

2001 - Вып. 27. - С. 144-150.

5. Житленок, Д.М. Развитие физико-технических основ гидродинамического воздействия на угольный массив крутых выбросоопасных пластов: дис. ... д-ра техн. наук: 05.15.02: защищена 25.02.10; утв. 15.05.10 / Д.М. Житленок. – Донецк: ИФГП НАНУ, 2010. – 436 с.

6. Гаврилов, В.И. Геомеханическая оценка эффективности гидродинамического воздействия на пласты, склонные к ГДЯ / В.И. Гаврилов, Д.М. Житленок // Горная геология, геомеханика и маркшейдерия: Материалы III Междунар. научно-техн. конф., 6-7 сентября 2011 г. – Донецк: УкрНИМИ, 2011. –С. 203-211.

7. Пат. 58316 України, МПК E21F 7/00. Спосіб визначення ефективних параметрів дегазації і розвантаження вугільного пласта гідродинамічною дією / К.К. Софійський, Д.М. Житльонок, Є.Г. Барадуліну, О.В. Московський, О.П. Петух, В.І. Гаврилов, В.В. Власенко (Україна). – u201011020; Заявлено 13.09.2010; Опубл. 11.04.2011; Пріоритет від 11.04.2011, Бюл. № 7.- 6 с.

УДК 622.232:621.64

Д-р техн. наук М.Г. Лустюк,
(Європейський університет)
канд. техн. наук В.І. Тимошук

(ДВНЗ "Національний гірничий університет")

**ФОРМУВАННЯ РОЗВАНТАЖУВАЛЬНИХ ПОВЕРХОНЬ ШЛЯХОМ
ГІДРОМОНІТОРНОГО РОЗМИВУ ҐРУНТУ У СВЕРДЛОВИНАХ ЯК
ЕЛЕМЕНТ УПРАВЛІННЯ СТАНОМ НАВАНТАЖЕНОГО МАСИВУ
ГІРСЬКИХ ПОРІД**

Метою роботи є побудова моделі руху придонної кулястої частинки під дією турбулентного потоку при формуванні розвантажувальних поверхонь розмиву у навантаженому породному масиві. За результатами чисельних розрахунків встановлені залежності імовірності зриву частинок від дисперсії придонної швидкості та характеру виносу частинок від їх діаметру.

**FORMATION OF UNLOADING SURFACES BY JETTING SOIL EROSION
IN WELLS AS CONTROLS OF CONDITION LADEN ROCK MASS**

The aim is to develop a model of spherical particle motion bottom under turbulent flow in the formation of surface erosion unloading laden rock mass. Relation of probability of failure particle dispersion rate and nature of bottom ash particles to their diameter are set according to the results of numerical calculations.

Формування розвантажувальних поверхонь в умовах складного напружено-деформованого стану гірських масивів може розглядатися як елемент управління поведінкою гетехнічної системи, який забезпечує штучну структурування локальних управляючих зон в межах техногенно навантаженого масиву гірських порід. Аналітичне вирішення задачі щодо формування поверхонь розвантаження виконано на основі розгляду руху твердої частинки в гідравлічному потоці за умови її відриву від породного масиву.

При прогнозуванні місцевих розмивів, викликаних діяльністю гвинтових, циркуляційних, відривних і інших видів нерівномірних течій, використовуються дані лабораторного моделювання. Але точне фізичне моделювання процесів розмиву є неможливим через стохастичний характер зміни ряду факторів, що впливають на розмив, гідравлічного опору русла за рахунок в'язкості при малих

числах Рейнольдса, неточностей відтворення умов досліду і неможливості одночасного задоволення ряду умов подібності (за різними критеріями). Оскільки процес розмиву являє собою винос окремих частинок, зазвичай розглядається рівновага окремої частинки на поверхні дна, яке розмивається, чи укусу.

В роботах [1,2,3,4] розглядається стійкість окремих донних частинок, що піддаються впливу рівномірного потоку, причому умови втрати рівноваги частинок встановлені експериментально. Теоретичні дослідження стійкості окремих частинок кулястої форми описані в [1,4,5]. У роботі [1] розглянуті умови вертикального вильоту частинок, коли сума вертикальних піднімальних сил перевищує силу ваги частинки, а в роботах [2...5] – умови відриву частинки в процесі її обертання навколо точки опори на сусідню з нею частинку. Повного аналізу діючих навантажень на частинку і реакцій опори дотепер не проведено. Не враховувався також випадковий характер зміни діючих навантажень, стохастичні зміни діаметрів частинок і висоти виступів, на які вони опираються.

При складанні імітаційної моделі вирішуються наступні завдання.

