

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Київський національний університет будівництва і архітектури

А.М. Кравчук, О.А. Кравчук

СПЕЦІАЛЬНІ ПИТАННЯ ГІДРАВЛІКИ СИСТЕМ ВОДОПОСТАЧАННЯ ТА ВОДОВІДВЕДЕННЯ

Рекомендовано вченою радою Київського національного університету будівництва і архітектури як навчальний посібник для студентів галузі знань 19 «Архітектура та будівництво» спеціальності 192 «Будівництво та цивільна інженерія» спеціалізації «Водопостачання та водовідведення» освітньо-кваліфікаційного рівня «бакалавр»

Київ 2020

УДК 532
К 78

Рецензенти: *С.М. Епоян*, д-р техн. наук, професор, зав. кафедри водопостачання, водовідведення і гідравліки, Харківський національний університет будівництва і архітектури;
В.Л. Поляков, д-р техн. наук, професор, провідний науковий співробітник, Інститут гідромеханіки НАН України;
О.А. Василенко, канд. техн. наук, професор, Київський національний університет будівництва і архітектури

Затверджено на засіданні вченої ради Київського національного університету будівництва і архітектури, протокол № 30 від 31 січня 2020 року.

Кравчук А.М.

К 78 Спеціальні питання гідравліки систем водопостачання та водовідведення: навч. посіб. / А.М. Кравчук, О.А. Кравчук. – Київ: КНУБА, 2020. – 176 с.
ISBN 978-966-627-222-8

Розглянуто рух рідини зі змінною витратою в трубах і відкритих руслах, фільтрування і відстоювання рідини, питання руху неоднорідних та стисливих рідин, плівковий рух рідини та рух двофазних рідин. Висвітлено основні характеристики нерівномірного руху стічних вод у безнапірних трубах систем водовідведення, неусталені течії води у відкритих руслах, стратифіковані течії, поняття планової задачі гідравліки. Наведено умови протікання рідини в каналах некруглого перерізу та застосування решіток для вирівнювання структури потоків, основні характеристики затоплених і незатоплених струмин.

Призначено для студентів спеціальності 192 «Будівництво та цивільна інженерія» спеціалізації «Водопостачання та водовідведення».

ISBN 978-966-627-222-8

УДК 532
А.М. Кравчук,
О.А. Кравчук, 2020
КНУБА, 2020

ЗМІСТ

ВСТУП	6
РОЗДІЛ 1. РУХ РІДИНИ ЗІ ЗМІННОЮ ВИТРАТОЮ	7
1.1. Загальні відомості.....	7
1.2. Диференційне рівняння усталеного руху рідини зі змінною витратою.....	7
1.3. Збірні трубопроводи.....	11
1.4. Умови роботи і розрахунок збірних дренажних трубопроводів.....	16
1.5. Особливості розрахунку променевого водозабору.....	19
1.6. Розподільчі трубопроводи.....	20
1.7. Визначення гідравлічного коефіцієнта тертя λ	29
1.8. Визначення коефіцієнта витрати отворів перфорації μ	30
1.9. Випорожнення і наповнення резервуара через перфорований трубопровід.....	30
1.10. Розрахунок зовнішніх міських водопровідних мереж.....	32
1.11. Особливості руху рідини зі змінною витратою у відкритих руслах.....	35
1.12. Розрахунок бічних водозливів.....	36
Запитання для самоперевірки.....	39
РОЗДІЛ 2. ФІЛЬТРУВАННЯ РІДИН	40
2.1. Загальні відомості.....	40
2.2. Кінетика процесу прояснення води під час фільтрування.....	42
2.3. Диференційні рівняння процесу прояснення води.....	44
2.4. Втрати напору в чистому фільтрі.....	47
2.5. Приріст втрат напору з часом.....	49
2.6. Розрахунок часу ефективної роботи фільтра.....	50
Запитання для самоперевірки.....	53
РОЗДІЛ 3. ВІДСТОЮВАННЯ РІДИН	54
3.1. Загальні відомості.....	54
3.2. Особливості відносного руху твердих тіл і рідини.....	54
3.3. Падіння твердих тіл в рідині. Гідравлічна крупність.....	59
3.4. Осідання монодисперсної і полідисперсної зависі.....	61
3.5. Принципи гідравлічного розрахунку горизонтальних відстійників.....	64
3.6. Стиснене осідання частинок забруднень у рідині.....	68
3.7. Розрахунок контактних прояснювачів із завислим шаром.....	73

