ГЕОТЕХНОЛОГІЯ

УДК 622.35:539.3

ПРО СТВОРЕННЯ ДИФРАКЦІЙНИХ РЕЖИМІВ НАВАНТАЖЕННЯ ДЛЯ ВІДБІЙКИ КАМ’ЯНИХ БЛОКІВ

П. З. Луговий, докт. техн. наук, К. К. Ткачук, докт. техн. наук, Т. В. Гребенюк, асп. (НТУУ «КПІ»)

Проведено дослідження резонансних дифракційних явищ, які вказують на можливість створення і вдосконалення технології відокремлення кам’яних блоків.

Ключові слова: статичні навантаження, динамічні навантаження, шпур, кам’яний блок.

Проведены исследования резонансных дифракционных явлений, указывающих на возможность создания и совершенствования технологии отделения каменных блоков.

Ключевые слова: статические нагрузки, динамические нагрузки, шпур, каменный блок.

Investigations of resonant diffraction phenomena that indicate the feasibility of creation and improvement in techniques of stone blocks weakening are carried out.

Key words: static loads, dynamic loads, blast-hole, stone block.

Вступ. Останнім часом велика увага приділяється дослідженню взаємодії шпурів, які пробурені по лінії передбачуваного відколу кам’яного блоку, як при статичних [1–6], так і динамічних [7–11] навантаженнях. Практично у всіх названих роботах використовується задача плоскої деформації, яка реалізується в поперечному перетині шпуру за рахунок виду навантаження стінок шпуру і того факту, що діаметр шпуру набагато менший за його довжину. В роботах [7, 9] теоретично, а в [8, 10–12] експериментально досить детально досліджено взаємодію двох суміжних паралельних циліндричних шпурів при їх динамічному навантаженні. Показано, що за рахунок дифракції при гармонічних навантаженнях двох шпурів можна досягти збільшення напружень не лише на контурі шпурових отворів, а й на середині відрізка між центрами шпурів, що сприяє настанню відкольних явищ у запланованому напрямку.

З літератури відомо [13], що для періодичних задач дифракції пружних хвиль в тілі з безмежним рядом рівновіддалених кругових отворів, центри яких лежать на одній прямій (лінії відколу), і навантажених гармонічними нормальними зусиллями, існують теоретичні розв’язки, які показують, що можна створити режими навантажень, при яких напруження по лінії відколу значно зростають. Нижче дослідимо, як ці явища можна використати для створення технології відбійки кам’яних блоків.

Мета роботи. Дослідити вплив резонансних дифракційних явищ на відокремлення кам’яних блоків.

Викладення основного матеріалу. Приймемо, що гірська порода є пружним середовищем, властивості якої не залежать від координат її елемента і орієнтації розгляданої площини (однорідне ізотропне пружне середовище).

Розглянемо великий блок гірської породи, від якого за допомогою *k* однакових паралельних циліндричних шпурів радіуса *R,* які не дотикаються один до одного, треба відколоти блок потрібних розмірів. Відстань між центрами шпурів дорівнює *L.* Всі розміри такого блоку не менш ніж у п'ять разів перевищують радіус шпуру *R.* Стаціонарні хвилі збуджуються навантаженням у вигляді рівномірного нормального гармонічного тиску з амплітудою *p*, прикладеного до стінок шпурів.

Система рівнянь руху для такого ідеально пружного ізотропного однорідного тіла при відсутності масових сил має вигляд [1]

$$\Delta_3\Phi - \frac{1}{c_1^2}\ddot{\Phi} = 0; \quad \Delta\vec{\Psi} - \frac{1}{c_2^2}\ddot{\vec{\Psi}} = 0. \tag{1}$$

Індекс 3 означає сумування за просторовими координатами x_1, x_2, x_3, а точки – диференціювання за часом,

$$c_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad c_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}.$$

Функції Φ та Ψ описують зміни в середовищі, обумовлені поздовжніми хвилями або хвилями стиску (розрідження) і поперечними (зсувними) хвилями, фронти яких поширюються з швидкостями c_1 і c_2 відповідно.

