

ПОРІВНЯННЯ РОЗВ’ЯЗКІВ ДИФЕРЕНЦІЙНОГО РІВНЯННЯ РУХУ РІДИНИ ЗМІННОЇ МАСИ ДЛЯ НАПІРНИХ РОЗПОДІЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ

© Чернюк В.В., Орел В.І., 2007

Проведено аналіз, порівняння й експериментальну перевірку відомих методик розрахунку напірних розподільних трубопроводів. Методика, розроблена В. Чернюком (НУ “Львівська політехніка”), якнайточніше відповідає результатам експериментів.

The analysis, comparison and experimental verification of the known methods of the pressure distributive pipelines calculation of are fulfilled. The method, developed by V. Chernyuk (Lviv Polytechnic National University), more precisely correlated with the experimental results.

Вступ. Напірні трубопроводи з дискретною шляховою роздачею рідини застосовуються у різних галузях: водопостачанні й водовідведенні (трубчасті розподільні системи очисних споруд, розсосереджені випуски стічних вод); іригації (краплинне, внутрішньогрунтове й поверхневе зрошення); вентиляції (припливні системи); водному транспорту (розподільні системи живлення шлюзів і великогабаритних сухих доків); металургійній промисловості (системи охолодження) тощо. Робилось багато спроб створити математичні моделі напірних потоків зі шляховою роздачею рідини, які були б придатні для практичних розрахунків розподільних трубопроводів (РТ) [1–12]. Успіхом увінчались методики, в основу яких покладено диференціальне рівняння руху рідини змінної маси:

$$\frac{\alpha_o}{g} V dV + d\left(\frac{p}{\gamma}\right) + dz + i_f dx + \frac{V^2}{g} d\alpha_o + \frac{\alpha_o(V - v \cos \beta) \cdot V}{g} \cdot \frac{dQ_1}{Q} + \frac{\alpha_o(v \cos \varphi - V) \cdot V}{g} \cdot \frac{dQ_2}{Q} = 0, \quad (1)$$

де $\frac{\alpha_o(V - v \cos \beta) \cdot V}{g} \cdot \frac{dQ_1}{Q}$ відноситься до приєднання маси, а $\frac{\alpha_o(v \cos \varphi - V) \cdot V}{g} \cdot \frac{dQ_2}{Q}$ – до її відділення від основного потоку [1, с. 17].

Г.А. Петров вважає, що “...за сучасного стану гідравліки визначити наперед закон зміни коригування кількості руху α_o не є можливим, а оскільки границі його зміни невеликі, то для практичних задач без великої помилки можна взяти значення α_o постійним” [1, с.17]. Тоді п’ятий член $\frac{V^2}{g} d\alpha_o$ у рівнянні (1) випадає.

Отож, для випадку тільки приєднання частинок рідини до основного потоку, тобто для трубопроводів-збирачів (ТЗ), рівняння (1) запишеться так:

$$\frac{\alpha_o(2V - v \cos \beta)dV}{g} + d\left(\frac{p}{\rho g}\right) + \sin \psi \cdot dl + dh_l = 0 \quad (2)$$

для випадку тільки від’єднання частинок рідини від основного потоку, тобто для РТ (в [1] не наводиться):

$$\frac{\alpha_o(v \cos \varphi - 2V)dV}{g} + d\left(\frac{p}{\rho g}\right) + \sin \psi \cdot dl + dh_l = 0, \quad (3)$$

де $\sin\psi \cdot dl = dz$ – геометрична висота живого перерізу потоку; $dh_l = i_f dx$ – втрати напору на тертя по довжині трубопроводу.

Мета роботи – проаналізувати, порівняти й експериментально перевірити відомі розв’язки диференційного рівняння руху рідини змінної маси для напірних РТ та методик розрахунку останніх.

1. Аналіз відомих методик розрахунку РТ

1.1. Методика, розроблена В.Н. Коваленком і В.І. Бойком (ХДТУБА, Харків) [7]

В основу цієї методики покладено рівняння руху рідини змінної маси (1). Її автори додатково ввели в (1) “імпульс внутрішньої сили гідравлічного опору взаємодії струминки, що відділяється, з основною струминкою, яка для останньої є зовнішньою силою тертя” [7]. До того ж врахували в (1) кінетичну енергію струминки, що відділяється, внаслідок чого після низки перетворень рівняння (1) набуло вигляду рівняння Д. Бернуллі [7]:

$$\frac{\alpha v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz + \frac{\int \lambda v^2 dx}{2D} + k = const, \quad (4)$$

де $D = const$ – діаметр труби; $k = k_{(x)} = k_1 + k_2$ – віднесена до одиниці маси енергія, яка витрачається на роботу внутрішніх сил тертя за винятком сили гідравлічного опору взаємодії струминок рідини; $k_1 = \zeta \cdot \zeta_1 \frac{(v_1 - v_2)^2}{2}$ – питома енергія, що витрачається на розширення потоку (у циліндричному РТ на ділянці відділення струменя основний потік розширюється і деформується); $v_1 = const$ і $v_2 = const$ – середня швидкість руху рідини до і після розширення потоку відповідно у перерізах $x_1 = const$ і $x_2 = const$; ζ – коефіцієнт, який залежить від кута розширення потоку; ζ_1 –

коефіцієнт, який враховує зміну витрати основного потоку, $\zeta_1 = \frac{\int_{x_1}^{x_2} v dx}{v_1(x_2 - x_1)}$; $k_2 = \frac{0,2nd_1v_2v_1}{2D}$ – питома енергія, яка витрачається під час деформації потоку у місцях зварних відгалужень; $k_2 = 0$ для РТ із дірчастих труб; d_1 – діаметр відгалуження; n – коефіцієнт, $n = 1$ для трійника, $n = 2$ для хрестовини.