Запитання для самоперевірки.....	75
РОЗДІЛ 4. ОСОБЛИВОСТІ НЕРІВНОМІРНОГО РУХУ СТІЧНИХ ВОД У САМОПЛИВНИХ ТРУБАХ СИСТЕМ ВОДОВІДВЕДЕННЯ.....	76
4.1. Основні характеристики руху в каналах замкнутого перерізу.....	76
4.2. Визначення критичної глибини і критичного похилу в безнапірних трубах.....	79
4.3. Розрахунок перепадів на мережах водовідведення.....	81
Запитання для самоперевірки.....	86
РОЗДІЛ 5. ГІДРОТРАНСПОРТУВАННЯ.....	87
5.1. Загальні відомості.....	87
5.2. Кінематична структура потоку гідросуміші.....	90
5.3. Розрахунок напірних пульпопроводів.....	93
5.4. Розрахунок безнапірних пульпопроводів.....	96
Запитання для самоперевірки.....	97
РОЗДІЛ 6. РОЗРАХУНОК СПЕЦІАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ І ТЕЧІЙ.....	98
6.1. Розрахунок мулопроводів.....	98
6.2. Робота напірних трубопроводів під час руху стисливої рідини.....	101
6.3. Розрахунок трубопроводів некруглого поперечного перерізу.....	106
6.4. Особливості плівкового руху рідини.....	107
6.5. Гідравлічні струмини.....	109
Запитання для самоперевірки.....	115
РОЗДІЛ 7. ОСНОВНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ РУХУ ГАЗОРІДИННИХ ПОТОКІВ.....	115
7.1. Загальні відомості.....	115
7.2. Режими руху газорідинних потоків.....	116
7.3. Характеристика бульбашкового (барботажного) режиму течії.....	118
7.4. Рух одиночної бульбашки в рідині.....	119
7.5. Загальна характеристика ерліфтних установок.....	124
Запитання для самоперевірки.....	129
РОЗДІЛ 8. НЕУСТАЛЕНИЙ РУХ РІДИНИ.....	129
8.1. Загальні відомості.....	129
8.2. Рівняння неусталеного руху рідини для елементарної струминки.	130
8.3. Рівняння неусталеного руху для потоку рідини.....	132
8.4. Неусталений рух рідини в циліндричній прямолінійній трубі.....	134
8.5. Основні характеристики неусталеного руху рідини у відкритих	135

руслах.....	
8.6. Рівняння нерозривності (рівняння балансу витрат) за неусталеного руху.....	137
8.7. Рівняння динамічної рівноваги.....	138
Запитання для самоперевірки.....	140
РОЗДІЛ 9. ПЛАНОВА ЗАДАЧА ГІДРАВЛІКИ.....	140
9.1. Загальні відомості.....	140
9.2. Диференційні рівняння усталеного різкозмінного (у плані) безнапірного руху води.....	143
9.3. Окремі приклади планової задачі гідравліки.....	145
Запитання для самоперевірки.....	152
РОЗДІЛ 10. СТРАТИФІКОВАНІ ТЕЧІЇ.....	152
10.1. Загальні відомості.....	152
10.2. Умови стійкості стратифікованих потоків.....	154
10.3. Селективний водозабір.....	158
Запитання для самоперевірки.....	161
РОЗДІЛ 11. ПРИСТРОЇ ДЛЯ ВИРІВНЮВАННЯ ЕПЮРИ ШВИДКОСТЕЙ У ПОТОЦІ РІДИНИ.....	161
11.1. Загальні відомості.....	161
11.2. Характеристики ступеня нерівномірності розподілення швидкості в перерізі потоку.....	162
11.3. Розрахунок решіток, встановлених в напірних системах подавання рідини.....	164
11.4. Розрахунок сіток.....	170
11.5. Решітки на безнапірних каналах.....	172
Запитання для самоперевірки.....	173
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ.....	174

ВСТУП

Навчальна дисципліна «Спеціальні питання гідравліки систем водопостачання та водовідведення» є продовженням загального курсу «Технічної механіки рідини та газу» та курсу «Інженерна гідравліка», які викладають студентам молодших курсів. Вона також передуює викладанню профільних дисциплін «Водопостачання» та «Водовідведення».