Тензор деформацій визначимо таким чином:

$$2\varepsilon_{ij} = u_{ij} + u_{ji}. \tag{2}$$

Зв'язок між тензором напружень і тензором деформацій виражається формулою

$$\sigma_{ij} = \lambda\varepsilon_{ij}\delta_{ij} + 2\,\mu\varepsilon_{IJ}\,. \tag{3}$$

Для усталеного руху частинок тіла залежність Φ і Ψ від часу враховується співмножником (–*i*ω*t*) і рівняння (1) приймають вигляд:

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c_1^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = 0; \quad \Delta\Psi - \frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} = 0. \tag{4}$$

Переміщення в координатній формі визначається формулами

$$u_{X_2} = \frac{\partial\ \Phi}{\partial x_1} + \frac{\partial\psi_3}{\partial x_2}; u_{X_2} = \frac{\partial\ \Phi}{\partial x_2} - \frac{\partial\psi_3}{\partial x_1}. \tag{5}$$

Компоненти тензора напружень зв'язані з Φ і Ψ такими залежностями:

$$\sigma_{X_1X_1} = \lambda\Delta\Phi + 2\mu\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2\psi_3}{\partial x_1\partial x_2}\right);$$

$$\sigma_{X_2X_2} = \lambda\Delta\Phi + 2\mu\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2\psi_3}{\partial x_1 \partial x_2}\right);$$

$$\sigma_{X_1X_2} = \mu\left(2\frac{\partial^2\Phi}{\partial x_1\partial x_2} + \frac{\partial^2\psi_3}{\partial x_2^2} - \frac{\partial^2\psi_3}{\partial x_1}\right). \qquad (6)$$

При розв'язанні крайових задач для кам'яного блоку зі шпурами до рівнянь руху в потенціалах (4) необхідно додати умови на контурах шпурів S_i, де діють навантаження

$$\sigma_{ij}\cdot n_i = p_{ij}(x,t);\, x\in S_i \qquad (7)$$

В загальному випадку руху необхідно врахувати ще початкові умови по часові. При дії на стінки шпурів перфоратора або вибухового пристрою навантаження можна представити у вигляді гармонічної функції, $p_j(x_j,t)= p_j(x_j)e^{i\omega t}$, тому немає необхідності задовольняти таким умовам. Припускається, що навантаження не змінюється вздовж осі шпуру (вісь Ox_3). В такому випадку блок гірської породи знаходиться в стані плоскої деформації, а розв'язки хвильових рівнянь (4) зручніше шукати в круговій циліндричній системі координат. Виберемо в блоці деяку площину, перпендикулярну до осей шпурів. В цій площині введемо k систем полярних координат (r_k, θ_k) (рис. 1) так, щоб їх центри збігалися з центрами шпурів і координатна лінія $r_k = R$ – з контуром шпуру.

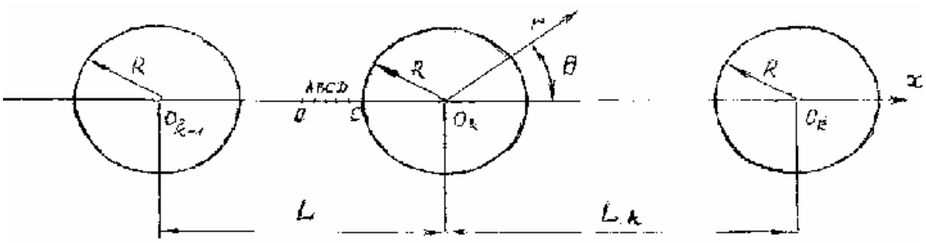

Рис. 1. Розрахункова схема плоскої деформації в системі полярних координат

Тоді рівняння (4) запишуться у вигляді:

$$\Delta\Phi + c_1^2\Phi = 0,$$

$$\Delta\Psi + c_2^2\Psi = 0, \qquad (8)$$

де $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{r\theta^2}$.

