

К.В. Лотоус, інж.  
Полтавський ГЗК  
О.Г. Стеценко, д.ф.-м.н., с.н.с.  
Інститут гідромеханіки НАНУ

### ДИНАМІКА ФОРМУВАННЯ ЗАРЯДУ ВИБУХОВОЇ РЕЧОВИНИ З РІДКОЮ ДОБАВКОЮ В ПОЛІМЕРНОМУ РУКАВІ, ПОПЕРЕДНЬО РОЗМІЩЕНОМУ В ЧАСТКОВО ОБВОДНЕНІЙ СВЕРДЛОВИНІ

*Розроблена математична модель, яка описує динаміку формування свердловинного заряду сипкої вибухової речовини з рідкою добавкою в полімерному рукаві, опущеному одним кінцем на дно частково обводненої свердловини. На базі результатів розрахунків виконано аналіз можливостей такого способу завантаження.*

**Вступ.** При формуванні зарядів вибухових речовин (ВР) сипкої структури широкого застосування набуло використання плівкових рукавів [1]. Спосіб заряджання свердловин, який нині застосовується, здійснюється за схемою, коли біля зарядного пристрою формується тіло ВР з певною стартовою масою, після початку руху якого продовжується завантаження ВР. Теоретичні дослідження процесу формування заряду ВР за такою схемою для сухих свердловин виконано у праці [2].

Для свердловин, частково заповнених водою, реалізація такої схеми завантаження пов'язана з можливістю порушення герметизації плівкових корпусів тіл ВР через можливі локальні пориви плівки внаслідок тертя об достатньо шорсткі стінки свердловин. Внаслідок цього в тіло ВР потраплятиме вода, що в багатьох випадках є вкрай небажаним явищем, оскільки це може не тільки погіршити ефективність вибуху заряду, але й зробити його неможливим.

Одним із способів запобігання пошкодженню плівкової оболонки є зміна схеми завантаження з метою усунення тертя оболонки об стінки свердловини. Такою може бути схема, суть якої полягає в тому, що перед завантаженням свердловини з поверхні ґрунту до її дна за допомогою деякого вантажу доставляється один кінець плівкової оболонки. Потім оболонка приводиться до натягнутого стану за допомогою спеціального пристрою. Всередину такого плівкового рукава і завантажуються ВР.

**Метою даної роботи** є розроблення математичної моделі, яка описує динаміку завантаження свердловини, частково заповненої водою, згідно з зазначеною схемою, проведення відповідних розрахунків, і оцінка на їх підставі можливостей застосування такого способу.

**Предметом дослідження** є динаміка завантаження вертикальної циліндричної свердловини глибиною  $H$  і радіусом  $R_2$ , заповненої водою з товщиною шару  $H_{0в}$ . Розглядаються сипкі ВР з рідкими добавками; середня густина ВР  $\rho_{ВР}$  більша від густини води  $\rho$ .

З метою спрощення вважається, що на всіх етапах руху тіло ВР має форму циліндра з радіусом  $R_1 = \theta R_2 < R_2$ . Рух тіла ВР розпочинається з поверхні ґрунту після досягнення ним певної стартової маси  $m_0$  і продовжується в неперервному режимі завантаження з постійною інтенсивністю  $Q$  (кг/с), до досягнення масою тіла заданої величини  $m_1$  (і відповідно довжини  $L_1$ ).

Для розв'язання даної задачі необхідно знати напружений стан всередині рухомого тіла ВР змінної маси, а також характер і величини гідродинамічних сил, які діють на нього при русі у воді.

#### Напружений стан сипкої ВР у плівковому тілі

Для визначення напруженого стану всередині циліндричного тіла сипкої ВР з рідкими добавками використовується напівемпіричний підхід, подібний до застосованого для ідеальних сипких речовин [3]. В ньому напружений стан характеризується двома параметрами – середньою по його перерізу поздовжньою напругою  $\bar{\sigma}(z)$  та дотичною напругою  $\tau(r, z)$ , яка, зважаючи на наявність рідких в'язких добавок у складі ВР, є змінною і вздовж радіальної координати  $r$ . Приймається, що всередині тіла в циліндричній системі координат, початок якої знаходиться в центрі верхньої основи циліндра, вісь  $z$  направлена вниз:

$$\tau(r, z) = k\xi \left(\frac{r}{R_1}\right)^n \bar{\sigma}_z(z) \quad (1)$$

де  $k$  – коефіцієнт тертя тіла об стінки плівкового рукава;  $\xi$  – коефіцієнт бокового тиску (розпору), який визначає зв'язок між радіальним тиском на стінку  $\sigma_z(R_1)$  та  $\bar{\sigma}_z$ . Значення сталих моделі  $k$ ,  $\xi$  та  $n$ , що визначаються експериментально. Необхідно зазначити, що в силу симетрії  $\tau(r, z)$  по  $r$  на осі тіла завжди має місце умова  $n > 1$ . Ідеальному сипкому середовищу [3] відповідає значення  $n = 0$ .