Навчальний посібник підготовлено відповідно до програми однойменного курсу, який вивчають студенти спеціальності «Будівництво та цивільна інженерія» спеціалізації «Водопостачання та водовідведення» на 3-му курсі денної і 4-му курсі заочної форм навчання.

У результаті вивчення дисципліни студент повинен *знати* основні закономірності руху рідини зі змінною витратою в напірних трубопроводах і відкритих каналах, особливості осідання частинок в рідині, теоретичні основи фільтрування, питання руху неоднорідних і стиснутих рідин, нерівномірного руху стічних вод, неусталеного протікання води у відкритих руслах, плівкових, стратифікованих і газорідних потоків, планові задачі гідравліки, рух рідини в каналах некруглого поперечного перерізу, методи розрахунку пристроїв для вирівнювання епюри швидкостей в перерізах очисних споруд, основні характеристики гідравлічних струмин.

Після вивчення дисципліни студент повинен *вміти* визначати й аналізувати гідравлічні характеристики процесів під час роботи діючих і проектуванні нових споруд і систем водопостачання та водовідведення, розраховувати і добирати технологічне обладнання, використовувати сучасну спеціальну літературу.

Представлений посібник є третім виданням з навчальної дисципліни. Перше і друге видання були підготовлені під керівництвом професора кафедри гідравліки, водопостачання та водовідведення університету Ю. М. Константинова.

Засвоєння викладеного в посібнику матеріалу дасть студентам змогу отримати належну теоретичну і практичну підготовку для вивчення профільних спеціальних дисциплін на старших курсах і в подальшій практичній діяльності.

Розділ 1. РУХ РІДИНИ ЗІ ЗМІННОЮ ВИТРАТОЮ

1.1. Загальні відомості

У практиці проектування і будівництва напірних трубопроводів технічних систем різного призначення часто виникає потреба у використанні труб і каналів, які працюють зі змінною поздовжньою витратою. Насамперед йдеться про розподільчі і збірні трубопроводи очисних споруд систем водопостачання і водовідведення населених пунктів і промислових підприємств, систем примусової вентиляції, зрошувальних і дренажних систем меліоративного комплексу, споруд безнапірних бічних водозливів та ін.

Під час руху рідини і газу в збірних і розподільчих напірних трубопроводах унаслідок припливу або відпливу деяких об'ємів рідини відбувається безперервна зміна витрати вздовж транспортувального каналу. Можуть змінюватись також й інші характеристики потоку, такі як швидкість, напір, розмір і форма поперечного перерізу трубопроводу тощо. Залежно від поставлених завдань такі течії мають усталений або неусталений характер.

У спеціальній літературі розглядуваний рух називають рухом зі змінною масою (витратою), а розділ гідравліки, який його вивчає, має назву «Гідравліка змінної маси».

1.2. Диференційне рівняння усталеного руху рідини зі змінною витратою

Для виведення цього рівняння виділимо в потоці перерізами 1-1 і 2-2 нескінченно малу ділянку завдовжки dl (рис. 1.1). При цьому в перерізі 1-1 витрата становить Q , а швидкість V . Уздовж виділеної ділянки витрата змінюється на величину dQ , а швидкість – на величину dV . Напрямок швидкості v витрати dQ , яка приєднується (або відділяється) на ділянці, з віссю основного потоку становить φ .

