquad (5), (6)
$$

Уравнение (3) с учетом формул (4)-(6) преобразуется к виду:

$$
\frac{\partial^2 (r\theta)}{\partial r^2} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial (r\theta)}{\partial t^2}. \qquad (7)
$$

Следовательно, решение уравнения (7) необходимо искать в виде

$$
\theta = \varphi\left(t - \frac{r - r_0}{C} \right) / r. \qquad (8)
$$

После преобразований получим

$$U_r = -\frac{C}{r} f'\left(t - \frac{r - r_0}{C}\right) - \frac{C^2}{r^2} f\left(t - \frac{r - r_0}{C}\right);$$

$$V_r = -\frac{C}{r} f''\left(t - \frac{r - r_0}{C}\right) - \frac{C^2}{r^2} f'\left(t - \frac{r - r_0}{C}\right); \qquad (9)$$

$$\sigma_r = \frac{1}{r}\left[(\lambda + 2\mu) f''\left(t - \frac{r - r_0}{C}\right) + \frac{4\mu C}{r^2} f'\left(t - \frac{r - r_0}{C}\right) + \frac{4\mu C^2}{r^3} f\left(t - \frac{r - r_0}{C}\right)\right];$$

$$\sigma_\theta = \frac{1}{r}\left[\lambda f''\left(t - \frac{r - r_0}{C}\right) - \frac{2\mu C}{r} f'\left(t - \frac{r - r_0}{C}\right) - \frac{2\mu C^2}{r^2} f\left(t - \frac{r - r_0}{C}\right)\right];$$

(10)

где V_r – радиальная скорость смещения.

Неизвестная функция *f(t)* является решением дифференциального уравнения

$$-P(t) = \frac{1}{r_0}\left[(\lambda + 2\mu) f''(t) + \frac{4\mu C}{r_0} f'(t) + \frac{4\mu C^2}{r_0^2} f(t)\right]. \qquad (11)$$

описанному выражением (2), представим его с помощью функции $\eta(t)$ следующим образом:

$$P(t) = P_0 t / t_{\max} \cdot \left[\eta(t) - \eta(t - t_{\max})\right] + P_0 e^{-\delta(t - t_{\max})} \eta(t - t_{\max}), \qquad (12)$$

где P_0 - максимальное давление на стенки полости заряда. Предполагая, что давление в скважине изменяется по закону, а;

$$\eta(t) = \begin{cases} 0, & t \le 0, \\ 1, & t > 0, \end{cases} \qquad (13)$$

δ - показатель затухания давления в полости заряда.

При таком законе изменения давления в полости заряда

$$f(0) = f'(0) = 0 \qquad (14)$$

если выполняется условие (14), то уравнение (11) в операторной форме преобразуется к виду:

$$-\frac{1}{r_0}\left[(\lambda+2\mu)P^2+\frac{4\mu C}{r_0}P+\frac{4\mu C^2}{r_0{}^2}\right]x(P)=\frac{P_0(1-e^{-t_{\max}P})}{P^2}+P_0\frac{e^{-t_{\max}(P-\delta)}}{P+\delta}.$$

(15)

Отсюда

$$x(P)=-\frac{P_0 r_0}{\lambda+2\mu}\left\{\frac{1-e^{-t_{\max}P}}{t_{\max}P^2\left[(P+\gamma)^2+\varpi^2\right]}+\frac{e^{-t_{\max}(P-\delta)}}{(P+\delta)\left[(P+\gamma)^2+\varpi^2\right]}\right\}, \quad (16)$$

где $\omega=\dfrac{2C\sqrt{\mu(\lambda+\mu)}}{(\lambda+2\mu)r_0}$; $\gamma=\dfrac{2\mu C}{r_0(\lambda+2\mu C)}$.

Определив оригинал функции (16), получим

$$f(t)=-\frac{P_0 r_0}{(\lambda+2\mu)}\left[\frac{D+ct+e^{-\gamma t}(A\cos\omega t+B\sin\omega t}{t_{\max}}\right]\eta(t)-$$

$$-\left[\frac{D+C(t-t_{\max}+e^{-\gamma(t=t_{\max})}A\cos\omega(t-t_{\max})+B\sin\omega(t-t_{\max})}{t_{\max}}\right]\eta(t-t_{\max})+$$

$$+e^{\delta t_{\max}}\left[A_1e^{-\delta(t=t_{\max})}+B_1\cos\omega(t-t_{\max})+C_1\sin\omega(t-t_{\max})\right]e^{-\gamma(t=t_{\max})}\eta(t-t_{\max}),$$

(17)

где $A=-D=\dfrac{2\gamma}{(\gamma^2+\omega^2)^2}$; $B=\dfrac{\gamma^2+\omega^2}{(\gamma^2+\omega^2)^2}$; $C=\dfrac{1}{\gamma^2+\omega^2}$

$$A_1 = -B_1 - \left[\frac{4\mu C}{r_0}\delta - (\lambda + 2\mu)\delta^2 - \frac{4\mu C^2}{r_0^2} \right]^{-1};$$

$$C_1 = \frac{\left| \frac{4\mu C}{r_0} - (\lambda + 2\mu)\delta \right| r_0}{2C \left| \frac{4\mu C}{r_0}\delta - (\lambda + 2\mu)\delta^2 - \frac{4\mu C^2}{r_0^2} \right| \sqrt{\mu(1+\mu)}}.$$