Використання процедури, детально описаної в [3], коли виділяється елементарний об'єм циліндричного тіла висотою  $dz$  і для нього складається умова рівноваги всіх сил, що діють в напрямку  $z$  (це – сила ваги, статичного тиску і середньоінтегрального значення дотичних напруг по перерізу) дозволяє одержати рівняння відносно  $\bar{\sigma}_z(z)$ :

$$\frac{d\bar{\sigma}_z}{dz} + k_* \bar{\sigma}_z - \rho_{\text{ВР}} g = 0, \tag{2}$$

де приведений коефіцієнт опору тертя  $k_*$  розмірністю  $\text{м}^{-1}$  дорівнює:

$$k_* = \frac{2k\xi}{R_1(n+2)}.$$

Рівняння (2) з очевидною граничною умовою  $\bar{\sigma}_z(0) = 0$  має такий розв'язок:

$$\bar{\sigma}_z = \frac{g\rho_{\text{ВР}}}{k_*} (1 - e^{-k_* z}). \tag{3}$$

На підставі (1) і (3) визначається сумарна сила опору тертя, яка діє на рухоме тіло ВР довжиною  $L$ .

$$F_{\tau} = 2\pi R_1 k \xi \int_0^L \bar{\sigma}_z(z) dz = \pi R_1^2 (n+2) g \rho_{\text{ВР}} \left[ 1 + \frac{1}{k_*} (e^{-k_* L} - 1) \right]. \tag{4}$$

### Утворення сипкої пробки

Для досліджуваного класу сипких ВР з рідкими добавками актуальним є явище утворення сипких пробок. При русі всередині циліндричного плівкового рукава тіла ВР в процесі збільшення його маси зростають нормальні і дотичні напруги. Завдяки наявності механізмів в'язкості та пластичності, обумовлених структурою складу ВР та присутністю рідкого компонента, при певних величинах напруг зчеплення частинок компонентів призводить до неможливості їх руху одна відносно іншої. Тоді вся маса ВР буде рухатись подібно до твердого тіла, на яке діють сила його ваги та сила тертя об стінки плівкового рукава. При певній довжині  $L_k$  і масі  $m_k$  ці сили можуть зрівнятись за величиною, що й відповідає утворенню сипкої пробки. Значення  $m_k$  і  $L_k$  залежать від діаметра плівкового рукава та приведенного коефіцієнта тертя  $k_*$ , який визначається структурою ВР. Величину  $L_k$  можна визначити з умови рівності сили ваги силі опору тертя (4) при  $L = L_k$ . В результаті має місце трансцендентне рівняння для  $L_k$ :

$$(n+1)L_k = \frac{n+2}{k_*} (1 - e^{-k_* L_k}), \tag{5}$$

єдиний розв'язок якого можна одержати з використанням чисельних методів.

З одержаного випливає, що процес завантаження свердловини, частково заповненої водою, може бути виконаний лише порційно з довжиною таких тіл, меншою від  $L_k$ .

### Гідродинамічні сили, що діють на рухоме тіло ВР

Коли тіло ВР всередині плівкового рукава досягає поверхні води, на нього починають діяти також сили гідродинамічної природи. Сумарна сила гідродинамічного опору складається з трьох складових – Архімедової сили плавучості  $F_a$ , сили тиску на головну частину тіла при його неусталеному русі  $F_p$  і сили в'язкої природи, обумовленої поздовжнім обтіканням тіла потоком витіснюваної води  $F_{p\tau}$ . Ці сили визначаються для двох характерних етапів руху тіла. Для їх визначення приймається, що тіло ВР рухається вздовж осі  $z$ , направленої вниз з початком на поверхні ґрунту, а координата  $z$  відповідає передньому зрізу тіла.