1. Враховуються зміни вертикальних, горизонтальних і дотичних навантажень на частинку відповідно до особливостей кінематичної структури природних течій, що викликають розмив. При цьому враховується випадковий характер зміни швидкостей потоку над частинкою. Причому імітуються послідовності випадкових чисел, що мають такі ж середні за часом значення, дисперсії й автокореляційні функції, які має вихідна послідовність випадкових значень сил.

2. Генеруються випадкові значення діаметра частинок і висот виступів шорсткості. Це імітує реальні умови обпирання розглянутої частинки на сусідню частинку, а також фактичний гранулометричний склад донних відкладень.

3. З повної системи диференціальних рівнянь, що описують рух частинок, визначається час відриву кожної кульки з досить великого їхнього набору (у наборі містяться частинки різних діаметрів). Визначаються імовірності викиду з урахуванням тривалості дії потоку на частинку. При цьому частинка вважається відірваною від дна, якщо час відриву менше чи дорівнює часу впливу.

Розглянемо кулясту частинку, що лежить на поверхні русла, і обтікається турбулентним потоком (рис. 1,а). Можливий розгляд частинок більш складної форми, наприклад, – еліпсоїдальної, кубічної й інш. Очевидно, що гідродинамічний тиск на поверхні частинки буде розподілятися нерівномірно (рис. 1,б). Результуюча нормального тиску може бути представлена силою $\bar{P} = \int \bar{P}(S)dS$, де S – поверхня кулястої частинки. На поверхні кульки, крім того, виникають дотичні напруження в'язкісної природи, результуючі яких позначимо \bar{T} (рис. 1,в).

Систему координат виберемо нерухому з центром у точці торкання O .

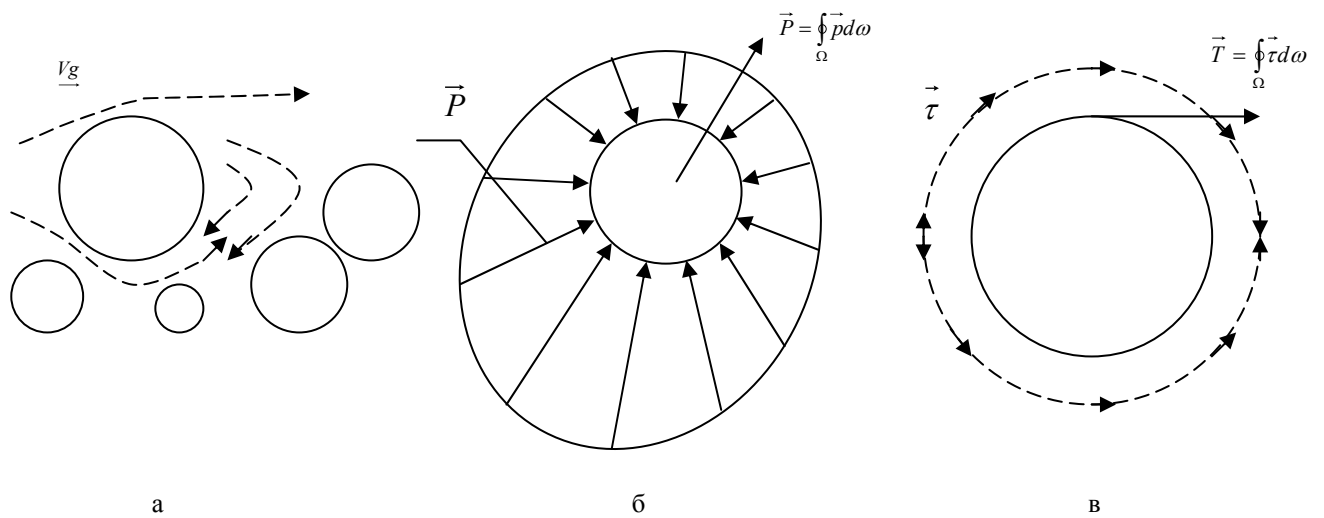


Рис. 1. - а – обтікання кулястої частинки турбулентним потоком; б – дія гідродинамічного тиску на поверхню частинки; в – виникнення дотичних напружень на поверхні кульки

На рис. 2 зображена прийнятна схема сил, що діють на частинку в турбулентному потоці: G – сила ваги, $F_{арх}$ – сила Архімеда; $\vec{P} = \{P_x, P_y\}$ – вектор сили, що діє на частинку з боку турбулентного потоку; $\vec{R} = \{R_x, R_y\}$ – сила реакції, що діє на частинку; T – результуюча сила дотичних напружень.

Будемо також вважати, що в початковий момент часу частинка відірвалася від дна на нескінченно малу відстань, так, що сила реакції дна на частинку дорівнює нулю.