Допустивши, що за дискретного відділення потоку через окремі відгалуження на ділянках останніх можна знехтувати втратами енергії на тертя, зміною положення осі основного потоку, нелінійністю закону зміни витрати, автори [7] трансформували рівняння (4) до такого вигляду:

$$\frac{p_1 - p_2}{\rho} = \alpha_o \left(v_2^2 + \frac{v_3^2 d_1^2 \cos \varphi}{D^2} - v_1^2 \right) + \frac{kv_1^2}{2} + \frac{0,2nd_1v_1v_2}{2D}, \quad (5)$$

де $\alpha_o = 1,035$ – корегування кількості руху; $v_3 = const$ – середня швидкість руху струмини, що відділяється; φ – кут між напрямками руху основного потоку і струменя, який від’єднується.

З використанням експериментальних даних інших дослідників з рівняння (5) було отримано формулу [7]

$$\zeta = 2 \cdot \frac{2\alpha_o \left[\left(\frac{Q_3}{Q_1} \right)^2 \left(1 + \cos \varphi \cdot \frac{D^2}{d_1^2} \right) - 2 \frac{Q_3}{Q_1} \right] + k + \alpha \frac{Q_3}{Q_1} \left(2 - \frac{Q_3}{Q_1} \right)}{\left(\frac{Q_3}{Q_1} \right)^2 \left(2 - \frac{Q_3}{Q_1} \right)}, \quad (6)$$

де $Q_3 = const$ – витрата струмини, що від'єднується; $Q_1 = const$ – витрата основного потоку у перерізі труби x_1 до відгалуження.

Загалом методику [7] можна застосувати для розрахунку усього РТ, обчислюючи витрату рідини Q_3 крізь кожен окремо взятий випускний отвір РТ і втрати напору $\frac{P_1 - P_2}{\rho}$ переважно в потоці на кожній окремо взятій ділянці відгалуження, а також втрати напору на кожній ділянці РТ між випускними отворами. І так по усій довжині РТ, йдучи від голови РТ до його кінця. Очевидно, що розрахунок РТ за методикою [7] необхідно робити у декілька наближень. Спочатку потрібно задатись значеннями напору і витрати рідини на вході у РТ. Провести розрахунок. Якщо отриманий шляховий розподіл рідини у РТ нас не влаштовує, то потрібно цикл розрахунку повторити. І так доти, доки поставлена умова шляхової роздачі рідини буде забезпечена.

Варто зауважити, що під час виведення розрахункового рівняння (5) прийнято лінійний закон зміни витрат струмин, які від'єднуються, що не відповідає дійсній картині розглядуваного явища.

Нам не відомі публікації, у яких розв'язок [7] було б завершено розробкою методики розрахунку усього РТ.

1.2. Методика А.М. Кравчука (КНУБА, Київ) [8, 9]

Основи методики заклали О.А. Василенко і В.В. Смыслов [13], розглядаючи напірні ТЗ, тобто потоки з приєднанням маси. Вони, знехтувавши у рівнянні (2) членом $\alpha_o v \cdot \cos \varphi \cdot dV / g$, розв'язували (2) разом з рівнянням, яке описує приплив рідини у порожнину трубопроводу-збирача через отвір у його стінці:

$$q = \frac{dQ}{dx} = \mu a \sqrt{2g(H-h)}, \quad (7)$$

де q – витрата на одиницю довжини ТЗ; μ – середній по довжині ТЗ коефіцієнт витрати вхідних отворів; $a = \frac{\sum \omega_o}{l}$ – площа вхідних отворів, віднесена до одиниці довжини ТЗ; h – п'єзометричний напір у порожнині ТЗ; H – те саме, ззовні ТЗ.

А.М. Кравчук [8] і Д.О. Чернишов [9] розвинули методику [13], приклавши її до розрахунку напірних розподільних трубопроводів. При цьому вони застосували для РТ рівняння (2) та ввели знак мінус у вираз (7) і записали його у такому вигляді:

$$q = -\frac{dQ}{dx} = -\mu a \sqrt{2gh}, \quad (8)$$

де q – витрата рідини, що витікає крізь отвір у стінці РТ.

Систему рівнянь (2) і (8) було виражено [8, 9] у безрозмірних координатах:

$$\frac{d\bar{Q}}{f dx} \cdot \frac{d^2 \bar{Q}}{f dx^2} + A \bar{Q} \frac{d\bar{Q}}{dx} + \zeta_l \frac{\bar{Q}^2}{2} = 0; \quad (9)$$

$$-\frac{d\bar{Q}}{dx} = -\bar{h}, \quad (10)$$

де $\bar{Q} = \frac{Q}{Q_n}$; Q – витрата основного потоку в перерізі x РТ; Q_n – те саме на початку РТ;

$$\bar{h} = \frac{\sqrt{2gh}}{V_n}.$$

Підстановкою (10) у (9) було одержано [8, 9] рівняння з однією невідомою величиною \bar{Q} :

$$-\frac{d^2 \bar{Q}}{dy^2} \cdot \frac{d\bar{Q}}{dy} - B \bar{Q} \frac{d\bar{Q}}{dy} + C \bar{Q}^2 = 0, \quad (11)$$

де $A = 2 - m$; $B = A \bar{f}^2$; $C = \frac{\zeta_l \bar{f}^2}{2}$; $\bar{f} = \frac{\mu_p a l}{\Omega}$; $a = \frac{\Sigma \omega_o}{l}$; $m = \frac{v \cos \varphi}{V}$ – коефіцієнт маси, що від'єднується; v – швидкість витікання струминки з отвору у стінці РТ; V – швидкість основного потоку; φ – кут між напрямками руху струминки й основного потоку; μ_p – коефіцієнт витрати отвору, приймається у [8, 9] $\mu_p = const$ вздовж РТ; $\zeta_l = \lambda_p \frac{l}{D}$ – коефіцієнт опору розподільного трубопроводу; λ_p – гідравлічний коефіцієнт тертя; вздовж РТ приймається у [8, 9] $\lambda_p = const$; $\bar{y} = l - \bar{x}$ – відносна відстань, вимірювана проти течії від кінця РТ; $\bar{x} = x/l$ – те саме за потоком від початку РТ.