**1. Етап перетину вільної поверхні.** Він триває з моменту досягнення тілом поверхні води (при  $z = H - H_b$ ) доти, поки рівень води у свердловині, який при цьому піднімається, не досягне заднього зрізу тіла. Якщо на цьому етапі тіло пройде шлях  $z - H - H_b$ , то можна показати, що висота його змоченої частини  $L_3$  та швидкість підйому вільної поверхні  $V_{\text{вп}}$  визначаються ( $U(t)$  – швидкість руху тіла) таким чином:

$$L_3 = \frac{z - H + H_{0\text{в}}}{1 - \theta^2}; V_{\text{вп}} = \frac{\theta^2}{1 - \theta^2} U = \frac{\theta^2}{1 - \theta^2} \frac{dz}{dt}. \tag{6}$$

Тоді Архімедова сила:

$$F_a = \pi R_1^2 \rho g L_3. \tag{7}$$

Силу  $F_p$  можна визначити, використовуючи інтеграл Бернуллі для неусталеного руху ідеальної рідини, справедливий вздовж лінії течії [4]:

$$\frac{P}{\rho} + g(z - H + H_B) + \frac{V^2}{2} + l \frac{dV}{dt} = \text{const}, \quad (8)$$

де  $l$  – віддаль вздовж лінії течії від голови тіла;  $H_B(t)$  – товщина шару води в процесі його підйому;  $P$  і  $V$  – тиск і швидкість вздовж лінії течії.

Оскільки складова  $g(z - H + H_{0B})$  у (8) відповідає Архімедовій силі (7), надалі у виразі для  $F_p$  вона не враховується. Якщо в довільний момент часу записати (8) для точки перед рухомих тілом, де  $V = 0$ ,  $l = 0$  та для точки на вільній поверхні, де  $P = 0$ ,  $l = L_3$  і  $V = V_{вп}$ , то для  $P$  перед тілом має місце вираз (без урахування складової  $g(z - H + H_{0B})$ ):

$$P = \rho \left( \frac{1}{2} V_{вп}^2 + L_3 \frac{dV_{вп}}{dt} \right).$$

На підставі цього та (6)  $F_p$  виражається як

$$F_p = \pi R_1^2 P = \frac{\pi R_1^2 \rho \theta^2}{(1 - \theta^2)^2} \left[ \frac{1}{2} \theta^2 \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 + (z - H + H_{0B}) \frac{d^2 z}{dt^2} \right]. \quad (9)$$

Приймаючи режим руху води у зазорі між тілом ВР і стінкою свердловини ламінарним, для  $F_{p\tau}$  можна одержати вираз через величину перепаду тиску  $\Delta P$ , необхідного для подолання в'язкого опору потоку в коаксіальному циліндричному зазорі зі швидкістю  $U + V_{вп}$  [4]. Тоді:

$$F_{p\tau} = \pi R_1^2 \Delta P = \frac{8\pi\mu(z - H + H_{0B})\theta^2}{(1 - \theta^2)^2 [1 + \theta^2 + (1 - \theta^2)(\ln \theta)^{-1}]} \frac{dz}{dt}. \quad (10)$$

Наявність гідростатичного тиску на стінки тіла–рукава збільшить також силу тертя ВР на величину

$$\Delta F_{\tau} = 2\pi R_1 k \rho g \int_0^{L_3} z' dz' = \frac{\pi R_1 k \rho g (z - H + H_{0B})^2}{(1 - \theta^2)^2}. \quad (11)$$

**2. Етап руху під вільною поверхнею води.** На цьому етапі товщина шару води не змінюється, вона більша від початкової на  $L_1\theta^2$ , де  $L_1$  – довжина сформованого на попередніх етапах руху тіла. Гідродинамічні сили визначаються подібно до попереднього. Враховуючи, що тут  $V_{вп} = 0$  і  $L_3 = L_1$ :

$$F_a = \pi R_1^2 \rho g L_1; \quad (12)$$

$$F_p = \frac{\pi R_1^2 \theta^2 \rho L_1}{1 - \theta^2} \frac{d^2 z}{dt^2}; \quad (13)$$

$$F_{p\tau} = \frac{8\pi\mu\theta^2 L_1}{(1 - \theta^2) [1 + \theta^2 + (1 - \theta^2)(\ln \theta)^{-1}]} \frac{dz}{dt}. \quad (14)$$

