

УДК 622.235.535

**В.В. БОЙКО** (д-р техн. наук, проф.)**Н.І. КРИВОРУЧКО** (аспірант)**Д.В. ХЛЕВНЮК** (аспірант)**С.Ю. БОГУЦЬКИЙ** (аспірант)

Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ

## СПЕКТРАЛЬНА ОЦІНКА СЕЙСМІЧНОГО ЕФЕКТУ КОРОТКОУПОВІЛЬНЕНОГО ПІДРИВАННЯ ЗАРЯДІВ ВИБУХОВОЇ РЕЧОВИНИ

В даній статті здійснено спектральну оцінку сейсмічного ефекту короткоуповільненого підривання зарядів вибухової речовини. Розглянуто задачу про суперпозицію сейсмічних коливань в залежності від кількості джерел (зарядів) і часу їх сповільнення; встановлено залежності для теоретичної оцінки інтерференції сейсмічних коливань, що отримані для часткового випадку та добре узгоджуються з експериментальними даними.

**Ключові слова:** вибух, сейсмічні хвилі, сейсмічні коливання, сейсмічний ефект, короткоуповільнене підривання.

**Вступ.** Сейсмічний ефект являється одним з найважливіших геоекологічних факторів вибухових робіт. Викликані вибухом сейсмічні коливання ґрунту негативно впливають на промислові та житлові споруди, розташовані поблизу зони ведення гірничих робіт. Найефективнішим способом зменшення сейсмічної дії вибухів на охоронні об'єкти і збільшення корисного використання енергії вибуху, внаслідок чого зменшуються питомі витрати вибухових речовин (ВР), покращується подрібнення гірських порід, є короткоуповільнене підривання (КУП) груп зарядів.

**Аналіз останніх досліджень і публікацій.** За останні роки з впровадженням неелектричної системи ініціювання метод КУП дозволив проводити ініціювання з інтервалом сповільнення не тільки окремо кожного свердловинного заряду, але й встановлювати сповільнення всередині нього. Стало можливим зменшити сейсмічну дію КУП при збільшенні масштабів масових вибухів, що підвищує економічну ефективність виробництва. У працях [1-4, 6, 7, 10] зібрано доволі багато експериментального матеріалу, присвяченого даній проблематиці, на основі якого пропонуються рекомендації щодо оцінки сейсмоефекту КУП в різних гірничо-геологічних умовах. Проте існуючі рекомендації зводяться, здебільшого, до цілком емпіричних залежностей, які розроблені для конкретних умов. Розділеними групами зарядів вважаються лише ті, які розділені сповільненням не меншим за 20 мс. Сповільнення всередині групи не враховується. Але практика, як зазначалось вище, показала, що вони мають суттєвий вплив як на сейсмічну картину вибуху загалом, так і на взаємодію зон руйнування зарядів зокрема. Результати існуючих робіт важко узагальнити при оцінюванні параметрів сейсмічних коливань під час КУП, оскільки область застосування наведених даних часто обмежена, а вибух кожного або групи зарядів є доволі складним явищем. Це, в свою чергу, призводить до суперечливих результатів, тому що розрахунок параметрів сейсмічних хвиль при КУП із врахуванням всіх особливостей і умов проведення вибуху є досить складним.

Для отримання надійного методу оцінки сейсмічного ефекту КУП необхідно зрозуміти взаємодію вибуху зарядів ВР і багатостадійного режиму розвитку неодноразового їх ініціювання. Зарядів ВР послідовно з'єднані різними системами в одну схему КУП та впливають на інтенсивність пружних хвиль, що досягли ґрунтової основи фундаменту споруди. Аналіз літературних джерел з теоретичних дослі-

джен показав, що дослідження вибуху групи циліндричних зарядів, які найбільш розповсюджені в практиці ведення підривних робіт, часто базуються на заміні подовженого заряду ланцюжком елементарних зосереджених зарядів. А закономірності, отримані при розв'язанні одновимірних задач, узагальнюються для просторових залежностей. Хоча й у деяких роботах було поставлено й вирішено просторові задачі про вибух одного або двох циліндричних зарядів у ґрунтовому просторі, однак результати цих досліджень не повною мірою розкривають механізм взаємодії між зарядами, який виникає під час вибухів групових зарядів, що вибухають миттєво або короткоуповільнено. Тому поряд з широким діапазоном проведених експериментальних досліджень зміни сейсмоефекту від вибухів кожного або групи зарядів внаслідок суперпозиції хвиль теоретичні дослідження оцінки сейсмівипромінювання цих зарядів в повній мірі не вивчені.