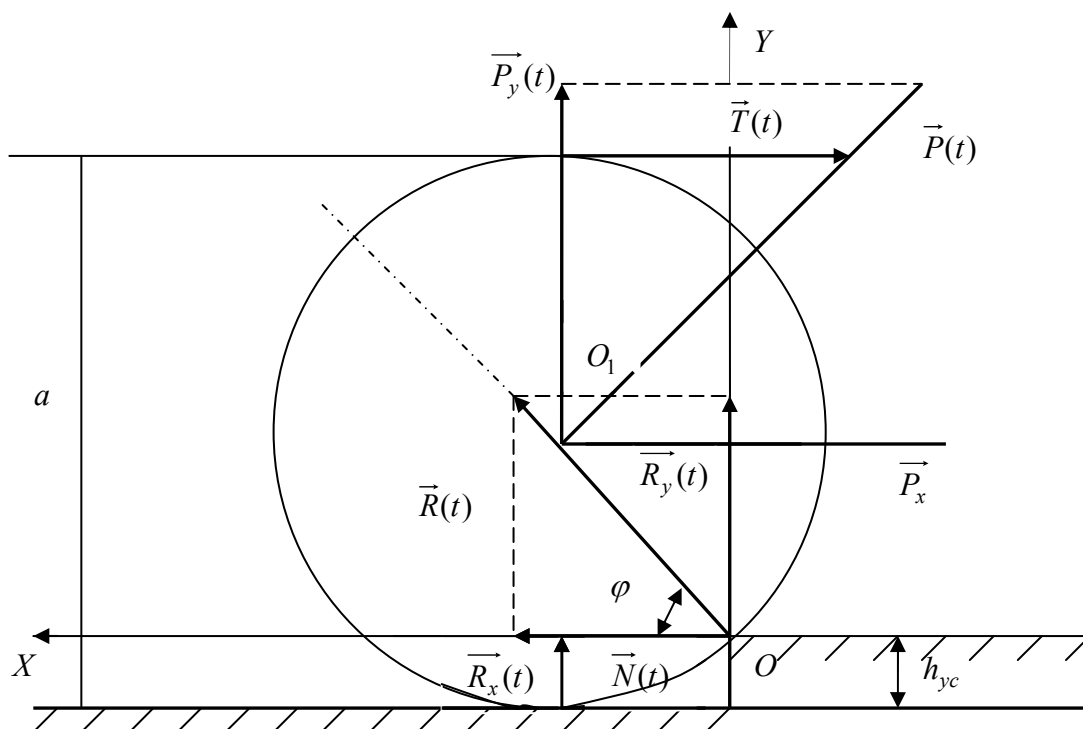


Рис. 2 -- Схема сил, які діють на частинку в турбулентному потоці

Застосувавши принцип Даламбера, відповідно до якого всі сили, включаючи

і силу інерції, що діють на частинку, взаємно врівноважуються, рух кулястої частинки може бути описаний наступною системою диференціальних рівнянь з відповідними початковими умовами:

$$m \frac{d^2 X_c}{dt^2} = F_x(t), \quad (1)$$

$$m \frac{d^2 Y_c}{dt^2} = F_y(t), \quad (2)$$

$$X_c(X, Y, O) = X_0, \quad Y_c(X, Y, O) = Y_0, \\ \frac{dX_c}{dt} \Big|_{t=0} = 0, \quad \frac{dY_c}{dt} \Big|_{t=0} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} = \frac{1}{J} \sum_{i=1}^3 M_i(t), \quad (4)$$

$$\varphi(0) = \varphi_0, \\ \frac{d\varphi_c}{dt} \Big|_{t=0} = 0. \quad (5)$$

Тут використані позначення: $X_c = X_c(X, Y, t)$, $Y_c = Y_c(X, Y, t)$ – координати центра маси частинки; m – маса частинки з урахуванням приєднаної маси води; t – час; φ – кут повороту; J – момент інерції частинки; X_0, Y_0 – координати центру мас частинки в початковий момент часу; φ_0 – початкове значення кута повороту; F_x, F_y – проекції рівнодіючих усіх прикладених сил відповідно до осей O_x і O_y ; M_i – момент діючих сил відносно центру обертання O .

Рівняння (1), (2) являють собою диференціальні рівняння руху центру мас частинки з початковими умовами (3), а рівняння (4) виражає закон Ньютона для обертального руху частинки з початковими умовами (5).