Додаткова сила тертя, обумовлена гідростатичним тиском води:

$$\Delta F_{\tau} = 2\pi R_1 k \rho g \int_{z_* - L_1}^{z_*} z' dz' = \pi R_1 k \rho g \left[ 2(z - H + H_{0B} + L_1\theta^2)L_1 - L_1^2 \right], \quad (15)$$

де

$$(z_* = z - H + H_{0B} + \theta^2 L_1).$$

### Динаміка формування заряду ВР

Рух тіла починається в момент часу  $t = 0$  з початковою масою  $m_0$  вздовж осі  $z$ , направленої вниз. Координата  $z$ , яка описує положення тіла, відноситься до переднього зрізу. Після початку руху тіла продовжується його завантаження з постійною інтенсивністю  $Q$  (кг/с), до досягнення ним заданої маси  $m_1$  з відповідною довжиною  $L_1 < L_k$ .

Оскільки всі сили, які діють на рухоме тіло, направлені вздовж осі  $z$ , їх можна перенести в одну точку, наприклад, центр переднього зрізу, і надалі розглядати тіло як рухома матеріальну точку змінної маси  $m(t)$ , динаміка руху якої описується рівнянням Мещерського [5]:

$$m \frac{dU}{dt} = mg - F_s + U_c \frac{dm}{dt}, \quad (16)$$

де  $U_c = U_g - U$  – відносна швидкість маси ВР, яка в процесі падіння приєднується до сформованого тіла в момент дотику з швидкістю  $U_g$ ;  $F_s$  – сумарна сила опору. Рівняння (16) розв'язується з початковими умовами

$$z(0) = z_0; \quad \frac{dz}{dt}(0) = U(0) = 0, \quad (17)$$

що становить класичну задачу Коші для звичайного диференціального рівняння.

Якщо знехтувати опором частинок падаючої ВР, величина  $U_g$  відповідає швидкості вільного падіння:

$$U_g = \left\{ 2g [z(t) - L(t)] \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Зміни маси тіла та його довжини в процесі завантаження відбуваються як

$$m(t) = Q(t - t_*) + m_0; \quad L(t) = \frac{Q(t - t_*) + m_0}{\pi R_1^2 \rho_{ВР}}, \quad (18)$$

де  $t_*$  – час підльоту частинок ВР в режимі вільного падіння:

$$t_* = \sqrt{2g^{-1} [z - L(t)]}.$$

Сила опору  $F_s$  визначається неоднаково для різних етапів руху тіла ВР. Таких характерних етапів три:

1. Рух на сухій ділянці свердловини.
2. Рух в період перетину тілом вільної поверхні води.
3. Рух в період, коли все тіло знаходиться у воді.

**На першому етапі руху** сила опору  $F_s$  має дві складові –  $F_\tau$  і  $F_{\tau c}$ . Величина  $F_\tau$  визначається виразом (4), а сила  $F_{\tau c}$ , яка характеризує опір, обумовлений наявністю злипання плівки, невелика і незмінна в часі; її можна представити у вигляді:

$$F_{\tau c} = \pi R_1 k_{\tau c}, \quad (19)$$

де  $k_{\tau c}$  – коефіцієнт опору злипання.

Рівняння руху (16) в цьому випадку має вигляд:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = mg - F_\tau - F_{\tau c} + U_c \frac{dm}{dt} \quad (20)$$

з початковими умовами (17). Тут  $m(t)$  змінюється відповідно до (18).

**На другому етапі руху**

$$F_s = F_\tau + F_a + F_p + F_{p\tau} + F_{\tau c},$$

де

$$F_\tau = 2\pi R_1^2 (n + 2) g \rho_{ВР} \left[ 1 + \frac{1}{k_*} (e^{-k_* L} - 1) \right] + \frac{\pi R_1^2 k \rho g (z - H + H_{об})^2}{(1 - \theta^2)^2},$$

а  $F_a, F_p, F_{p\tau}$  і  $F_{\tau c}$  визначаються відповідно виразами (7), (9), (10) і (19).

Якщо завантаження продовжується, рівняння (16) представляється як

$$m_* \frac{d^2 z}{dt^2} = mg - F_\tau - F_a - F_{p*} - F_{p\tau} - F_{\tau c} + U_c \frac{dm}{dt}. \quad (21)$$

Його початкові умови:

$$z(t_1) = H - H_{об}; \quad \frac{dz}{dt}(t_1) = U_1, \quad (22)$$

де  $U_1$  – швидкість руху тіла в момент досягнення ним води.