**Метою дослідження** є теоретична оцінка сейсмічного ефекту КУП зарядів ВР, дослідження суперпозиції сейсмічних коливань в залежності від кількості джерел (зарядів) і часу їх сповільнення.

**Об'єктом дослідження** є процеси поширення сейсмічних хвиль від вибуху циліндричних зарядів ВР, що впливають на інтенсивність сейсмічних коливань.

**Виклад основного матеріалу.** Одним з найважливіших параметрів сейсмічних коливань під час вибухів, який визначає ступінь пошкодження будинків та споруд, є максимальна швидкість зміщення в точці спостереження [11]. Цей параметр багато років широко використовувався для оцінки сейсмічної безпеки під час вибухів як невеликих, так і крупних масштабів. Останнім часом в дослідженнях [1-7], які одержали статус ДСТУ України, доведено, що крім максимальної швидкості зміщення часток ґрунту, в основі будівель необхідно враховувати сумісну взаємодію амплітудо-частотних спектрів "ґрунт-будівля". В даній статті досліджується інтерференція сейсмічних коливань під час КУП без врахування власних коливань об'єкта, що охороняється, тобто оцінюється лише інтенсивність сейсмічних коливань в точці спостереження.

Розглянемо задачу про суперпозицію сейсмічних коливань в залежності від кількості джерел (зарядів) і часу їх сповільнення. За умови незалежності джерел виконується принцип лінійної суперпозиції хвиль, тобто сумарне коливання в точці спостереження можна подати наступним чином:

$$u(t) = \sum_{n=1}^N u_n(t) = \sum_{n=1}^N A_n f_n(t), \quad (1)$$

де  $u(t)$  – швидкість зміщення в точці спостереження;  $N$  – загальна кількість джерел;  $A_n$  – максимальна амплітуда коливань від  $n$ -го джерела;  $f_n(t)$  – функція часу, що визначає форму коливань від  $n$ -го джерела, причому  $|f_n|_{\max} = 1$ .

Для оцінки максимальної амплітуди у виразі (1) використаємо перетворення Фур'є, згідно з яким  $u(t)$  подамо у вигляді

$$u(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{u}(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (2)$$

де

$$\tilde{u}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t) e^{-i\omega t} dt = \sum_{n=1}^N A_n \tilde{f}_n(\omega),$$

$$\tilde{f}_n(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_n(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (3)$$

Варто зазначити, що в точку спостереження надходять хвилі від окремих джерел в певній послідовності, при якій для кожної точки спостереження створюється система часу приходу таких хвиль ( $\tau_n$ ), величина яких систематично наростає зі збільшенням  $n$ . При цьому зручно вести відлік часу від моменту приходу першої з хвиль і практично завжди можна побудувати лінійну залежність типу:

$$\tau_n = \tau(n-1) + \tau\delta_n, \quad (4)$$

де  $\tau$  характеризує основну залежність часу приходу або часу затримки (інтервал сповільнення) по відношенню до першої хвилі від номеру наступних хвиль  $n$ , а  $\delta_n$  – розсіювання в значеннях  $\tau_n$ .

Розглянемо важливий для подальших досліджень випадок:

$$A_n = A, \delta_n = 0, f_n(t) = f(t - \tau_n), n = \overline{1, N},$$

тоді з (3) маємо

$$\tilde{f}_n(\omega) = \tilde{f}(\omega) e^{-i\omega\tau_n},$$

$$\sum_{n=1}^N \tilde{f}_n(\omega) = \tilde{f}(\omega) \sum_{n=1}^N e^{-i\omega\tau_n} = \tilde{f}(\omega) \Phi(\omega),$$

$$\Phi(\omega) = \sum_{n=1}^N e^{-i\omega\tau(n-1)} = \frac{\sin \frac{N\omega\tau}{2}}{\sin \frac{\omega\tau}{2}} \cdot e^{-\frac{i\omega\tau(N-1)}{2}} = \frac{1 - e^{-i\omega\tau N}}{1 - e^{-i\omega\tau}}. \quad (5)$$