Праві частини цих рівнянь мають вигляд:

$$F_x(t) = R_x(t) - P_x(t) - T(t), \quad (6)$$

$$F_y(t) = R_y(t) - F_{apx} - G + R_y(t), \quad (7)$$

$$\sum_{i=1}^3 M_i = P_1(t) \cdot l_1(\varphi) + P_2(t) \cdot l_2(\varphi) + P_3(t) \cdot l_3(\varphi), \quad (8)$$

$$\text{де } P_1(t) = P_y(t) + F_{apx} - G, \quad P_2(t) = P_x(t), \quad P_3(t) = T(t),$$

$$l_1(\varphi) = r \cos \varphi, \quad l_2(\varphi) = r \sin \varphi,$$

$$l_3(\varphi) = r + r \sin \varphi = r(1 + \sin \varphi),$$

r – радіус частинки.

Застосовуючи теорему Штейнера, одержимо вираз для інерції кулястої частинки щодо осі, що проходить через точку опори

$$J = \frac{28}{15} \pi \rho_T \cdot r^5, \quad (9)$$

де ρ_T – щільність частинки.

Можливі три варіанти відриву частинки. Перший відповідає моменту часу, коли сума активних вертикальних складових сил перевищила суму сили ваги і вертикальної складової тертя. При цьому умову відриву можна написати у вигляді

$$F_x = 0, \quad F_y \geq 0. \quad (10)$$

Другий варіант – обертання частинки навколо точки і її відрив від точки торкання в момент, коли реакція стане рівною нулю, тобто

$$R = \sqrt{R_x^2 + R_y^2} = 0. \quad (11)$$

Третій варіант – перекочування частинки через бар'єр і подальший рух її у формі гойдання. При цьому умова відриву набуває вигляд

$$\varphi(t) \phi \varphi_{kp} = \frac{\pi}{2}. \quad (12)$$

Помітимо, як впливає з геометричних понять, умови відриву (10)-(12) еквіваленти наступному

$$|\overline{OO_1}| \phi r, \quad (13)$$

де $\overline{OO_1}$ – вектор, що з'єднує точку опори O і центр мас частинки O_1 .

Так як перший варіант принципів труднощів не створює і зводиться лише до перевірки умов відриву (10), розглянемо другий можливий варіант відриву частинки.

Оскільки частинка виконує до моменту відриву обертальний рух навколо нерухомої осі з центром у точці, представимо прискорення $a_x = \frac{d^2 x_c}{dt^2}$,

$a_y = \frac{d^2 y_c}{dt^2}$ через кут повороту φ . Тоді, представивши a_x і a_y через нормальну і дотичну складові прискорення, отримаємо: $a_x = a_{\tau x} + a_{nx}$, $a_y = a_{\tau y} + a_{ny}$.

Оскільки, повне прискорення \vec{a} дорівнює сумі дотичного \vec{a}_τ і нормального \vec{a}_n прискорень $\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n$ будемо мати:

$$\begin{aligned} a_x &= a_n \cos \varphi + a_\tau \sin \varphi, \\ a_y &= a_n \sin \varphi + a_\tau \cos \varphi. \end{aligned}$$

Враховуючи, що

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{V^2}{r}, \quad a_\tau = \frac{dV}{dt}, \quad V = wr = \frac{d\varphi}{dt} \cdot r, \\ a_n &= \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \cdot r, \quad a_\tau = r \frac{d^2 \varphi}{dt^2}, \end{aligned}$$

де V – миттєва швидкість руху центру мас, остаточно отримаємо

$$\begin{aligned} a_x &= r \left[\left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \cos \varphi + \frac{d^2\varphi}{dt^2} \sin \varphi \right], \\ a_y &= r \left[\left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \sin \varphi + \frac{d^2\varphi}{dt^2} \cos \varphi \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Система рівнянь руху частинки в турбулентному потоці (1)-(5), враховуючи (6)-(8), (9), (14), прийме вигляд

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} \sin \varphi + \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \cos \varphi = \frac{2}{md} [R_x(t) - P_x(t) - T(t)], \quad (15)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} \cos \varphi + \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \sin \varphi = \frac{2}{md} [P_y(t) + F_{apx} - G + R_y(t)], \quad (16)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = \frac{d}{2J} [(P_y(t) + F_{apx} - G) \cdot \cos \varphi + P_x(t) \cdot \sin \varphi + T(t)(1 + \sin \varphi)], \quad (17)$$

$$\varphi(0) = \varphi_0, \quad (18)$$

$$\left. \frac{d\varphi}{dt} \right|_{t=0} = 0, \quad (19)$$

d – діаметр частинки.

Система (15)-(19) являє собою нелінійну систему звичайних диференціальних рівнянь другого порядку. Система характерна тим, що похідна $\frac{d\varphi}{dt}$ присутня тільки в рівняннях (15)-(16), а в рівняння (17) вона не входить. Оскільки рівняння (17) входить у цю систему автономно, представляється можливість виділити із системи підсистему, у яку будуть входити рівняння (17) з початковими умовами (18)-(19). Отже, задача (17)-(19) є задача Коші для диференціального рівняння другого порядку.