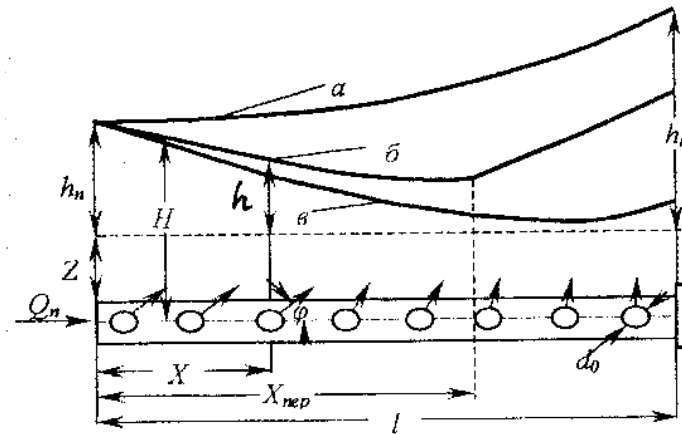


Рис. 1. Схема роботи і вигляд п'езометричних ліній в напірних РТ:
а – стосовно короткого; б – проміжного; в – стосовно довгого [8, 9]

Для РТ різних довжин (коротких, проміжних, довгих) отримано відмінні розв'язки рівняння (11). Згідно з [8, 9] для порівняно коротких РТ п'езометрична лінія постійно зростає вздовж основного потоку (рис. 1, крива а). У розподільних трубопроводах проміжної довжини вона спочатку понижується, має точку перегину $x_{пер}$, а потім підвищується (рис. 1, крива б). У довгих РТ п'езометрична лінія спадає вздовж течії і досягає найнижчого положення в кінці РТ (рис. 1, крива в).

Розв'язки, подібні до (12), отримано у [8, 9] для коротких, проміжних і довгих трубопроводів, але тільки для турбулентного режиму руху рідини. Для довгого РТ, яким є наш експериментальний РТ, який ми використовуємо для порівняння розглядуваних методик, корені рівняння (11) такі [8, 9]:

$$\bar{Q} = \frac{sh(k\bar{y})}{s \cdot hk}; \quad \bar{h} = \frac{k \cdot ch(k\bar{y})}{f \cdot shk}, \quad (12)$$

де k знаходять з виразу $k^3 - Bk + C \operatorname{tg}(k\bar{y}) = 0$, або за графіком, показаним на рис. 2.

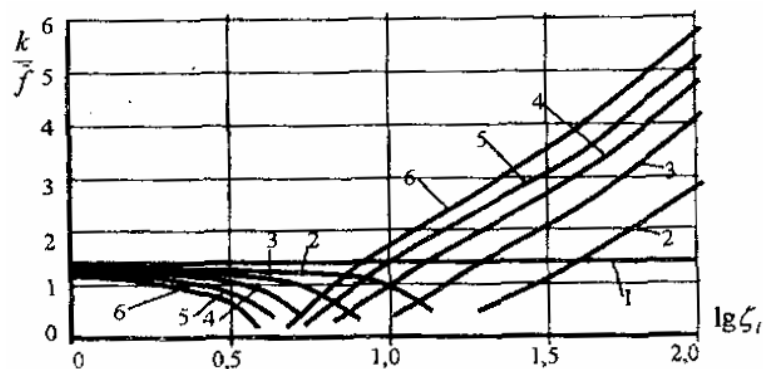


Рис. 2. Графік для визначення коефіцієнта k для формул (9) за різних \bar{x} :
(1) – 1; (2) – 0,8; (3) – 0,6; (4) – 0,4; (5) – 0,2; (6) – 0 [9]

Отож, за методикою [8, 9] згідно з рис. 2 РТ розбиваємо на п'ять рівних за довжиною частин, а параметри \bar{Q} і \bar{h} обчислюємо для перерізів, що є на межі цих ділянок. Приймаємо згідно з [8, 9] для всієї довжини РТ коефіцієнт гідравлічного тертя зі значенням $\lambda = 0,03 = const$, як для ділянки гідравлічно шорстких труб (автомодельного опору), за графіком, показаним у [9, с. 13]. Розрахунок зводимо у таблицю.

Розрахунок за методикою А.М. Кравчука і Д.О. Чернишова [8, 9]

k/\bar{f}	k	$\bar{y} = 1 - \bar{x}$	$k \cdot \bar{y}$	\bar{Q}	$Q, \text{см}^3/\text{с}$	$q, \text{см}^3/\text{с}$	q/q_1	\bar{h}
$\mu_p = 0,788; \bar{f} = 1,317; \zeta_l = 8,192; lg \zeta_l = 0,913; Q_n = 160,22 \text{ см}^3/\text{с}$								
1,413	1,861	0,0	0,000	0,000	0,00			0,451
1,152	1,517	0,2	0,303	0,142	22,75	22,75	0,5050	0,556
0,311	0,410	0,4	0,164	0,391	62,61	39,86	0,8847	0,749
0,644	0,848	0,6	0,509	0,557	89,24	26,64	0,5912	0,765
1,065	1,402	0,8	1,122	0,719	115,17	25,92	0,5754	0,947
1,391	1,832	1,0	1,832	1,000	160,22	45,05	1,0000	1,464

1.3. Методика В.В. Чернюка (НУ “Львівська політехніка”, Львів) [12]

На ділянці розгалуження Г.А. Петров виділяє силу S , яка заміняє дію відкиненої частини струминки, що від'єднується [1, с. 47, 52]. У [10] у диференційне рівняння руху рідини змінної маси введено компоненту сили S , з урахуванням якої рівнянню (3) для РТ надано такий вигляд

$$\frac{2\alpha_o(v \cos \varphi - V)dV}{g} + d\left(\frac{p}{\rho g}\right) + \sin \psi \cdot dl + dh_l = 0, \quad (13)$$

де компонента сили S врахована коефіцієнтом 2 за доданка $\alpha_o v \cos \varphi \cdot dV/g$.