Якщо пружне тіло знаходиться в умовах плоскої деформації, то напружено-деформований стан в круговій циліндричній системі координат (рис. 2) визначається за формулами

$$u_r = \frac{\partial}{\partial r}\Phi + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\psi_1;\, u_\theta = \frac{\partial}{\partial\theta}\Phi + \frac{\partial}{\partial r}\Psi_1;$$

$$-\frac{1}{2\mu}\sigma_{rr}=\alpha\alpha^{2}\Phi+\frac{1}{r}\left(\frac{\partial}{\partial r}\Phi+\frac{1}{r}\frac{\partial^{2}}{\partial\theta^{2}}\Phi+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\Psi_{1}-\frac{\partial^{2}}{\partial r\partial\theta}\Psi_{1}\right);$$

$$\frac{1}{2\mu}\sigma_{\theta\theta}=(1-a)\alpha^{2}\Phi+\frac{1}{r}\left(\frac{\partial}{\partial r}\Phi+\frac{1}{r}\frac{\partial^{2}}{\partial\theta^{2}}\Phi+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\Psi_{1}-\frac{\partial^{2}}{\partial r\partial\theta}\Psi_{1}\right);$$

$$\frac{1}{2\mu}\sigma_{r\theta}=\frac{1}{2}\beta^{2}\Psi_{1}+\frac{1}{r}\left(\frac{\partial}{\partial r}\Psi_{1}+\frac{1}{r}\frac{\partial^{2}}{\partial\theta^{2}}\Psi_{1}-\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\Phi+\frac{\partial^{2}}{\partial\theta^{2}}\Phi\right);$$

$$\alpha=\frac{\lambda+2\mu}{2\mu}. \qquad (9)$$

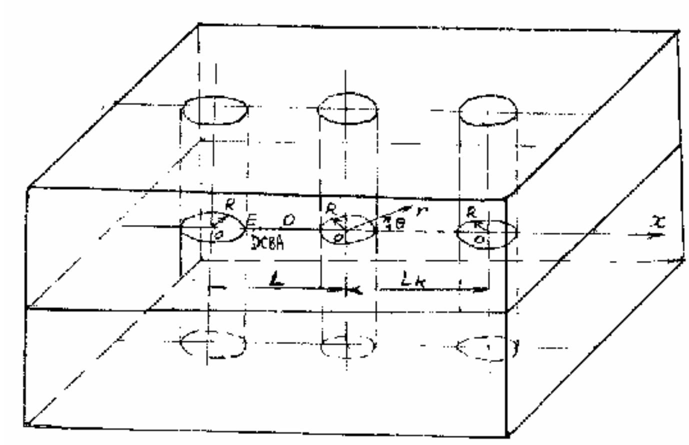

Рис. 2. Просторово-розрахункова схема

Якщо для зручності подальших викладок перейти до безрозмірних лінійних координат, прийнявши за одиницю виміру відстані радіус отвору *R*, то в цьому випадку на контурі циліндричного шпуру повинні виконуватися граничні умови

$$\sigma_{r_k}=-p,\quad \tau_{r_k\theta_k}=0,\quad r_k=1,\ (k=0,\ \pm1,\pm2...). \qquad (10)$$

Після такої процедури знерозмірювання хвильові числа α і β також стають безрозмірними: $\left(\alpha=\frac{\omega R}{c_1},\ \beta=\frac{\omega R}{c_2}\right)$, але ми залишаємо для них попередні позначення. Якщо Λ_1 і Λ_2 визначають довжину відповідно поздовжньої і поперечної хвиль, то $\alpha=\frac{2\pi R}{\Lambda_1}$ і $\beta=\frac{2\pi R}{\Lambda_2}$, таким чином, безрозмірні хвильові числа мають просте геометричне тлумачення: відношення довжини контуру отвору до довжини хвилі відповідного типу.

Для випадку плоскої деформації розв’язок рівнянь (8) запишемо у вигляді потенціалів:

$$\Phi=\sum_{k}\sum_{n}\alpha_{n1}H_{n}(\alpha r_{\kappa})e^{in\theta_{\kappa}}; \qquad (11)$$

$$\Psi = \sum_{k}\sum_{n} \alpha_{n2} H_n(\beta r_\kappa) e^{in\theta_\kappa},$$

де $H_n(\alpha r_\kappa), H_n(\beta r_\kappa)$ – функції Ханкеля.