Підставивши (5) в (2), маємо:

$$u(t) = \frac{A}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\omega) \tilde{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (6)$$

Для оцінки максимального значення швидкості  $u_{\max}$  розглянемо рівність (6). З (6) випливає, той факт, що при оцінюванні  $u_{\max}$  досить важливе значення буде мати взаємне розташування максимумів спектрів двох множників  $\Phi(\omega)$  і  $\tilde{f}(\omega)$ . Модуль спектру першого множника  $|\Phi(\omega)|$  залежить від параметра  $\omega\tau$  і кількості джерел  $N$ . В точках  $\omega\tau = 2\pi m$  ( $m = 0; 1; \dots$ ) функція  $|\Phi(\omega)|$  має максимум, що дорівнює  $N$ , гострота якого зростає зі збільшенням  $N$ .

Подамо функцію одиничного сигналу  $f(t)$  ( $\alpha = 0, 2$ ) у вигляді:

$$f(t) = \begin{cases} \frac{\omega_0 t}{f_{\max}} e^{-\alpha \omega_0 t} \sin \omega_0 t, & t \geq 0, \\ 0, & t < 0, \end{cases} \quad (7)$$

де  $\omega_0$  – характерна частота сигналу:  $\alpha$  – коефіцієнт затухання коливань;  $f_{\max}$  – максимальне значення функції  $\omega_0 t e^{-\alpha \omega_0 t} \sin \omega_0 t$ , що при малих значеннях  $\alpha$  приблизно дорівнює  $1/\alpha e$ .

Використовуючи осцилограми коливань від одиничного джерела і дану функцію  $f(t)$ , шляхом підбору  $\alpha$  можна досить точно описати основну частину коливань, що реєструються під час вибуху, хоч спектральний склад цих коливань в більшості випадків буває значно складнішим [8, 9].

Подамо спектр функції  $f(t)$  у вигляді:

$$\tilde{f}(\omega) = \frac{2}{\omega_0 f_{\max}} \cdot \frac{\sqrt{\alpha^2 + (\omega/\omega_0)^2}}{(\alpha^2 - \omega^2/\omega_0^2 + 1)^2 + 4(\omega/\omega_0)^2 \alpha^2} \cdot e^{i\theta(\omega)}, \quad (8)$$

де  $\theta(\omega)$  – деяка відома функція частоти  $\omega/\omega_0$  і  $\alpha$ .

При обчисленні  $u(t)$  за формулою (6) виділимо три області значень  $\omega_0/\omega_1$  або  $\omega_0\tau$ : малих, середніх та значень  $\omega_0\tau$ , що наближаються до  $2\pi$ .

При малих значеннях  $\omega_0\tau$  можна припустити, що відношення  $\sin \frac{N\omega\tau}{2} / \sin \frac{\omega\tau}{2}$  в формулі (5) є слабкозмінною функцією в порівнянні з  $|\tilde{f}(\omega)|$ , і при обчисленні  $u(t)$  за допомогою формули (6) його можна винести за знак інтегралу, попередньо поклавши, що  $|\Phi(\omega)| \approx |\Phi(\omega_0)|$ . Тоді за теоремою про зсув маємо, що

$$u(t) = A |\Phi(\omega_0)| f\left(t - \frac{N-1}{2} \tau\right). \quad (9)$$

Для амплітудної характеристики сейсмічного ефекту використаємо коефіцієнт  $K$ , що дорівнює відношенню максимальних амплітуд під час вибуху групи зарядів до вибуху одиничного заряду. У випадку малих значень  $\omega_0\tau$  з рівняння (9) маємо, що

$$K = |\Phi(\omega_0)| = \sin \frac{N\omega_0\tau}{2} / \sin \frac{\omega_0\tau}{2}. \quad (10)$$

Для області середніх значень  $\omega_0\tau$  з (5) і (6) маємо

$$u(t) = A \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - e^{-i\omega\tau N}}{1 - e^{-i\omega\tau}} \tilde{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \frac{A}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - e^{-i\omega\tau N} - e^{i\omega\tau} + e^{-i\omega\tau(N-1)}}{2(1 - \cos \omega\tau)} \tilde{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega.$$