Основний потік формується у порожнині РТ дискретним від'єднанням від нього струминок, які під дією напору $H_{(x)}$ витікають зі швидкостями $v_{(x)}$ через отвори у стінці РТ. До того ж $m_{(x)} = v_{(x)} \cos \varphi / V_{(x)} \neq const$. Змінні V , dV , v , dp , dh_l , dl в (10) виражено через напір

$H_{(x)} = \frac{p_{(x)}}{\rho g} - x \sin \psi + \alpha \cos \varphi \frac{V_{(x)}^2}{2g}$, який діє на поверхню живого перерізу випускного отвору і

через незалежну змінну відстань x [11, 12]. При цьому враховано дію швидкісного напору основного потоку на поверхню живого перерізу випускного отвору $\alpha \cos \varphi \frac{V_{(x)}^2}{2g}$ і змінний характер

гідравлічного коефіцієнта тертя $\lambda_{(x)} \neq const$ на різних ділянках РТ. Отже, із рівняння (13) для циліндричного РТ одержано нелінійне інтегро-диференційне рівняння напірного руху рідини з дискретною шляховою роздачею маси щодо невідомої функції $H_{(x)}$ [12]:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2g\omega^2 D} \cdot d\left[\lambda_{(x)} \cdot (Q_{(0)} - b \int_0^x H_{(x)}^{1/2} dx)^2 \cdot x\right] - \frac{2\alpha_o ab H_{(x)} \cos \varphi \cdot dx}{g\omega} + \\ & (2\alpha_o + \alpha \cdot \cos \varphi) \cdot (Q_{(0)} - b \int_0^x H_{(x)}^{1/2} dx) \cdot b H_{(x)}^{1/2} dx \\ & + \frac{}{g\omega^2} + dH_{(x)} + 2 \sin \psi \cdot dx = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

де $Q_{(0)}$ – витрата рідини на вході в РТ, $Q_{(0)} = const$; a і b – коефіцієнти, $a = \varphi \sqrt{2g} = const$, $m^{0,5}/c$; $b = n\mu\omega_o \sqrt{2g} = const$, $m^{1,5}/c$; n – кількість отворів, яка припадає на одиницю довжини РТ, m^{-1} .

Оскільки у загальному випадку на різних ділянках РТ одночасно існують неоднакові режими руху рідини, то рівняння (14) розв'язано для ламінарного режиму течії та трьох ділянках опору турбулентного плину рідини (гідравлічно гладких труб; перехідної; гідравлічно шорстких труб). Ці ділянки гідравлічного опору РТ межують одна з одною вздовж РТ. Для усіх чотирьох ділянок опору отримано один і той самий розв'язок [12]:

$$b \int_0^x H_{(x)}^{1/2} dx = bx \cdot \left[H_{(0)}^{1/2} + \frac{bx}{2g\omega} \left(\alpha_o v_{(0)} \cos \varphi - \frac{2\alpha_o + \alpha \cdot \cos \varphi}{2} V_{(0)} \right) - \frac{1}{4H_{(0)}^{1/2}} \left(\lambda_{(x)} \frac{x}{D} \frac{V_{(0)}^2}{2g} + 2x \cdot \sin \psi \right) \right], \quad (15)$$

де $b \int_0^x H_{(x)}^{1/2} dx$ – витрата рідини, що роздається із РТ на його ділянці завдовжки x .

Розрахунок РТ доцільно вести ходом проти потоку від його кінця до голови (рис. 3). Для цього формулі (15) надано такий вигляд [12]:

$$b_{i-k} \int_{x_i}^{x_k} H_{(x)}^{1/2} dx = b_{i-k} x_{i-k} \times \left[H_{(x_i)}^{1/2} + \frac{b_{i-k} x_{i-k}}{2g\omega_{(x_i)}} \left(\frac{2\alpha_o + \alpha \cdot \cos \varphi_{(x_i)}}{2} V_{(x_i)} - \alpha_o v_{(x_i)} \cos \varphi_{(x_i)} \right) + \frac{1}{4H_{(x_i)}^{1/2}} \left(\lambda_{(x_i)} \frac{x_{i-k}}{D_{(x_i)}} \frac{V_{(x_i)}^2}{2g} + 2x_{i-k} \sin \psi_{(x_i)} \right) \right]. \quad (16)$$

За (16) знаходимо витрату рідини, транспортованої у порожнині РТ. На ділянці x_{i-k} вона зростає у напрямку до початку РТ (рис. 3) на величину $b_{i-k} \int_{x_i}^{x_k} H_{(x)}^{1/2} dx$, яка чисельно дорівнює шляховій роздачі рідини з РТ на цій самій ділянці.