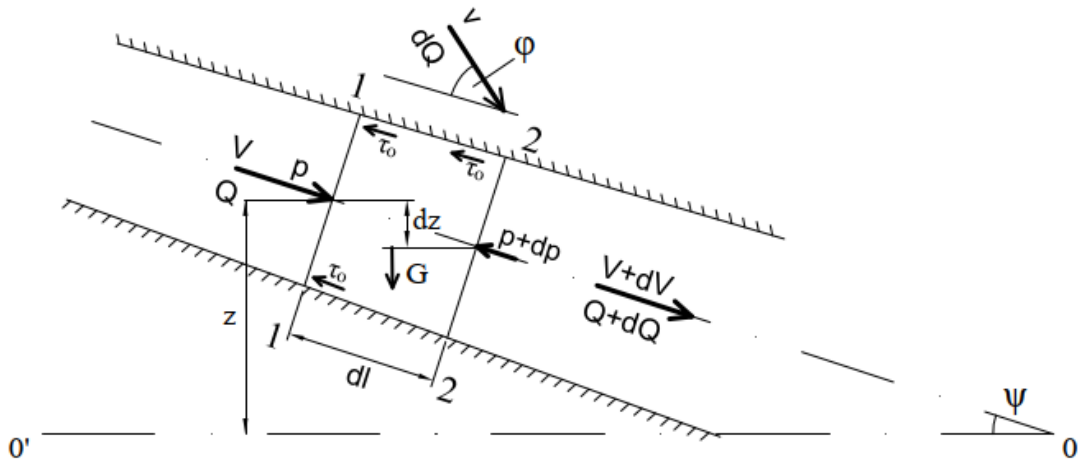


Рис. 1.1. Схема до виведення диференційного рівняння змінної маси

Позначимо: ω – площа живого перерізу 1-1; z – відмітка центра ваги перерізу 1-1; p – тиск у тій самій точці; $d\omega$, dz , dp – відповідні прирости площі перерізу, відмітки центра ваги і тиску в перерізі 2-2 відносно перерізу 1-1 (в загальному випадку цей приріст може бути як додатним, так і від’ємним); ψ – кут нахилу до горизонту осі основного потоку.

Застосуємо до виділеного об’єму рідини на ділянці dl закон зміни кількості руху, згідно з яким зміна кількості руху (ΔKP) повинна дорівнювати сумі імпульсів зовнішніх сил, які діють на тій самій ділянці (ΣIC), тобто

$$\Delta KP = \Sigma IC. \quad (1.1)$$

Відповідно до наведеного рисунка залежність (1.1) набуде вигляду

$$KP_2 - KP_1 - KP_{dQ} = P_1 + P_{1-2} - P_2 + G - T. \quad (1.2)$$

З основного курсу гідравліки [8] відомо, що секундна кількість руху (KP) у перерізі дорівнює добутку маси рідини (m) виділеного об’єму на швидкість його руху V .

Тоді для перерізів 1-1 і 2-2 матимемо

$$KP_1 = m_1 V_1 = \alpha_0 \rho Q V, \quad (1.3)$$

$$KP_2 = m_2 V_2 = \alpha_0 \rho (Q + dQ)(V + dV), \quad (1.4)$$

де α_0 – коефіцієнт кількості руху (коефіцієнт Бусінеска); ρ – густина рідини.

Проекція кількості руху приєднуваної (відділюваної) маси рідини на вісь основного потоку:

$$KP_{dQ} = dm \cdot v \cdot \cos \phi = \alpha_0 \rho \cdot dQ \cdot v \cdot \cos \phi = \alpha_0 \rho \cdot dQ \cdot \Theta, \quad (1.5)$$

де $\Theta = v \cdot \cos\varphi$ – проекція швидкості приєднуваної (відділюваної) маси на вісь основного потоку.

Імпульс дії сил тиску в розрахункових перерізах буде

$$P_1 = p\omega, \quad (1.6)$$

$$P_2 = (p+dp)(\omega+d\omega). \quad (1.7)$$

Імпульс дії повздовжньої складової реакції стінок русла на ділянці 1-2:

$$P_{1-2} = \frac{p + p + dp}{2} d\omega = \left(p + \frac{dp}{2} \right) d\omega. \quad (1.8)$$

Проекція імпульсу сили ваги на вісь основного потоку:

$$G = \rho g \left(\omega + \frac{d\omega}{2} \right) dl \sin\psi = -\rho g \left(\omega + \frac{d\omega}{2} \right) dl dz. \quad (1.9)$$

Знак «-» вказує на те, що додатному приросту dl відповідним є від'ємний приріст dz .