У системі (15)-(19) невідомими є функції $R_x(t), \varphi(t), R_y(t)$. Їхнє визначення буде проводитись у наступному порядку:

1. Вирішувати задачу Коші для рівняння (17) з початковими умовами (18)-(19), тобто визначимо функцію $\varphi(t)$.

2. Визначимо $R_x(t)$ і $R_y(t)$ із системи (15), (16).

3. За умовою $R(t) = \sqrt{R_x^2(t) + R_y^2(t)} = 0$ знаходимо $t = t_{kp}$.

Виражаючи $P_x(t), P_y(t)$ аналітично, визначимо з (17)-(19) $\varphi = \varphi(t)$

Введемо позначення:

$$F(t, \varphi) = \frac{d}{2J} [(P_y(t) + F_{apx} - G) \cos \varphi + P_x(t) \sin \varphi + T(t)(1 + \sin \varphi)].$$

Задача Коші (17)-(19) приймає вигляд

$$\begin{cases} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = F(t, \varphi), \\ \varphi(0) = \varphi_0, \left. \frac{d\varphi}{dt} \right|_{t=0} = 0 \end{cases} \quad (20),$$

(21)

Представимо шукане рішення цієї задачі у вигляді ряду Тейлора в пропозиції безперервності і достатнє число раз диференційованості функції $F(\varphi, t)$

$$\varphi = \varphi(t) = \varphi(t_0) + \frac{t-t_0}{1!} \varphi'(t_0) + \frac{(t-t_0)^2}{2!} \varphi''(t_0) \dots \quad (22)$$

Нам необхідно знайти $\varphi(t_0), \varphi'(t_0), \varphi''(t_0) \dots$, тобто значення похідних від окремого рішення при $t = t_0$. Зробимо це за допомогою рівняння (20) і умов (21).

У результаті отримаємо:

$$\varphi(t_0) = \varphi(0) = \varphi_0, \quad (23)$$

$$\varphi'(t_0) = \varphi''(0) = 0, \quad (24)$$

$$\varphi''(t_0) = \varphi''(0) = F(0, \varphi_0). \quad (25)$$

Щоб знайти $\varphi'''(t_0)$, продиференціюємо обидві частини рівняння (15) по t .

Підставляючи значення $t_0 = 0$ у праву частину останнього рівняння, отримаємо:

$$\varphi'''(t_0) = F'_t(0, \varphi_0) + F'_\varphi(0, \varphi_0) \cdot \varphi'(0) = F'_t(0, \varphi_0). \quad (26)$$

Аналогічно знаходяться похідні більш високих порядків, наприклад:

$$\varphi^{IV}(0) = F'_t(0, \varphi_0) + F'_\varphi(0, \varphi_0) \cdot F(0, \varphi_0). \quad (27)$$

Отже, вирішення задачі Коші (20)-(21) можна записати у вигляді:

$$\varphi(t) = \varphi_0 + \frac{t^2}{2!} \varphi''(0) + \frac{t^3}{3!} \varphi'''(0) + \frac{t^4}{4!} \varphi^{IV}(0) + \dots \quad (28)$$

Розглянемо третій варіант відриву частинки. У цьому випадку критичний час t_{kp} будемо знаходити з рівняння (28). Обмежуючи, наприклад, чотирма

членами розкладання (28) при $\varphi = \varphi_{kp} = \frac{\pi}{2}$ отримаємо:

$$\frac{\pi}{2} = \varphi_0 + \frac{t_{kp}^2}{2!} F(0, \varphi_0) + \frac{t_{kp}^3}{3!} F'(0, \varphi_0) + \frac{t_{kp}^4}{4!} [F'_t(0, \varphi_0) + F'_\varphi(0, \varphi_0) \cdot F(0, \varphi_0)]. \quad (29)$$

Отже, відносно t_{kp} маємо алгебраїчне рівняння, яке можна вирішити приблизно одним з відомих методів, наприклад, методом Ньютона.

У другому можливому варіанті відриву, що відповідає умові (11) $R_x(t)$ і $R_y(t)$ визначимо з рівнянь (15)-(16).