Представляючи розв'язок рівнянь (8) у вигляді (11) і задовольняючи граничним умовам (10) на кожному контурі циліндричного шпуру, приходимо до нескінченної системи алгебраїчних рівнянь:

$$\sum_{m=1}^{2} \alpha_{nm} \xi_{nl}^{(m)}(\gamma_m R_k) = fnl - \sum_{m=1}^{2}\sum_{p} \alpha_{pm} \eta_{nl}^{(m)}(\gamma_m R_k) Q_{npm}; \tag{12}$$
$$n = 0, \pm 1, ...; l = 1,2; \gamma_1 = \alpha; \gamma_2 = \beta;$$

$$Q_{npm} = \sum_{s=1} (-1)^{n-p} H_{n-p}(\gamma_m s\delta). \tag{13}$$

Якщо на краях циліндричних шпурів задані напруження (10), то $\xi_{nl}^{(m)}$ і $\eta_{nl}^{(m)}$ мають вигляд:

$$\xi_{n1}^{(1)}(\alpha R_k) = \left(\alpha\alpha^2 - \frac{n^2}{R_k^2}\right) H_n(\alpha R_k) + \frac{\alpha}{R_k} H_n(\alpha R_k);$$
$$\xi_{n1}^{(2)}(\beta R_k) = \frac{in}{R_k}\left[H_n(\beta R_k) - \frac{\beta}{R_k} H_n(\beta R_k)\right];$$
$$\xi_{n2}^{(1)}(\alpha R_k) = \frac{in}{R_k}\left[H_n(\alpha R_k) - \frac{\alpha}{R_k} H_n(\alpha R_k)\right]; \tag{14}$$
$$\xi_{n2}^{(2)}(\beta R_k) = \left(\frac{1}{2}\beta^2 - \frac{n^2}{R_k^2}\right) H_n(\beta R_k) + \frac{\beta}{R_k} H_n(\beta R_k).$$

Коефіцієнти $\eta_{nl}^{(m)}$ отримують при заміні в (14) функцій Ханкеля H_n на функції Бесселя першого роду J_n.

Роблячи заміну в системі (12)

$$\sum_{m=1}^{2} a_{mn} \xi_{nl}^{(m)}(\gamma_m R_k) = X_{nl}; \quad n = 0, \pm 1, ...; \ l = 1, 2,$$

приходимо до нескінченної системи в канонічному вигляді:

$$X_{nl} = f_{nl} - \sum_{p}\sum_{i=1}^{2} X_{pl} c_{np}^{lt}; \quad c_{np}^{lt} = \sum_{m=1}^{2} \eta_{nl}^{(m)}(\gamma_m R_k) \frac{\Delta_p^{mt}}{\Delta_p} Q_{npm};$$
$$n = 0, \pm 1, ...; \ l = 1, 2. \tag{15}$$

Система (15) має нормальний визначник, і її можна розв'язувати методом редукції. Виключення складають лише точки "ковзання", це ті співвідношення параметрів для дійсних хвильових чисел, які задовольняють умові

$$2\pi k = \gamma_m L(1 \pm \xi); \quad k = 1,2. \tag{16}$$

Для розв’язуваної задачі $\xi = 0$, а коефіцієнти f_{ni} розкладу навантаження в ряд Фур’є мають вигляд:

$$f_{o1} = \frac{R}{2\mu}P;\ f_{ni} = o; n = \pm 1, \pm 2, ...; i = 1,2.$$

Внаслідок симетрії задачі відносно осі Ox_1 коефіцієнти перед невідомими з непарними індексами дорівнюють нулю.

Для наближеного розв’язку система (15) замінювалася на скінченну, порядок якої визначався n = 4. В цій задачі є два незалежних параметри: хвильове число α і відстань між шпурами L. Хвильове число $\beta = \alpha\sqrt{\frac{2}{1-\nu}}$, де ν – коефіцієнт Пуассона. Умови для точок “ковзання” в даному випадку приймуть вигляд

$$2\pi k = \alpha L. \tag{17}$$

Для видобутку кам’яних блоків та їх пасировки досить часто використовуються такі параметри для ряду шпурів: 0,015 м ≤ R ≤0,020 м і 0,3 м ≤ L ≤0,4 м. При використанні механічних агрегатів для навантаження стінок шпурів частотний діапазон навантажень лежить в межах 16 ≤ f ≤30 Гц. Для створення навантажень з більш високими частотними показниками необхідно застосовувати конструкції з використанням пристроїв, де енергія вибуху є джерелом навантаження [7–12].