У рівнянні (21)  $m_*$  враховує наявність прилученої маси, яка міститься у складовій  $F_p$ , а  $F_{p*}$  – складова  $F_p$ , обумовлена рухом вільної поверхні:

$$m_* = m(t) + \frac{\pi R_1^2 \theta^2 \rho (z - H + H_{об})}{(1 - \theta^2)^2}; \quad F_{p*} = \frac{\pi R_1^2 \rho \theta^4}{2(1 - \theta^2)^2} \left( \frac{dz}{dt} \right)^2.$$

Якщо задана маса тіла  $m_1$  досягнута на першому етапі, то рівняння руху спрощується; у (21) треба замінити  $m(t)$  на  $m_1$ .

**На третьому етапі руху** рух тіла описується таким рівнянням:

$$m_{*1} \frac{d^2 z}{dt^2} = m_1 g - F_\tau - F_a - F_{p\tau} - F_{\tau c} \quad (23)$$

з початковими умовами

$$z(t_2) = z_2; \quad \frac{dz}{dt}(t_2) = U_2, \quad (24)$$

де  $z_2$  – координата переднього зрізу тіла в момент часу, коли рівень води досяг його заднього зрізу;  $U_2$  – швидкість тіла в цей момент, і

$$m_{*1} = m_1 + \frac{\pi R_1^2 \theta^2 \rho L_1}{1 - \theta^2},$$

$$F_{\tau} = \pi R_1^2 (n + 2) g \rho_{\text{ВР}} \left[ 1 + \frac{1}{k_*} (e^{-k_* L_1} - 1) \right] + \pi R_1 k \rho g \left[ 2(z - H + H_{\text{ов}} + L_1 \theta^2) L_1 - L_1^2 \right],$$

а  $F_a$ ,  $F_{p\tau}$  і  $F_{\tau c}$  визначаються виразами (12), (14) і (19) відповідно. Складова  $F_{p*}$  на цьому етапі дорівнює нулю в силу того, що  $V_{\text{пв}} = 0$ .

### Експериментальне визначення сталих моделі

Сформульована задача динаміки руху містить невідомі сталі моделі  $k$ ,  $\xi$ ,  $n$ ,  $k_{\tau c}$ . Для їх визначення виконані експериментальні вимірювання модельних процесів динаміки руху сипких ВР і використані отримані теоретичні результати.

Значення  $k_{\tau c}$  знаходилося з найпростішого експерименту, коли злиплу півку трохи розділяли і засипали всередину ВР. Найменша маса ВР, при якій вона починала рухатись, визначала величину  $F_{\tau c}$ , отже, і  $k_{\tau c}$ . Вимірювання цієї величини, згідно з (19), показали, що  $k_{\tau c} = 3 \text{ Н}\cdot\text{м}^{-1}$ .

Для визначення  $k$ ,  $\xi$ ,  $n$  виконані три типи експериментальних вимірювань:

- 1) проходження тілом ВР фіксованого шляху у пливці-рукаві;
- 2) вимірювання критичної довжини (сипкої пробки);
- 3) вимірювання глибини занурення тіла фіксованої маси у воду при завантаженні його у півку, попередньо розмішену у воду до дна макета свердловини. Через досить високої детермінованість вимірюваних в експерименті величин не спостерігалось наявності широких діапазонів їх зміни при проведенні експериментів. Тому в кожному з експериментів вибірка складала 8...10 реалізацій, а самі вимірювані величини визначались як середнє арифметичне по всіх реалізаціях.

В результаті виконаних експериментів з ВР полімікс ГР1/8 + КЖУ визначені константи моделі. Для даного типу ВР  $k = 0,28$ ;  $n = 2,27$ ;  $\xi = 0,61$ ;  $k_* = 0,8 \text{ м}^{-1}$ .

Для  $R_1 = 0,1$  отримано  $L_k = 0,7 \text{ м}$ . Наведені параметри були використані в модельних розрахунках.