Користуючись аналітичним виразом (28) для $\varphi = \varphi(t)$ знаходимо явні представлення для її першої і другої похідних:

$$\frac{d\varphi}{dt} = 2 \cdot C_2 \cdot t + 3 \cdot C_3 \cdot t^2 + 4 \cdot C_4 \cdot t^3,$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = 2C_2 + 6C_3 \cdot t + 12C_4 t^2,$$

$$\text{де } C_2 = \frac{F(0, \varphi_0)}{2!}; \quad C_3 = \frac{F'_t(0, \varphi_0)}{3!}; \quad C_4 = \frac{1}{4!} [F'_t(0, \varphi_0) + F'_\varphi(0, \varphi_0) \cdot F(0, \varphi_0)]$$

Тоді при $t_0 = 0$ приблизно маємо

$$\varphi(t) \approx \varphi_0 + \frac{t^2}{2!} F(0, \varphi_0) + \frac{t^3}{3!} F'_t(0, \varphi_0) + \frac{t^4}{4!} [F'_t(0, \varphi_0) + F'_\varphi(0, \varphi_0) \cdot F(0, \varphi_0)]. \quad (30)$$

Значення φ_0 визначається відповідно до рис. 1 за формулою:

$$\varphi_0 = \varphi(0) = \arcsin\left(1 - \frac{h}{r}\right). \quad (31)$$

Очевидно, що критичний час t_{kp} , за який частинка вилетить, буде відповідати моменту часу, коли $R(t) = R(t_{kp}) = 0$

$$\text{де } R(t) = \sqrt{R_x^2(t) + R_y^2(t)}, \quad (32)$$

$$R_x(t) = \frac{md}{2} [\varphi''(t) \sin \varphi + (\varphi'(t))^2 \cos \varphi] + 2[P_x(t) + T(t)],$$

$$R_y(t) = \frac{md}{2} [\varphi''(t) \cos \varphi + (\varphi'(t))^2 \sin \varphi] - 2[P_y(t) + F_{apx} - G]. \quad (33)$$

Застосуємо для вирішення задачі Коші (20)-(21) метод Рунге-Кутта. Для цього зведемо задачу Коші (20)-(21) за допомогою заміни $\frac{d\varphi}{dt} = Z$ до задачі Коші для системи диференціальних рівнянь 1-го порядку

$$\frac{d\varphi}{dt} = Z, \quad (34)$$

$$\frac{dz}{dt} = F(t, \varphi), \quad (35)$$

$$\varphi(0) = \varphi_0, \quad Z|_{t=0} = 0. \quad (36)$$

Тоді різницева схема порядку точності $O(h^S)$ де $h = \Delta t$ має, як відомо, вигляд:

$$\varphi_{i+1} = \varphi_i + h \left[\varphi_i' + \frac{1}{6}(K_1 + K_2 + K_3) \right], \quad (37)$$

$$\varphi_{i+1}' = \varphi_i' + \frac{1}{6}[K_1 + 2K_2 + 3K_3 + K_4], \quad (38)$$

$$\varphi_{i+1}'' = F(t_{i+1}, \varphi_{i+1}), \quad (39)$$

де $K_1 = hF(t_i, \varphi_i), \quad (40)$

$$K_2 = hF\left(t_i + \frac{h}{2}, \varphi_i + \frac{h}{2}\varphi_i' + \frac{h}{8}K_1\right), \quad (41)$$

$$K_3 = K_2, \quad (42)$$

$$K_4 = hF\left(t_i + h, \varphi_i + h\varphi_i' + \frac{h}{2}K_3\right). \quad (43)$$

Підставивши (37)-(43) у (32), (33), визначимо складові сили реакції на частинку, по величині якої на підставі (11) робимо висновок про можливий відрив частинки від перешкоди.

Як відзначалося вище, взаємодія турбулентного потоку з руслом, складених нев'язкими ґрунтами, носить стохастичний характер. Такий характер визначається як випадковістю зміни швидкості турбулентного потоку в часі, так і стохастичністю розподілу діаметрів частинок у нев'язкому ґрунті. З огляду на ці обставини, були розроблені алгоритм і програма статистичної імітації впливу турбулентного потоку на розмивне дно. Даний алгоритм заснований на вирішенні системи диференціальних рівнянь (1)-(5) з використанням двох генераторів випадкових чисел, що дозволяють отримати випадкові функції $V(t)$ і $d(n)$, які мають задані статистичні характеристики відповідні пульсації природної швидкості і гранулометричному складу ґрунту. Використовувані генератори випадкових чисел написані на основі алгоритмів, запропонованих у роботах [8,9], і дозволяють отримати ряд випадкових чисел із заданими функцією щільності ймовірності й автокореляційною функцією.

Вихідними даними для вирішення задачі є статистичні характеристики пульсації природної швидкості (функція щільності ймовірності й автокореляційна крива), щільність частинок і крива гранулометричного складу ґрунту. Крім того, задається час іспиту однієї частинки і крок дискретизації за часом.