Залежність для покрокового обчислення напору $H_{(x_k)}$, під дією якого витікає струмина у перерізі k (рис. 3), отримано диференціюванням по змінній відстані x виразу (15), переписаного з урахуванням ходу проти потоку. Спрощене розв'язування рівняння (14) спричинило необхідність уведення емпіричного коефіцієнта $1/2$ у розрахункову формулу перед усіма доданками, крім $H_{(x)}^{1/2}$:

$$H_{(x_k)} = \left[H_{(x_i)}^{1/2} + \frac{b_{i-k} x_{i-k}}{2g\omega_{(x_i)}} \left(\frac{2\alpha_o + \alpha \cdot \cos \varphi_{(x_i)}}{2} V_{(x_i)} - \alpha_o v_{(x_i)} \cos \varphi_{(x_i)} \right) + \frac{1}{4H_{(x_i)}^{1/2}} \left(\lambda_{(x_i)} \frac{x_{i-k}}{D_{(x_i)}} \frac{V_{(x_i)}^2}{2g} + 2x_{i-k} \sin \psi_{(x_i)} \right) \right]^2. \quad (17)$$

У рівняннях (16) і (17): b_{i-k} – коефіцієнт, сталий на розрахунковій ділянці $i-k$, $b_{i-k} = n_{(x_i)} \mu \omega_{(x_i)} \sqrt{2g} = const$, $m^{1,5}/c$; x_i – індекс за символів параметрів РТ, основного потоку і струмин, який вказує на їх належність до початку розрахункової ділянки $i-k$; $\omega_{(x_i)}$ – площа

поперечного перерізу РТ на розрахунковій ділянці $i-k$; $\omega_{o(x_i)}$ – те саме випускного отвору у стінці РТ; $V_{(x_i)}$ – середня швидкість основного потоку в порожнині розподільного трубопроводу; $v_{(x_i)}$ – швидкість струмینی, що від’єднується, у вихідному отворі в стінці РТ, $v_{(x_i)} = \varphi \sqrt{2gH_{(x_i)}} = aH_{(x_i)}^{1/2}$; $a = \varphi \sqrt{2g} = const$, $m^{0,5}/c$; $D_{(x_i)}$ – діаметр РТ; $\varphi_{(x_i)}$ – кут між векторами швидкостей основного потоку \vec{V} та струмینی, що від’єднується \vec{v} ; $\psi_{(x_i)}$ – кут між вектором швидкості основного потоку \vec{V} та горизонталлю 0-0; кути $\varphi_{(x_i)}$ та $\psi_{(x_i)}$ необхідно відраховувати проти годинникової стрілки, як це показано на рис. 3, а їхні значення змінюються у межах від 0° до 360° ; $\lambda_{(x)}$ – гідравлічний коефіцієнт тертя, який обчислюють залежно від режиму течії та ділянок гідравлічного опору за однією з формул:

– за $Re_{(x_i)} \leq 2320$ (ламінальний режим течії):

$$\lambda_{(x_i)} = \frac{64}{Re_{(x_i)}} ; \quad (18)$$

– для $Re_{(x_i)} \frac{\Delta_{(x_i)}}{D_{(x_i)}} < 10$ (ділянка гідравлічно гладких труб):

$$\lambda_{(x_i)} = \frac{0,3164}{Re_{(x_i)}^{0,25}} ; \quad (19)$$

– для $10 \leq Re_{(x_i)} \frac{\Delta_{(x_i)}}{D_{(x_i)}} \leq 500$ (перехідна ділянка):

$$\lambda_{(x_i)} = 0,11 \left[\frac{\Delta_{(x_i)}}{D_{(x_i)}} + \frac{68}{Re_{(x_i)}} \right]^{0,25} ; \quad (20)$$

– для $Re_{(x_i)} \frac{\Delta_{(x_i)}}{D_{(x_i)}} > 500$ (ділянка гідравлічно шорстких труб):

$$\lambda_{(x_i)} = 0,11 \left(\frac{\Delta_{(x_i)}}{D_{(x_i)}} \right)^{0,25} , \quad (21)$$

а значення критерію Рейнольдса встановлюють за формулою

$$Re_{(x_i)} = \frac{Q_{(x_i)} D_{(x_i)}}{\omega_{(x_i)} v_{(x_i)}} . \quad (22)$$

На виході з РТ у перерізі $x=0$ (рис. 3) витрата рідини дорівнює $Q_{(0)} = Q_{tr}$, а робочий напір $H_{(x)} = H_{(0)}$. Напором $H_{(0)}$ задаються, враховуючи необхідне значення витрати рідини через останній отвір $q_{(0)} = v_{(0)} \omega_o = \mu \omega_o \sqrt{2gH_{(0)}}$.

Формули (16)–(22) дають змогу враховувати змінні значення усіх параметрів, що входять у них і які можуть бути неоднаковими на різних ділянках РТ. Змінною може бути в’язкість рідини $\nu_{(x)}$ за рахунок її нагрівання чи охолодження під час руху в РТ.

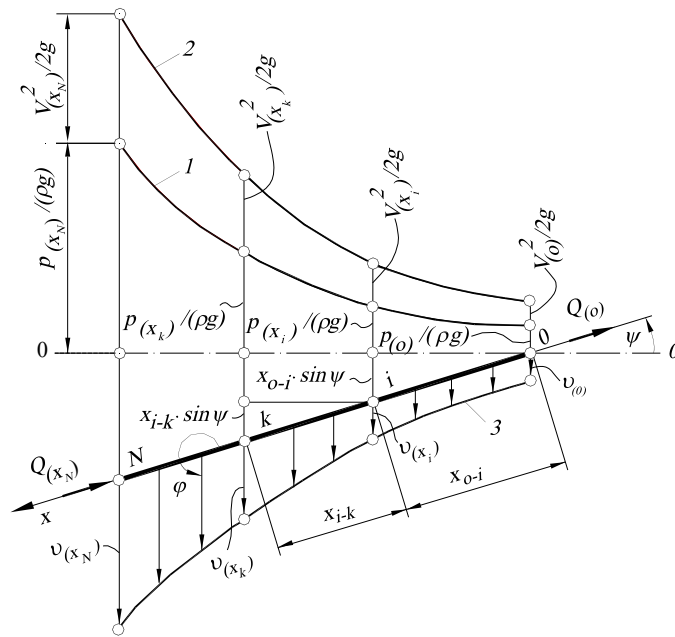


Рис. 3. Схема для розрахунку РТ ходом проти потоку: 1 – н'єзометрична лінія; 2 – лінія повного напору; 3 – еюра швидкостей струминок, що від'єднуються; x – вісь РТ [12]