### Результати чисельного моделювання процесу завантаження свердловини

На базі розробленої моделі були виконані розрахунки процесу формування свердловинного заряду ВР полімікс ГР1/8 + КЖУ. Розрахунки виконані для свердловин діаметром  $2R_2 = 0,25 \text{ м}$  і для пливкових рукавів діаметром  $2R_1 = 0,2 \text{ м}$ . Розглянуто три варіанти глибини свердловини – 15, 20 і 30 м. Завданням розрахунків було визначення максимальної товщини шару води  $H_{\text{вм}}$  у свердловині, при якій порційне тіло заданої маси досягне дна свердловини для заданої величини інтенсивності завантаження  $Q$ . Для розв'язання сформульованих задач Коші використовувався чисельний метод Рунге–Кутта [6]. В процесі розрахунків було виявлено, що максимальна товщина шару води, яка може бути пройдена порційним тілом, відповідає режиму завантаження, коли задана маса тіла досягається безпосередньо перед його контактом з водою. Таким чином, для досягнення найбільшої ефективності процес неперервного завантаження повинен закінчитись в кінці першого етапу руху.

Результати відповідних розрахунків  $H_{\text{вм}}$ , які може пройти сформоване порційне тіло довжиною  $L_1 = 0,6 \text{ м}$ , наведені на рис. 1.

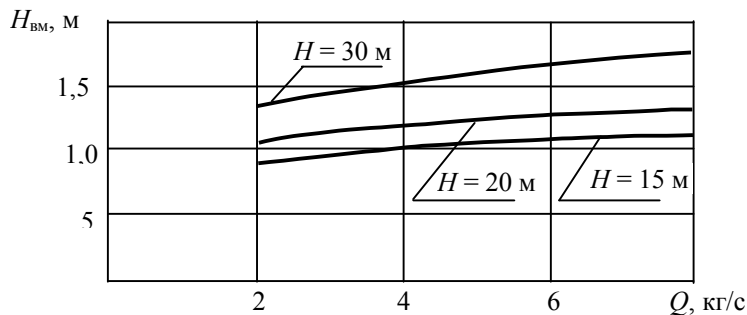


Рис. 1

На рис. 2 представлена залежність величини початкової маси  $m_0$ , яка забезпечує відмічену оптимальність процесу, від величини  $Q$ . Для даних  $H$  ці величини достатньо близькі.

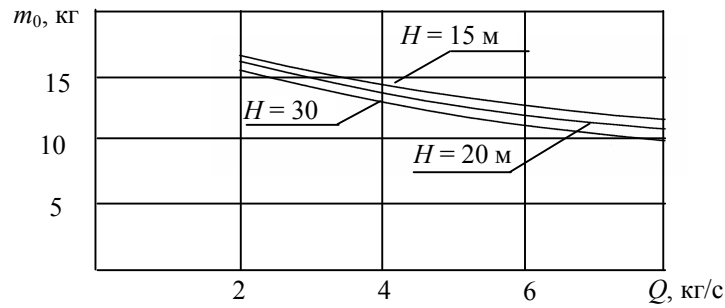


Рис. 2

Як випливає з представлених результатів, порційне тіло з  $L < L_k$  може досягти дна свердловини лише для невеликих товщин шару води в ній (порядку метрів). На рис. 3 для  $H = 20$  м,  $H_{об} = 1,21$  м,  $m_0 = 13,8$  кг,  $Q = 4$  кг/с наведено характер руху тіла, зміна його швидкості і маси в процесі руху, а на рис. 4 – відповідно зміна всіх складових сил, що діють на тіло (тут  $F_g = U_c \frac{dm}{dt}$ ).

Аналіз рис. 3 і 4 показує, що головною причиною малих значень  $H_{вм}$  є великі значення сил опору гідродинамічної природи. З них найбільш суттєвими є сила тиску  $F_p$ , Архімедова сила  $F_a$  і сила тертя  $F_{\tau}$ . Складовими  $F_{\tau c}$  і  $F_{\tau \tau}$  можна нехтувати. Головним фактором, який перешкоджає проникненню тіла ВР на великі глибини, є сила тертя  $F_{\tau}$ , особливо та її складова  $\Delta F_{\tau}$ , яка обумовлена наявністю зовнішнього гідростатичного тиску води. Вона невинно зростає з глибиною занурення і швидко стає домінуючою, в декілька разів перевищуючи власну вагу тіла.