Поклавши  $\omega = \omega_0$ , винесемо функцію  $2(1 - \cos \omega\tau)$  за знак інтегралу, як слабкозмінну в порівнянні з  $|\tilde{f}(\omega)|$ :

$$u(t) = \frac{A}{4\pi \sin^2 \frac{\omega_0\tau}{2}} (f(t) - f(t - \tau N) - f(t + \tau) + f(t - \tau(N-1))). \quad (11)$$

Проаналізувавши формулу (11), бачимо, що при побудові подібним чином функцій виду (7) результуюче коливання матиме приблизно два однакових максимуми, що помітно рознесені в часі при великих  $N$ . В залежності від параметра  $\alpha$  і  $\tau$  сумарна максимальна амплітуда буде коливатися від 1 до 2. Чисельні оцінки показують, що при коефіцієнті  $\alpha \approx 0,1 \div 0,2$  значення  $K$  можна подати таким чином:

$$K \approx \frac{1}{2 \sin \frac{\omega_0\tau}{2}}. \quad (12)$$

При розгляді області значень  $\omega_0\tau$ , близьких до  $2\pi$ , модуль спектра  $|\tilde{f}(\omega)|$  функції  $f(t)$  стає слабкозмінною функцією в порівнянні з гострим піком функції  $\Phi(\omega)$  при частотах близьких до  $\omega_1 = 2\pi/\tau$ . Поклавши  $\omega = \omega_1$ , у формулі (6) винесемо  $|\tilde{f}(\omega)|$  за знак інтегралу. Тоді

$$u(t) = \frac{2A}{\pi\omega_0 f_{\max}} \cdot \frac{\sqrt{\alpha^2 + (\omega_1/\omega_0)^2}}{(\alpha^2 - (\omega_1/\omega_0)^2 + 1)^2 + 4(\omega_1/\omega_0)^2 \alpha^2} \cdot \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \Phi(\omega) e^{i\omega_0 t + i\theta(\omega)} d\omega. \quad (13)$$

Оцінка інтеграла у формулі (13) з допомогою методу перевалу, показує, що  $u(t)$  являє собою коливання з частотою  $\omega_1$ , амплітуда яких спершу збільшується з часом, досягає максимуму в момент, що становить приблизно  $N\tau/2$ , а потім поступово згасає. Для максимуму амплітуди має значення площа під кривою  $\Phi(\omega)$  в області  $\omega = \omega_1$ , тому

$$K = \frac{2\omega_1 \alpha e}{\pi\omega_0} \cdot \frac{\sqrt{\alpha^2 + (\omega_1/\omega_0)^2}}{(\alpha^2 - (\omega_1/\omega_0)^2 + 1)^2 + 4(\omega_1/\omega_0)^2 \alpha^2}. \quad (14)$$

Отже, за допомогою формул (10), (12) і (14) можна визначити коефіцієнт  $K$  на всьому цікавому для практики діапазоні зміни параметра  $\omega_0\tau$  або відношення  $\tau/T$ , де  $T = 2\pi/\omega_0$  – період коливання при одиничному вибуху. При цьому перехід від (10) до (12) визначається значенням  $\omega_0\tau/2 = \pi/(6N)$  або  $\tau/T = 1/(6N)$ , перехід від (12) до (14)

визначається значенням  $\tau/T$ , близьким до одиниці, при якому обчислення  $K$  за формулами (12), (14) дає однакові результати.

На рис. 1 показано залежність коефіцієнта  $K$  від  $\tau/T$  для  $N=10$  і  $\alpha=0,2$ . Плюсами помічені значення  $K$ , визначені з допомогою комп'ютера за даними осцилограм, деякі з яких подані на рис. 2.

При  $\tau/T=0$  функція  $K(\tau/T)$  має гострий максимум (рис. 1), що становить  $N$ , проте  $K$  стрімко спадає при зростанні  $\tau/T$ . В досить широкому діапазоні значень  $\tau/T$  значення  $K$  наближається до одиниці і, що важливо, не залежить від  $N$ . При  $\tau/T=1$  маємо другий максимум, величина якого також не залежить від  $N$ .