Алгоритм працює в такий спосіб. На першому кроці визначається діаметр випробуваної частинки $d(n)$ шляхом генерації випадкового числа з ряду чисел, що має ті ж статистичні характеристики, що і гранулометричний склад досліджуваного ґрунту. Далі генерується друге випадкове число з того ж ряду $d_2(n)$ і визначається висота виступу: $h = \frac{d_2 n}{2}$.

На наступному етапі генерується ряд випадкових чисел зі статистичними характеристиками такими ж, як у пульсації природної швидкості. Сили, що діють на частинку, визначаються як функції природної швидкості за наступними залежностями:

$$P_x(t) = C_x \frac{\pi d^2(n)}{4} \cdot \frac{V_x^2(t)}{2g}, \quad (44)$$

$$P_y(t) = C_y \frac{\pi d^2(n)}{4} \cdot \frac{V_y^2(t)}{2g}, \quad (45)$$

$$T(t) = \mu d \frac{dV}{dh}, \quad (46)$$

де C_x і C_y – коефіцієнти опору частинки відповідно в горизонтальному і вертикальному напрямках; $d(n)$ – діаметр випробуваної частинки; $V(t)$ – природна актуальна швидкість; μ – коефіцієнт динамічної в'язкості рідини.

Після визначення діючих сил зважується система диференціальних рівнянь (1)-(6), що дозволяє визначити кут повороту частинки щодо опори в дійсний момент часу і величину реакції опори. Далі перевіряються умови відриву (2)-(14). При виконанні однієї з умов відриву лічильник частинок, що відірвалися, збільшується на одиницю. Після іспиту першої частинки, генерується новий діаметр частинки.

У результаті роботи програми визначається частота зриву частинок за залежністю: $P_{cp} = \frac{n_{zp}}{n}$, де n_{zp} - число частинок, що зірвалися, n - загальне число випробуваних частинок.

Описана імітаційна модель впливу турбулентного потоку на частинки нев'язкого ґрунту, що складають розмивне русло, містить ряд допущень, пов'язаних з визначенням функціональних залежностей діючих на частинку сил від природних швидкостей потоку, а також при завданні форми частинки. Ці обставини викликають необхідність провести ряд методичних чисельних дослідів, що дозволяють порівняти результати розрахунку на ЕОМ з експериментальними дослідженнями. З цією метою була проведена серія чисельних дослідів для трьох наборів частинок із середніми діаметрами $d_{zp} = 1,4; 5,0; 10,0$ мм. Гра-

нулометричний склад частинок підкорявся нормальному закону розподілу зі середньоквадратичним відхиленням 0,3 мм. Середня за часом природна швидкість задавалася рівною швидкості, що не розминає, із заданою надійністю (0,99), отриманою за формулою Ц.Е. Мирцхулави [3]. Дисперсія швидкості задавалася перемінною.

На рис. 4 представлений графік залежності ймовірності зриву частинки від дисперсії придонної швидкості. Як видно, зі збільшенням дисперсії придонної швидкості ймовірність зриву збільшується. А при $\delta_v = 0,05-0,1$ ймовірність зриву близька до $P_{зр} = 0,01$, що відповідає експериментальним залежностям Мирцхулави.

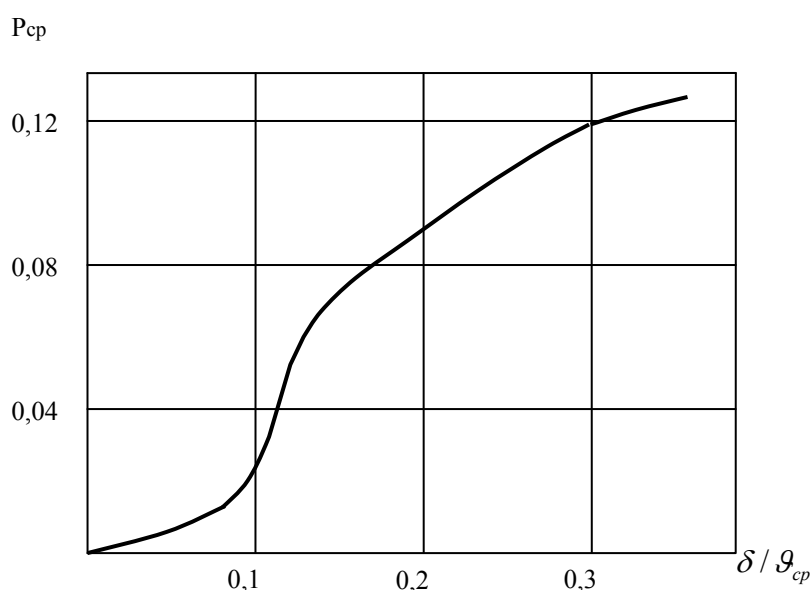


Рис. 4. -Графік залежності ймовірності зриву частинки від дисперсії придонної швидкості

Чисельні розрахунки також показали, що при збільшенні ступеня неоднорідності ґрунту ймовірність відриву частинок збільшується. Так, при збільшенні середньоквадратичного відхилення від середнього діаметра в 2 рази (від 0,2 мм до 0,4 мм при $d_{зр} = 1,4$ мм) призвело до ймовірності зриву в 2 рази, що викликано виносом більш дрібних частинок.