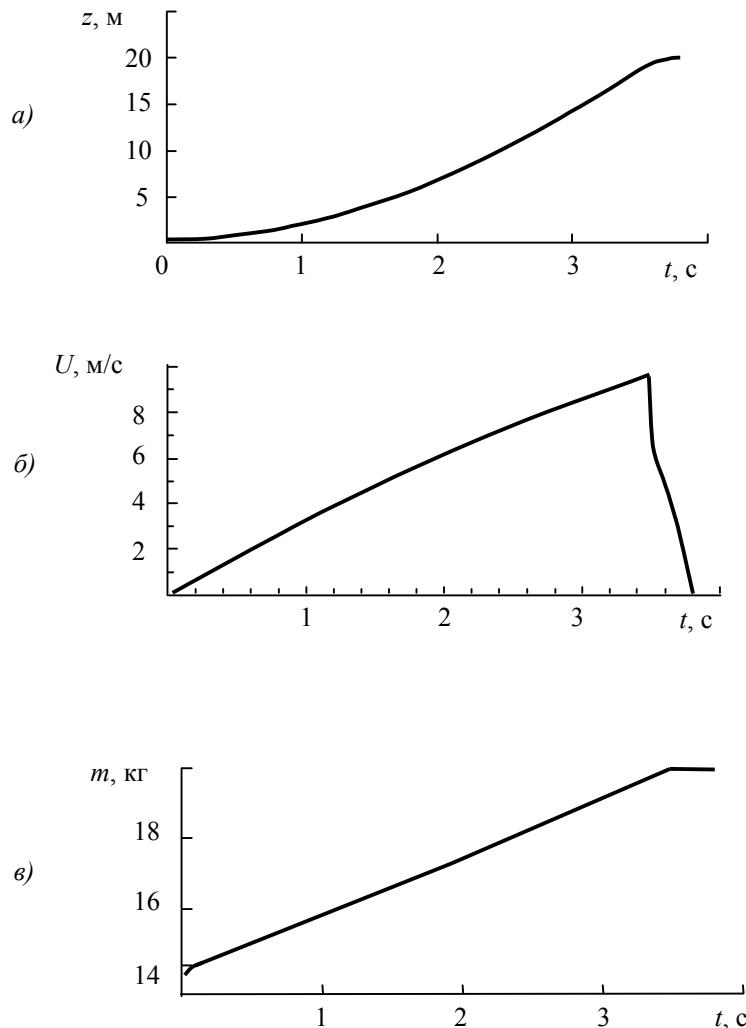


Рис. 3

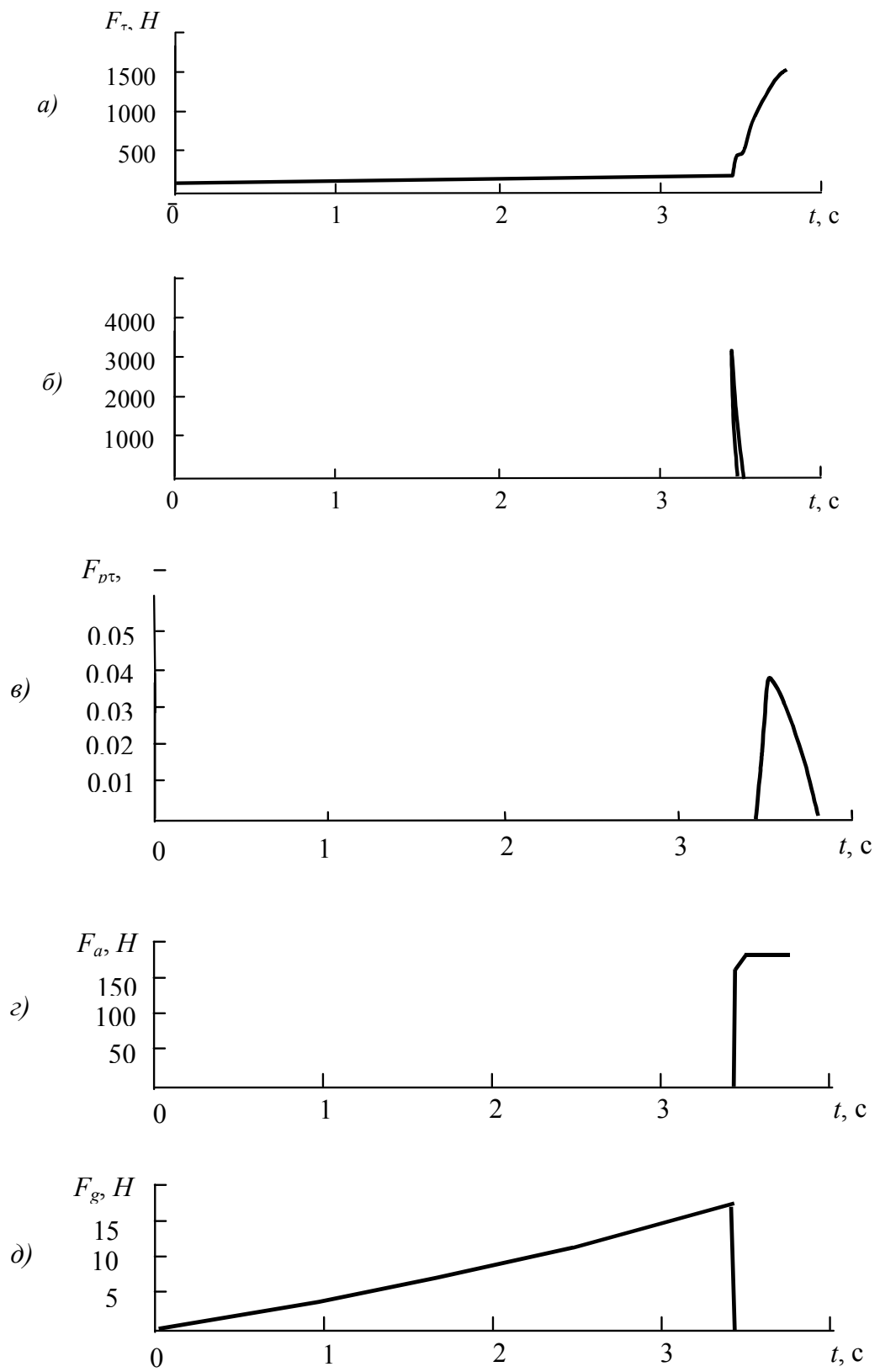


Рис. 4

**Висновки.** Розглянута схема формування свердловинного заряду може бути ефективною лише для свердловин, товщина шару води в яких складає величину порядку метрів, отже, не може бути універсальною. Можливі шляхи розширення діапазону “прохідних” товщин шарів води повинні бути пов’язані зі зменшенням Архімедової сили та сили опору тертя, що діють на тіло при його русі у воді.

Окремої уваги при реалізації розглянутої тут схеми завантаження заслуговує технічне забезпечення нерозривності плівкового корпусу в момент удару тіла ВР по стисненому водою плівковому рукаву, що викликає динамічний ривок у місці кріплення рукава на горизонті ґрунту.

Автори висловлюють щире подяку А.В. Прокопенку і А.Л. Гану за допомогу в організації і проведенні експериментальних вимірювань.

#### ЛІТЕРАТУРА:

1. Прокопенко В.С. Обґрунтування ефективності вибуху свердловинних зарядів у полімерних оболонках // Вісник Національного технічного університету “Київський політехнічний інститут”. Серія “Гірництво”. – К.: НТУУ “КПІ”. – Вип. 1. – С. 52–56.