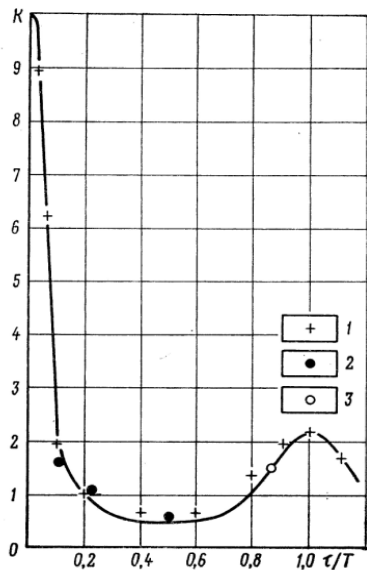


Рис. 1. Залежність коефіцієнта  $K$  від  $\tau/T$ : 1 –  $\alpha=0,1$ ; 2 –  $\alpha=0,2$ ,  $N=10$ ; 3 –  $N=24$ .

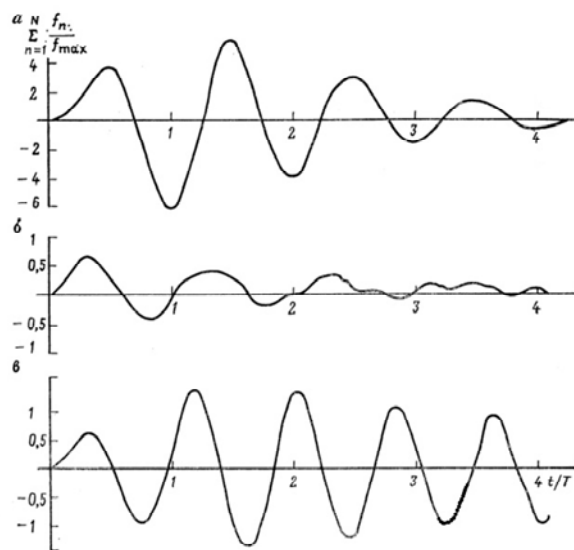


Рис. 2. Розрахункові осцилограми результуючих коливань при  $N=10$ : а –  $\tau/T=0,05$ ; б –  $\tau/T=0,4$ ; в –  $\tau/T=0,8$ .

При малих значеннях  $\tau/T$  (рис. 2) коливання від групи джерел схожі за формою до коливань під час одиночного вибуху. Із збільшенням  $\tau/T$  максимум знаходиться в перших фазах, а при  $\tau/T$ , близьких до одиниці, встановлюється тривалий цуг коливань з максимумом поблизу середини. Коефіцієнт  $K$ , що обчислений за формулами (10), (12) і (14) (рис. 1), добре узгоджується з результатами комп'ютерних розрахунків та свідчить про можливість використання наближених формул (10), (12) та (14) для оцінки сейсмічного ефекту при КУП.

### Висновки

Отже, завдяки теоретичній оцінці інтерференції сейсмічних коливань під час КУП групи зарядів, встановлено, що максимальна швидкість під час таких вибухів має незначну відмінність від максимальної швидкості під час вибуху лише одного заряду із всієї групи, якщо час сповільнення не занадто малий в порівнянні з періодом коливань, який характерний для одиночного вибуху. Встановлені залежності (10), (12) та (14) для оцінки сейсмоефекту КУП добре узгоджуються з експериментальними даними та отримані для випадку, коли описується система відносно однакових хвиль, що надходять в чіткій послідовності (4) в точку спостереження

( $\delta_n = 0$ ). На жаль, на практиці даний випадок реалізується в одиничних випадках, так як хвилі від окремих джерел можуть відрізнятися періодами коливань або основною частотою, амплітудами, а також мати розсіювання значень, відмінне від нуля ( $\delta_n \neq 0$ ). З огляду на це, в подальших дослідженнях варто розглянути випадок надходження різних за частотою, періодом коливань, амплітудою хвиль для опису і оцінки сейсмічного ефекту КУП зарядів ВР.