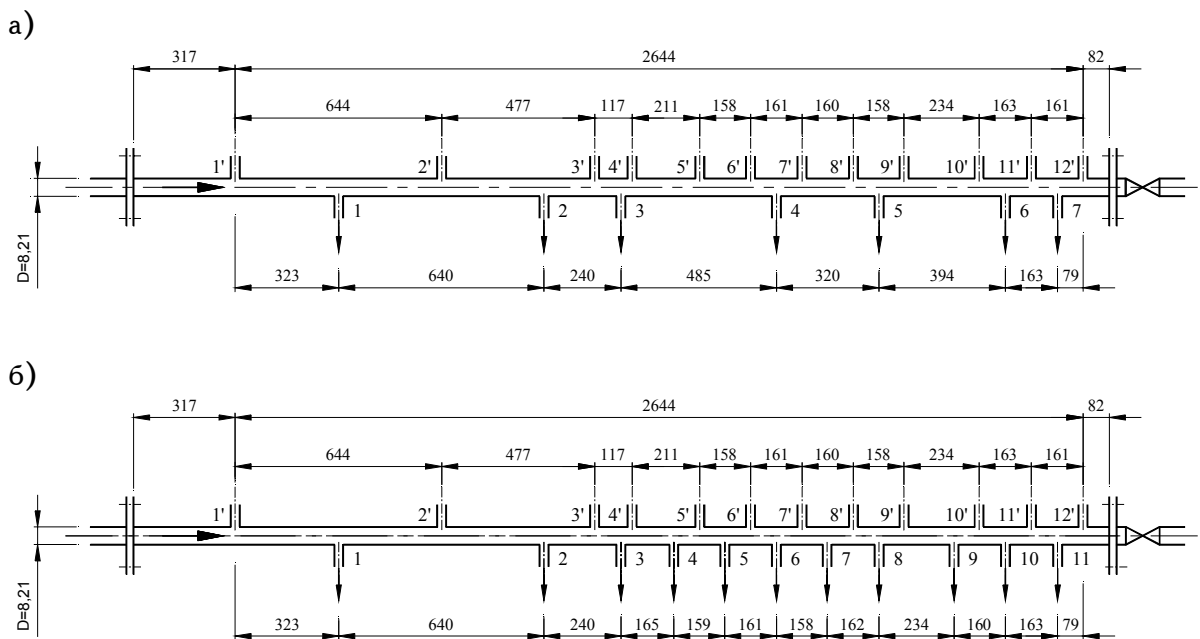


Рис. 4. Схеми експериментального розподільного трубопроводу з різними значеннями шпаруватості f : а – 0,935; 1,469 б: 1-11 – водовипускні насадкi; 1'-12' – штуцери для приєднання гумових імпульсних трубок (розміри подані в мм) [14]

Експериментальні дослідження. Досліджувався РТ діаметром 8,21 мм та завдовжки 2644 мм з сімома (рис. 4, а) та одинадцятьма (рис. 4, б) водовипускними насадками, відстань між якими кратна $20d$ й неоднакова на окремих суміжних ділянках [14]. Шпаруватість РТ обчислювали за такою формулою:

$$f = \frac{n \cdot \omega}{\Omega}, \quad (23)$$

де ω – площа поперечного перерізу водовипускної насадки, $\omega = \frac{\pi d^2}{4}$; d – його внутрішній діаметр, $d = 3,2$ мм; n – їхня кількість на весь РТ; Ω – площа поперечного перерізу експериментального РТ, $\Omega = \frac{\pi D^2}{4}$; D – його діаметр, $D = 8,21$ мм.

Для першого випадку $f = 0,935$ (рис. 4, а), а для другого – $f = 1,469$ (рис. 4, б) [14, 15].

Під час дослідів транзитна витрата у перерізі 0 (рис. 3) була відсутня, а напір $H_{(0)} = 0,379$ м для РТ із $f = 0,935$, і $H_{(0)} = 0,104$ м для РТ із $f = 1,469$.

Порівняння методик [8, 9, 12]. Оскільки методика В.Н. Коваленка і В.І. Бойка у поданому вигляді [7] є трудомісткою для застосування, то ми її не використовуємо у порівняльному аналізі результатів розрахунку РТ.

Методика А.М. Кравчука [8, 9] враховує лише постійний крок водовипускних насадок на РТ. З цієї причини, щоб порівняти методики за [8, 9, 12] за однакових умов, розрахунок за [12] проведено для двох випадків: з постійним кроком водовипускних насадок (суцільні криві 3 на рис. 5) та з неоднаковими довжинами розрахункових ділянок (штрихові криві 4 на рис. 5), що дорівнюють відстаням між водовипускними насадками на експериментальному РТ (рис. 4). Криві 3 для витрат води $Q_{(x)}$ і для напорів $H_{(x)}$, отримані за [12], розташовані ближче до експериментальних точок 1, ніж пунктирні лінії 2, одержані за методикою [8, 9]. Обчислення $Q_{(x)}$ за [12] для РТ з неоднаковими довжинами розрахункових ділянок дав практичний збіг теоретично отриманих кривих (штрихові лінії 4) з експериментальними точками 1.