Для упрощения исследований предположим, что время нарастания максимума давления в полости заряда равно нулю, тогда выражение (17) преобразуется к виду:

$$f(t) = -\frac{P_0 r_0}{(\lambda + 2\mu)} \left(A_1 e^{-\delta t} + \left[B_1 \cos\omega(t - t_{\max}) + C_1 \sin\omega(t - t_{\max}) \right] e^{-\gamma t} \right), \quad (18)$$

Определив первую и вторую производные от функции (18) и подставляя их значения в формулы (9) – (10), получим зависимости для определения скорости, смещения радиальных и тангенциальных напряжений во времени на различных расстояниях от центра заряда.

Анализируя полученные зависимости (9) – (10), можно сделать вывод, что как радиальные, так и тангенциальные напряжения состоят из трех компонентов: акустического (обратно пропорционального первой степени расстояния), квазигидродинамического (обратно пропорционального квадрату расстояния) и квазистатического (обратно пропорционального кубу расстояния).

Если давление в зарядной полости изменяется по закону $P_0 e^{-\delta t}$, то в момент прихода фронта волны в заданную точку среды в ней скачкообразно возникают сжимающие тангенциальные и радиальные напряжения. В дальнейшем происходит постепенное уменьшение величин этих напряжений, и через некоторый промежуток времени тангенциальные, а на расстоянии более 5% и радиальные напряжения меняют знак на обратный и становятся растягивающими. Возникнув на определенном расстоянии от заряда (на 4 - 5 радиусах заряда при δ =1000 1/*сек*), растягивающие радиальные напряжения с увеличением расстояния вначале увеличиваются, а затем убывают.

В связи с тем, что предел прочности горных пород на разрыв в несколько раз меньше, чем на сжатие, большинство горных пород при взрыве разрушается под действием растягивающих тангенциальных и радиальных напряжений с образованием соответственно радиальных и концентрических трещин.

Так как тангенциальные и радиальные напряжения становятся растягивающими через определенный промежуток времени после прихода волны в заданную точку, то это и является одной из причин отставания фронта разрушения от фронта волны.

Расстояние, на котором возникают растягивающие радиальные напряжения, зависит не только от физико-механических свойств породы, но и от характера приложения нагрузки в полости заряда. При увеличении δ время действия эффектного давления в полости заряда уменьшается, что в свою очередь приводит к уменьшению времени действия положительной фазы волны напряжений. С увеличением δ уменьшается и величина максимальных растягивающих тангенциальных напряжений, что приводит к уменьшению зоны радиальных трещин.

Из анализа зависимостей (9) – (10) следует, что с увеличением радиуса заряда при одном и том же характере затухания давления в скважине увеличивается время действия положительной фазы волны и величина максимальных тангенциальных растягивающих напряжений.

Из анализа уравнения (7) следует, что на формирование поля напряжений существенное влияние оказывает время достижения максимума давления в полости заряда.

Сопоставление параметров волн напряжений при различном времени нарастания максимума давления в полости заряда показывает, что с увеличением времени достижения максимума давления в полости заряда увеличивается и время достижения максимума радиальных напряжений.

Чем выше модуль упругости среды и меньше время достижения максимума давления в полости заряда, тем меньше различие во времени достижения максимума скорости смещения и радиального напряжения . С увеличением времени достижения максимума давления в полости заряда и уменьшением модуля упругости время достижения максимума радиального напряжения приближается ко времени достижения максимального смещения. Время достижения максимума радиальных напряжений в данной точке среды всегда больше времени достижения макси мума скорости смещения, но меньше времени достижения максимального смещения, т.е. удовлетворяет неравенству

$$t_{V_{\max}} \le t_{\sigma_{\max}} \le t_{U_{\max}}, \quad (19)$$

где $t_{V_{\max}}; t_{\sigma_{\max}}; t_{U_{\max}}$ - время достижения максимального значения скорости смещения, радиального напряжения и смещения соответственно.

С увеличением времени нарастания давления в полости заряда уменьшается и интенсивность затухания максимальных напряжений. Длительность фазы сжатия для гранита с расстоянием меняется. Поэтому можно считать распространение волнового импульса в гранитах подобным распространению его в идеально упругой среде.

Перечень ссылок

1. Гаек Ю.В. Об истечении продуктов взрыва из скважин – М.: «Известия ВШ. Горное дело», №1,1962 – с.37 –42.
2. Друкованый М.Ф. новые методы и перспективы развития взрывных работ на карьерах. – М.: Недра.,1986.

Ичиро Ито, Кончи Сассо. Определение детонационного явления на внутренне поверхности зарядной полости. // Разрушения и механика горных пород. – М.:Госгортехиздат,1962 – с. 142 – 157.