Імпульс сили тертя становить

$$F = \tau_0 \left(\chi + \frac{d\chi}{2} \right) dl = \rho g \left(R + \frac{dR}{2} \right) \left(\chi + \frac{d\chi}{2} \right) \frac{dh_l}{dl} dl, \quad (1.10)$$

де $\tau_0 = I\rho g \left(R + \frac{dR}{2} \right)$ – середні дотичні напруження на стінках русла ділянки 1-2 (умовно вважають такими самими, як за рівномірного руху); I – гідравлічний похил; χ – змочений периметр; $R = \omega/\chi$ – гідравлічний радіус; dh_l – втрати напору вздовж ділянки 1-2.

Підставимо вирази (1.3) – (1.10) в рівняння (1.2), отримаємо

$$\begin{aligned} \alpha_0 \rho (Q + dQ)(V + dV) - \alpha_0 \rho QV - \alpha_0 \rho dQ\theta = p\omega + \left(p + \frac{dp}{2} \right) d\omega - \\ - (p + dp)(\omega + d\omega) + \rho g \left(\omega + \frac{d\omega}{2} \right) dl dz - \rho g \left(R + \frac{dR}{2} \right) \left(\chi + \frac{d\chi}{2} \right) \frac{dh_l}{dl} dl. \end{aligned}$$

Розділивши всі члени цього рівняння на $\rho g \omega$, нехтуючи нескінченно малими другого порядку, позначивши $\theta/V = e$, а також зважаючи на те, що $\alpha_0 \approx 1$, $Q = V\omega$, після перетворень дістанемо

$$\frac{VdV}{g} + \frac{V(1-e)}{g\omega} dQ + d \frac{p}{\rho g} + dz + dh_l = 0. \quad (1.11)$$

Рівняння (1.11) називається *основним диференціальним рівнянням руху рідини зі змінною витратою*. Очевидно, що в разі руху рідини з постійною витратою ($dQ = 0$), останнє рівняння набуде вигляду рівняння Бернуллі в диференціальній формі. Отже, можна вважати, що рівняння Бернуллі є частковим випадком рівняння (1.11).

Для трубопроводів постійного поперечного перерізу, коли $\omega = \text{const}$, $dQ = \omega dV$, $d \frac{P}{\rho g} + dz = dH$ (H – п'єзометричний напір), матимемо

$$dH + A \frac{VdV}{g} + dh_l = 0, \quad (1.12)$$

де $A = 2 - e$.

Однак самого рівняння руху рідини зі змінною масою (1.11) або (1.12) для опису цього руху рідини й отримання конкретних результатів недостатньо. Зазвичай його розглядають разом з рівнянням нерозривності, яке описує особливості протікання маси рідини через бічну поверхню на одиниці довжини труби за одиницю часу. Конкретний вигляд цієї залежності визначається умовами, в яких працює перфорований трубопровід. Так, у разі турбулентного режиму втікання (або витікання) нестисливої рідини з навколишнього простору крізь отвори або щілини перфорації в трубу в усталеному режимі звичайно використовують рівняння

$$\frac{dQ}{dx} = \pm \mu \alpha_n \sqrt{2g\Delta H}, \quad (1.13)$$

де μ – коефіцієнт витрати отворів перфорації (як правило, вважають постійним і рівним його середньому значенню для всієї труби); $\alpha_n = \sum \omega_0 / l$ – площа отворів перфорації (щілини) на одиниці довжини труби; $\sum \omega_0$ – загальна площа отворів перфорації на всій трубі завдовжки l ; ΔH – перепад напорів в навколишньому середовищі і в самій трубі, під дією якого відбувається втікання (витікання) рідини.