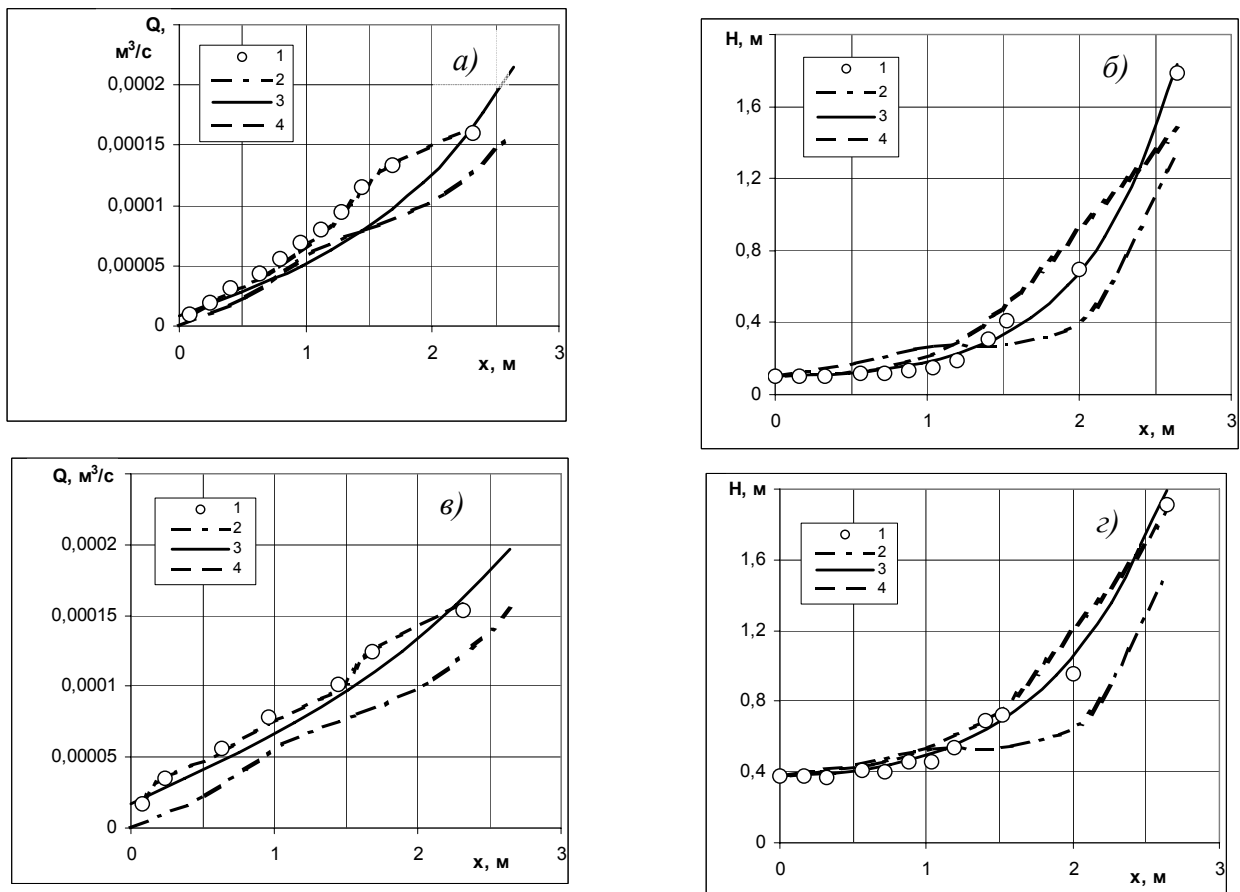


Рис. 5. Порівняння результатів обчислень витрати рідини у порожнині РТ (а, в) та напору, під дією якого витікають струмени (б, г), для РТ з різною шпаруватістю $f = 1,469$ (а, б) та $f = 0,935$ (в, г): 1 – дані експерименту; 2 – за методикою [8, 9]; 3 – за формулами (16) і (17) з рівномірним розташуванням водовипускних насадок на експериментальному РТ; 4 – те саме з довжинами розрахункових ділянок, що дорівнюють проміжкам між насадками

За методикою [8, 9] параметри $\psi_{(x_i)} = 0^\circ$ і $\varphi_{(x_i)} = 90^\circ$ відповідно $\cos \psi_{(x_i)} = 0$ і $\sin \varphi_{(x_i)} = 0$, отже, не враховуються, а $\lambda_{(x)}$ й $m_{(x)} = v_{(x)} \cos \varphi / V_{(x)}$ приймаються сталими по усій довжині РТ.

Отже, як бачимо з порівняння методик [8, 9, 12] з даними експериментальних досліджень (рис. 5), точнішою є методика [12]. Розрахункові залежності (16)–(22) [12] порівняно прості, є однаковими для коротких, проміжних і довгих трубопроводів і дають змогу враховувати вплив сталих або змінних значень їх параметрів: транзитної витрати Q_{tr} ; середньої швидкості основного потоку $V_{(x_i)}$; динамічного напору основного потоку на поверхню живого перерізу випускних

отворів $\alpha \cos \varphi \frac{V_{(x)}^2}{2g}$; швидкості струмин, які від'єднуються, $v_{(x_i)}$; режимів течії та гідравлічного коефіцієнта тертя $\lambda_{(x_i)}$; кута нахилу поздовжньої осі РТ до обрію $\psi_{(x_i)}$; кута $\varphi_{(x_i)}$ між векторами швидкостей струмини $\vec{v}_{(x_i)}$ і потоку $\vec{V}_{(x_i)}$; діаметра РТ $D_{(x_i)}$; діаметра випускних отворів $d_{(x_i)}$; еквівалентної шорсткості внутрішніх стінок РТ $\Delta_{(x_i)}$; в'язкості рідини $\nu_{(x)}$.

Висновки Методика розрахунку розподільних трубопроводів, розроблена В.В. Чернюком [12], забезпечує точніший і простіший розрахунок РТ, ніж інші відомі методики. Значення витрат рідини у порожнині РТ, обчислені за формулами (16)–(22) [12], фактично збігаються з результатами експериментів.