2. Прокопенко В.С. Динаміка формування свердловинних зарядів вибухових речовин у полімерних оболонках // Вісник Національного технічного університету “Київський політехнічний інститут”. Серія “Гірництво”. – К.: НТУУ “КПІ”. – Вип. 2. – С. 41–50.
3. Граник В.Т. О вероятностной модификации теории сыпучей среды // Прикл. механика. – К., 1986. – 22. – № 3. – С. 84–91.
4. Повх И.М. Техническая гидромеханика. – Л.: Машиностроение, 1968. – 524 с.
5. Савин Г.Н., Кильчевский Н.А., Путята Т.В. Курс теоретической механики. – К.: ГИТЛ, 1957. – 358 с.
6. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. – М.: Наука, ГРФМЛ, 1973. – 831 с.

ЛОТООС Костянтин Вікторович – інженер, заступник головного інженера Полтавського гірничо-збагачувального комбінату.

Наукові інтереси:

– руйнування скельних гірських порід вибухом.

Тел.: 8-05348-2-49-54.

СТЕЦЕНКО Олександр Григорович – доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, завідувач відділу вихрових рухів Інституту гідромеханіки Національної академії наук України.

Наукові інтереси:

– динаміка стратифікованих середовищ;

– гідродинаміка руху тіл.

Тел.: 453-26-53.

Подано 02.03.2006