Знак «плюс» в залежності (1.13) означає, що витрата, отже, і швидкість руху рідини збільшується вздовж шляху (приєднання рідини), знак «мінус» – зменшується (її відділення).

1.3. Збірні трубопроводи

Залежно від технологічних потреб збір рідини може здійснюватись рівномірно або за певним законом, тобто інтенсивність припливу буде рівномірною, збільшуватиметься чи зменшуватиметься вздовж шляху.

Потрібних параметрів збору рідини зазвичай досягають різними способами, зокрема, завдяки рівномірній або нерівномірній перфорації бічних стінок збирного каналу. Крім того, для забезпечення стабільних умов протікання вздовж збірних каналів беруть перерізи змінної площі.

Розглянемо напірний горизонтальний збірний трубопровід постійного діаметра з рівномірною повздовжньою перфорацією, який працює без транзитної витрати. Схему його роботи й основні позначення наведено на рис. 1.2.

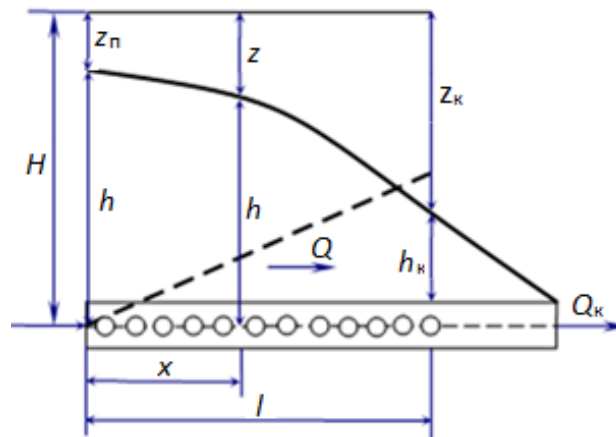


Рис. 1.2. Схема роботи збирного трубопроводу

Як про це йшлося раніше, базовою для аналізу в розглядуваному випадку слугує математична модель, яка складається з системи рівнянь: рівняння гідравліки змінної маси (1.12), у якому втрати напору виражені за

формулою Дарсі $\left(h_l = \lambda_{зб} \frac{l}{D} \cdot \frac{V^2}{2g} \right)$, і рівняння витікання крізь отвір (1.13), а

саме

$$\frac{dh}{dx} + \frac{A}{g\Omega^2} Q \frac{dQ}{dx} + \frac{\lambda_{зб}}{2g\Omega^2 D} Q^2 = 0; \quad (1.14)$$

$$\frac{dQ}{dx} = \mu_{3\bar{b}} \alpha_n \sqrt{2gz}, \quad (1.15)$$

де $\mu_{3\bar{b}}$, $\lambda_{3\bar{b}}$ – відповідно коефіцієнт витрати і гідравлічний коефіцієнт тертя збірною трубопроводу, постійні вздовж усього шляху.

Для напірних трубопроводів, які працюють з приєднанням рідини вздовж шляху, кут приєднання бічного потоку близький до прямого, тобто $\varphi \approx 90^\circ$, тоді $\Theta = 0$, $e = 0$. При цьому параметр $A = 2 - e \approx 2$.

Шляхом введення нових безрозмірних змінних

$$\tilde{Q} = \frac{Q}{\Omega \sqrt{2gz_k}}; \quad \tilde{x} = \frac{\mu_{3\bar{b}} \alpha_n x}{\Omega}; \quad \tilde{z} = \sqrt{\frac{z}{z_k}} \quad (1.16)$$

система рівнянь (1.14), (1.15) зводиться до вигляду

$$-\tilde{z} \frac{d\tilde{z}}{d\tilde{x}} + 2\tilde{Q} \frac{d\tilde{Q}}{d\tilde{x}} + \frac{\zeta_{l_{3\bar{b}}}}{2\tilde{f}} \tilde{Q}^2 = 0; \quad (1.17)$$

$$\frac{d\tilde{Q}}{d\tilde{x}} = \tilde{z}, \quad (1.18)$$

де z_k і z – відповідно перепад напорів в кінці і в довільному перерізі на відстані x від початку збірника; $\zeta_{l_{3\bar{b}}} = \lambda_{3\bar{b}} \frac{l}{D}$ – коефіцієнт опору збірною трубопроводу;

$\tilde{f} = \tilde{x}_k = \frac{\mu_{3\bar{b}} \alpha_n l}{\Omega}$ – скважність збірної труби. **Скважністю** називають відношення площі отворів перфорації до площі поперечного перерізу труби з урахуванням коефіцієнта витрати.