1. Петров Г.А. Гидравлика переменной массы (Движение жидкости с изменением расхода вдоль пути). – Харьков: ХГУ, 1964. – 224 с. 2. Дергачёв Б.А. Движение жидкости в трубопроводе с дискретным изменением расхода по длине: Автореф. дис. ... канд. техн. наук: 05.14.09 / Ленингр. политехн. ин-т. – Л., 1974. – 20 с. 3. Смыслов В.В., Езерский Н.О. Гидравлический расчет перфорированных цилиндрических трубопроводов с раздачей расхода // Гидравлика и гидротехника. – 1980. – Вып. 30. – С.52–59. 4. Науменко И.И. Гидравлический расчет поливных трубопроводов капельного орошения // Гидравлика и гидротехника. – 1980. – Вып.30.– С.70–77. 5. Константинов Ю.М. Специальные вопросы гидравлики систем водоснабжения и водоотведения: Учеб. пособие. – К.: КИСИ, 1981. – 96 с. 6. Кузнецов Е.В. Гидравлические параметры трубопроводов закрытых оросительных систем и способы их расчёта: Автореф. дис. ... канд. техн. наук: 05.14.09 / Моск. гидромелиорат. ин-т. – М., 1985. – 21 с. 7. Коваленко В.Н., Бойко В.И. Об уравнении установившегося напорного движения жидкости в цилиндрической трубе с отделением расхода вдоль пути // Изв. вузов. Стр-во и архит. – 1989. – № 4. – С.84–87. 8. Кравчук А.М. Гідравліка змінної маси напірних трубопроводів технічних систем: Автореф. дис. ... докт. техн. наук: 05.23.16 / Київ. нац. ун-т буд-ва і архітект. – К., 2004. – 35 с. 9. Чернишов Д.О. Вплив гідродинаміки потоку на характеристики роботи розподільних трубопроводів: Автореф. дис. ... канд. техн. наук: 05.23.16 / Київ. нац. ун-т буд-ва і архітект. – К., 2005. – 20 с. 10. Чернюк В.В. Диференціальне рівняння руху рідини зі змінною масою з урахуванням реакції на зміну витрати // Вісн. Укр. держ. ун-ту водн. госп. та природокорист. – Рівне: УДУВГП. – 2002. – Вып.5(18). – С.196–201. 11. Чернюк В.В. Рівняння руху рідини змінної маси для циліндричних трубопроводів // Промислова гідравліка і пневматика. – 2003. – № 1. – С.25–28. 12. Чернюк В.В. Розв'язок диференційного рівняння руху рідини змінної маси для напірних розподільних трубопроводів // Гідромеліорація та гідротехнічні споруди: Зб. наук. пр. – Рівне: Нац. ун-т водн. госп. та природокорист, 2006. – Вып. 32.– С. 293–302. 13. Василенко А.А., Смыслов В.В. Анализ уравнения движения жидкости в горизонтальном цилиндрическом трубопроводе с присоединением расхода вдоль пути // Гидравлика и гидротехника: Науч.-техн. сб. – К.: Техніка. – 1973. – Вып.17.– С.19–24. 14. Чернюк В.В., Орел В.І. Вплив додатків поліакриламідy на нерівномірність дискретної

шляхової роздачі води з напірного трубопроводу // Промислова гідраліка і пневматика.– 2006.– № 4 (14).– С.37–40. 15. Чернюк В.В., Орел В.И. Уменьшение неравномерности путевой раздачи воды из напорного трубопровода с помощью добавок полиакриламида: Тр. VII Междунар. конгр. “Вода: экология и технология” (Экватэк-2006). – М., 2006. – С. 2.

УДК 624.131.64

Т.М. Шналь, М.І. Стасюк

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра будівельних конструкцій і мостів

ВПЛИВ ВОЛОГОСТІ НА КРИХКЕ РУЙНУВАННЯ БЕТОНУ В УМОВАХ ПОЖЕЖІ

© Шналь Т.М., Стасюк М.І., 2007

При пожежах спостерігається крихке руйнування бетону будівельних конструкцій. Показано роль вологості бетону під час нагрівання і закономірності зміни фізико-механічних і теплофізичних характеристик. Розглянуто причини і критерій крихкого руйнування бетону.

There is fragile destruction of concrete of build constructions at fires. The role of humidity of concrete is rotined at heating and conformity to the law of change of mechanical and thermophysical descriptions. Reasons and criterion of fragile destruction of concrete are considered.

Постановка проблеми. Відповідно до останніх досліджень під час пожеж спостерігається крихке руйнування бетону в будівельних конструкціях. Це пояснюється тим, що в будівництві широко стали використовувати високоміцні бетони, особливо в тонкостінних і попередньо напружених конструкціях.

За дії високих температур, що розвиваються під час пожежі, змінюються усі характеристики бетону. Головну роль при цьому відіграють зміни, що відбуваються в цементному камені, який утворюється внаслідок хімічної взаємодії портландцементного клінкеру з водою (процес гідратації цементу). За дії температур у цементному камені відбувається інтенсивна дегідратація клінкерних мінералів, що одночасно призводить до зниження міцності і маси. Після нагрівання за дії вологи на цементний камінь спостерігається повторна гідратація мінералів клінкеру переважно за рахунок окису кальцію, внаслідок чого збільшується об'єм і порушується структура бетону [1, 2].

Наявність у структурі бетонів незв'язаної і хімічно зв'язаної води, очевидно впливає на швидкість прогрівання конструкцій під час пожежі. Відомо, що під час нагрівання бетонних конструкцій до температури 200 °С, тимчасово припиняється наростання температур. Це пов'язано з тим, що частина тепла витрачається на випаровування незв'язаної води. Уповільнення нагрівання за більш високих температур обумовлено випаровуванням хімічно зв'язаної води. Отже, експлуатаційна вологість бетону конструкцій відіграватиме важливу роль під час оцінки можливості крихкого руйнування бетону під час пожежі.

Під час пожежі бетонні і залізобетонні конструкції піддаються швидкому короточасному і тривалому нагріванню, що змінює усі властивості бетону, який має природну вологість. Особливо інтенсивно відбувається зниження міцності за тривалого нагрівання бетону.