Розрахунки проводилися для найбільш поширених у практиці діапазонах хвильових чисел 0,05 ≤ α ≤ 1,0, $\Delta\alpha = 0{,}1$ і наведених вище геометричних параметрів ряду шпурів (3,0 ≤ L ≤10,0, ΔL = 1,0).

Аналіз результатів розрахунків показує, що для довгих хвиль розподіл напружень якісно збігається зі статичним розподілом: найбільш високий рівень мають напруження $\sigma_{\theta\theta}$, причому обидва напруження монотонно зменшуються від E до 0. Зближення отворів приводить до збільшення максимальних напружень $|\sigma_{\theta\theta}|$. При зменшенні довжини хвилі характер розподілу напружень суттєво змінюється. Максимум напружень досягається в точці 0. Таке явище збільшення і різкої зміни поля напружень отримало назву аномалій Вуда [13].

Розглянемо випадки, які є найбільш перспективними для використання вказаних вище резонансних явищ для відокремлення кам’яних блоків. На рис. 3 наведено графіки, які демонструють різке підвищення напружень $|\sigma_{\theta\theta}|$ в точці 0 при $\alpha L \to 2\pi$, це перша точка “ковзання”.

З рис. 3 випливає, що для α = 0,6–1,0 при $\alpha L \to 2\pi$ напруження σ_θ^0 зростають і графіки для цих значень αL нагадують резонансні криві. З фізичної точки зору це відповідає такій ситуації, коли хвильові поля, відбиті від кожної з шпурових поверхонь, підсилюють одне одного. Завдяки наявності великої кількості відбиваючих поверхонь це підсилення приводить до росту сумарного поля для $\alpha L \rightarrow 2\pi$. Ця обставина має місце і для інших значень величин αL, кратних 2π. Спостерігається явище типу резонансу, яке відрізняється від звичайного резонансу для пружного тіла скінченних розмірів тим, що формально не залежить від граничних умов.

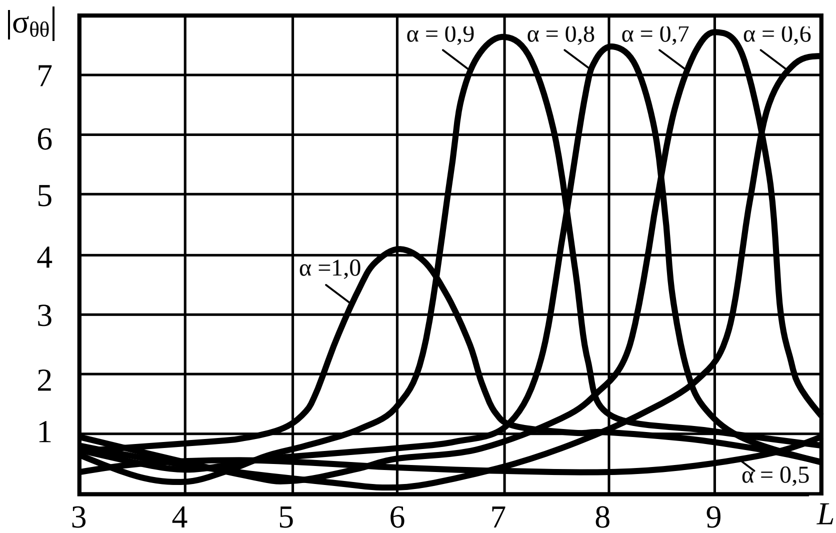

Рис. 3. Розподіл напружень в пружному тілі: $|\sigma_{\theta\theta}|$ – модуль максимального напруження; L – відносна відстань між шпурами

Висновки

Проведені дослідження резонансних дифракційних явищ вказують на можливість створення і вдосконалення відносно нової технології відокремлення кам'яних блоків. Для її реалізації можна використати існуючі вибухові пристрої навантаження стінок шпурів [7–12] або застосувати обладнання, розроблене в Інституті імпульсних процесів і технологій НАН України для обробки свердловин при інтенсифікації видобутку нафти і газу.