### Список использованной литературы

1. Бойко В.В. Національний стандарт України. Вибухи промислові. Методи визначення фактичної сейсмостійкості будівель і споруд / В.В. Бойко, В.Є. Воротеляк, Г.А. Воротеляк, А.О. Кузьменко // ДСТУ 7116:2009. – К.: Держспоживстандарт України, 2010. – 6 с.
2. Бойко В.В. Національний стандарт України. Проведення промислових вибухів. Норми сейсмічної безпеки / В.В. Бойко, В.Є. Воротеляк, Г.А. Воротеляк, А.О. Кузьменко // ДСТУ 4704:2008. К.: Держспоживстандарт України, 2009. – 11 с.
3. Бойко В.В. О критериях сейсмической опасности промышленных взрывов / В.В. Бойко, А.А.Кузьменко, Т.В. Хлевнюк // Вісник Національного технічного університету України “Київський політехнічний інститут”. Збірник наукових праць. – Київ: НТУУ “КПІ” : ЗАТ “Техновибух”, 2004. – Вип.12. – С. 45 – 52.
4. Бойко В.В. Оценка сейсмобезопасности сооружений при воздействии на них взрывных волн с учетом их спектральных характеристик / В.В. Бойко, А.А. Кузьменко, Т.В. Хлевнюк // Вісник Національного технічного університету України НТУУ “КПІ”. Серія “Гірництво” : Зб. наук. пр. – К.: НТУУ “КПІ”, 2008. – № 16. – С. 3 – 13.
5. Бойко В.В. Проблеми сейсмічної безпеки вибухової справи у кар’єрах України / В.В. Бойко // Монографія. – К.: ТОВ “Видавництво Сталь”, 2012. – 184 с.
6. Бойко В.В. Розробка способу прогнозування сейсмічного ефекту короткоуповільненого підривання з врахуванням суперпозиції хвиль в гірському масиві / В.В. Бойко // Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук. – К. – 2010. – 25 с.
7. Бойко В.В. Сейсмобезпека бортів кар’єру при багатоблоковому масовому підриванні / В.В.Бойко, О.М. Чала, Т.В. Хлевнюк // Проблеми охорони праці в Україні: Зб. наук. праць. – К.: ННДПБООП, 2011. – Вип. 20. – С. 70 – 77.
8. Кузьмина Н.В. Частотные спектры сейсмических колебаний при подземных взрывах по наблюдениям в ближней зоне. – В кн.: Сейсмика и воронки выброса при подземных взрывах / Н.В. Кузьмина. – М.: Недра, 1965. – 469 с.
9. Молотова Л.В. О зависимости частотных спектров сейсмических колебаний от условий взрыва / Л. В. Молотова. – Изд-во АН СССР. Геофизика, 1964. – №12.
10. Мосинец В.Н. Дробящее и сейсмическое действие взрыва в горных породах / В.Н. Мосинец. – М.: Недра, 1976. – 271 с.
11. Садовский М.А. О сейсмическом действии подземных взрывов / М.А. Садовский, В.Н. Костюченко. – ДАН СССР, 1974. – т. 215. – №5.
12. Харкевич А.А. Спектры и анализ / А.А. Харкевич. – М.: Физматгиз, 1962. – 480 с.

*Надійшла до редакції 14.04.2014*

В.В. Бойко, Н.И. Криворучко, Д.В. Хлевнюк

#### СПЕКТРАЛЬНАЯ ОЦЕНКА СЕЙСМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА КОРОТКОЗАМЕДЛЕННОГО ВЗРЫВАНИЯ ЗАРЯДОВ ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА

В статье осуществлено спектральную оценку сейсмического эффекта короткозамедленного взрывания зарядов взрывчатого вещества. Рассмотрена задача о суперпозиции сейсмических колебаний в зависимости от количества источников (зарядов) и времени их задержки; установлены зависимости для теоретической оценки интерференции сейсмических колебаний, которые полученные для частного случая и хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: взрыв, сейсмические волны, сейсмические колебания, сейсмический эффект, короткозамедленное взрывание.

V.V. Boyko, N.I. Kryvoruchko, D.V. Chlevnyuk

THE SPECTRAL ASSESSMENT OF THE SEISMIC EFFECT OF SHORT-DELAY BLASTING OF EXPLOSIVE CHARGES

The spectral assessment of the seismic effect of short-delay blasting of explosive charges was realized in this article. The problem of the superposition of seismic vibrations depending on the number of sources (charges) and time of their delay was considered. The relations of theoretical assessment of interference of seismic vibrations were established for a special case.

Keywords: explosion, seismic waves, seismic vibrations, seismic effect, short-delay blasting.