У результаті чисельного експерименту також встановлений важливий факт – характер виносу частинок істотно залежить від їхнього діаметра. При $d_{зр} = 1,4$ мм і менших діаметрах переважають відрив частинок без їхнього перекочування чи вертикальний виліт (умови (10, 11)). При великих діаметрах – виняткове перекочування (умова (12)). Аналогічна картина спостерігалася й в експерименті.

Надійність і стійкість алгоритму підтверджується також порівнянням з результатами аналітичного вирішення задачі.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Марков Ю.Г. Силовое воздействие потока на крепление русла нижнего бьефа из каменной наброски / Известия ВИИИГ. – Л.: Энергия, 1971. – Т. 97. – С. 95-100.
2. Мирцхулава Ц.Е. Размыв русел и методика оценки их устойчивости. – М.: Колос, 1967. – 180 с.
3. Допускаемая скорость водного потока для различных грунтов с заданной гарантией неразмываемости /

- Ц.Е. Мирцхулава, М.Ф. Складнев // Руслловые процессы и методика их моделирования. – Л.: Энергия, 1977. – С. 3-8.
4. Никитин И.К. Турбулентный русловый поток и процессы в придонной области. – К.: Изд. АН УССР, 1963. – 141 с.
5. Силовое воздействие потока на крупные частицы / Д.Л. Титовский Д.Л. // Труды МГМИ "Гидравлика". – М., 1981. – Том 68. – С. 127-135.
6. Yalin V.S. Mechanics of srdiment transport 2nd ed. – L.: Pergamon Press, 1977.
7. Березин И.С., Жидков И.П. Методы вычислений. – М., 1960. – Т. 2. – 620 с.
8. Кнут Д. Искусство программирования для ЭВМ: Полученные алгоритмы. – М.: Мир, 1977. – Т. 2. – С. 727.
9. Прикладные методы статистического моделирования. – Л.: Машмностроение, 1986. – Ленинградское отделение. – 320 с.

УДК 622.831.3 : 622.28.043

Канд. техн. наук И.Н. Слащев
(ИГТМ НАН Украины)

ШАХТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМ ПОДДЕРЖАНИЯ ШТРЕКОВ В УСЛОВИЯХ ЛЕГКООБРУШАЕМЫХ ПОРОД ЗАПАДНОГО ДОНБАССА

Наведені результати шахтних експериментальних досліджень особливостей роботи анкерних, рамно-арочних і комбінованих систем підтримання штреків в умовах порід, що легко обрушуються, представлені закономірності деформування виробки під впливом очисних робіт.

MINING RESEARCH OF SYSTEMS MAINTENANCE STABILITY COAL HEADING IN EASILY CAVE ROCK OF WESTERN DONBASS

The results of experimental studies of mining features of the roof bolting, arch and combined bolt-and-arch systems maintenance coal heading in easily cave rock, deformation regularities of under the influence of coal-extraction.

В Украине и за рубежом более 50 % угля добывается столбовыми системами разработки, которые признаны наиболее эффективными и производительными. Данная технология предусматривает предварительное проведение протяженных штреков (до 3 км), устойчивость которых должна быть обеспечена в течение всего срока службы выемочного столба (обычно 1-2 года). В сложных горно-геологических условиях (обводненность и газонасыщенность массива, тектоническая нарушенность и др.) протяженные выемочные штреки, вынужденно проведенные в легкообрушаемых глинистых породах, часто теряют свою устойчивость в течение малого промежутка времени после их проведения (иногда, еще до окончания подготовки выемочного столба). Это приводит к значительным затратам на их поддержание в рабочем и безопасном состоянии. Поэтому проблема обеспечения устойчивости подготовительных выработок остается одной из самых актуальных в угольной отрасли [1].

ИГТМ им. Н.С. Полякова НАН Украины разработан ряд методических, технологических и технических рекомендаций по безопасному и эффективному поддержанию подготовительных и капитальных выработок в условиях глубоких шахт [2]. Установлено, что наиболее результативными способами поддержания горных выработок в неустойчивых породах является применение систем анкерного и комбинированного рамно-анкерного крепления [3-5], которые активно внедряются на шахтах Донбасса. Для оценки эффективности работы ука-