1. *Гузь А. Н.* Дифракция упругих волн в многосвязных телах / А. Н. Гузь, В. Т. Головчан. – К.: Наук. думка, 1972. – 254 с.

2. *Ткачук К. К.* Разрушение горных пород невзрывчатыми разрушающими веществами / К. К. Ткачук // Разработка рудных месторождений: Республ. межвед. науч.-техн. сб. – К.: Техника, 1986. – Вып. 42. – С. 41–44.

3. *Ткачук К. К.* Распределение напряжений и радиус зоны разрушения пород при статической нагрузке в скважине / К. К. Ткачук // Разработка рудных месторождений: Республ. межвед. науч.-техн. сб. – К.: Техника, 1988. – № 46. – С. 42–45.

4. *Ткачук К. К.* Напряженно-деформированное состояние пород при разрушении статическими нагрузками / К. К. Ткачук // Разработка рудных месторождений: Республ. межв. науч.-техн. сб. – К.: Техника, 1994. – Вып. 55. – С. 52–59.

5. *Луговий П. З.* Експериментальне дослідження деформованого стану навколо кругового отвору при його нормальному вісесиметричному статичному навантаженні / П. З. Луговий, К. К. Ткачук, Т. В. Гребенюк // Математичні проблеми технічної механіки: Міжн. наук. конф.: матеріали конференції. – Т. 1. – Дніпродзержинськ–Дніпропетровськ, 2012. – С. 28.

6. *Луговий П. З.* Експериментальне моделювання деформованого стану навколо поперечного перетину циліндричного шпуру при його статичному навантаженні /

П. З. Луговий, К. К. Ткачук, Т. В. Гребенюк // Проблеми обчислювальної механіки і міцності конструкцій. – Дніпропетровськ: Ліра, 2012. – Вип. 20. – С. 232–237.

7. *Кравец В. Г.* Динамика формирования монотрещины взрывом в горном массиве / В. Г. Кравец, П. З. Луговой, А. Л. Ган, З. Барановский // Вісник НТУУ «КПІ». Серія «Гірництво»: Зб. наук. пр. – 2006. – Вип. 13. – С. 18–23.

8. *Кравец В. Г.* Экспериментальное моделирование суперпозиции взрвных волн при действии смежных зарядов / В. Г. Кравец, П. З. Луговой, А. Л. Ган // Физика и техника высокоэнергетической обработки материалов: Сб. науч. тр. – Днепропетровск, 2007. – С. 274–281.

9. *Кравец В. Г.* Динамика формирования монотрещины в горном массиве взрывом / В. Г. Кравец, А. Л. Ган, П. З. Луговой // Miedzynarodowa Konferencja VII Szkola Geomechaniki, 13–16 wrzesnia 2005. – P. 107–121.

10. *Chudek M.* Экспериментальное моделирование суперпозиции упругих волн от действия соседних цилиндрических шпурових зарядов / M. Chudek, Z. Baranowski, П. З. Луговой, В. Г. Кравец // Miedzynarodowa Konferencja „VIII Szkola Geomechaniki 2007”, 16–19 pazdziernika 2007, Glinwice-Ustron: Materialy Naukowe. – P. 263–274.

11. *Луговой П. З.* Экспериментальное моделирование суперпозиции упругих волн от взрыва параллельных цилдиндрических зарядов / П. З. Луговой, З. Барановский // Вісник Кременчуцького державного політехнічного університету. – Вип. 5/2007 (46). – Ч. 1. – С. 83 – 86.

12. *Ган А. Л.* Экспериментальное моделирование супперпозиции взрывных волн при действии смежных зарядов / А. Л. Ган, В. Г. Кравец, П. З. Луговой // Физика и техника высокоэнергетической обработки матералов: сб. науч. тр. – Днепропетровск: АРТ- ПРЕСС, 2007. – С. 274 – 281.

13. *Wood R. W.* Annomalous diffraction drating / R. W. Wood // Phys. Rev. – 1935. – P. 928–933.

Надійшла до редакції 11.09.2012 р.

Рекомендовано до друку докт. техн. наук В. Д. Воробйовим