Підставляння виразу (1.18) у рівняння (1.17) зводить до одного нелінійного диференційного рівняння другого порядку, яке є базовим для дальшого аналізу:

$$-\frac{d\tilde{Q}}{d\tilde{x}} \frac{d^2\tilde{Q}}{d\tilde{x}^2} + 2\tilde{Q} \frac{d\tilde{Q}}{d\tilde{x}} + \frac{\zeta_{l_{3\bar{b}}}}{2\tilde{f}} \tilde{Q}^2 = 0. \quad (1.19)$$

Другий член в рівнянні (1.19) відображає втрати напору, пов'язані з ефектом взаємодії основного і приєднуваного потоків. Третій – втрати напору через гідравлічне тертя вздовж каналу. Отже, другий член має визначальний вплив переважно в коротких трубах, третій – у довгих.

Спочатку розглянемо випадок роботи досить коротких збірників (збірні трубопроводи фільтрів, прояснювачів, відстійників). Нехтуючи третім членом в залежності (1.19), отримаємо

$$\frac{d^2 \tilde{Q}}{d\tilde{x}^2} = -2\tilde{Q}. \quad (1.20)$$

Розв'язок рівняння (1.20) відомий [9]:

$$\tilde{Q} = C_1 ch(\sqrt{2}\tilde{x}) + C_2 sh(\sqrt{2}\tilde{x}). \quad (1.21)$$

На початку труби $\tilde{Q}_n = 0$; $\tilde{x}_n = 0$ і $C_1 = 0$, тоді

$$\tilde{Q} = C_2 sh(\sqrt{2}\tilde{x}). \quad (1.22)$$

Продиференціювавши цей вираз, а також враховуючи в рівнянні (1.18) те, що в кінці труби $\left(\frac{d\tilde{Q}}{d\tilde{x}}\right)_k = \tilde{z}_k = 1$ і $\tilde{x}_k = \tilde{f}$, знаходимо постійну інтегрування

$$C_2 = \frac{1}{\sqrt{2} ch(\sqrt{2}\tilde{f})}. \quad (1.23)$$

Підставивши її у вираз (1.22), можна визначити відносну витрату в довільному перерізі короткого збірника, якщо знехтувати впливом на його роботу втрат через гідравлічне тертя:

$$\tilde{Q} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{sh(\sqrt{2}\tilde{x})}{ch(\sqrt{2}\tilde{f})}. \quad (1.24)$$

Пропускна здатність, тобто відносна витрата в кінцевому перерізі трубопроводу, коли $\tilde{x}_k = \tilde{f}$, буде

$$\tilde{Q}_k = \frac{1}{\sqrt{2}} th(\sqrt{2}\tilde{f}). \quad (1.25)$$

За скважності $\tilde{f} \geq 1,6$ значення $th(\sqrt{2}\tilde{f}) \rightarrow 1$, і $\tilde{Q}_k \rightarrow 0,71$. Подальше збільшення скважності не призводить до зростання відносної витрати \tilde{Q}_k у кінці трубопроводу.

Для знаходження залежності, яка описує зміну п'єзометричної лінії в трубопроводі, скористаємося виразом $\frac{d\tilde{Q}}{d\tilde{x}}$ у формулі (1.18), який з врахуванням рівності (1.24) набуде такого вигляду:

$$\tilde{z} = \frac{ch(\sqrt{2}\tilde{x})}{ch(\sqrt{2}\tilde{f})}. \quad (1.26)$$

Вважаючи, що у рівності (1.26) $\tilde{x} = 0$ і відповідно $ch0 = 1$, визначаємо перепад напорів у початковому перерізі:

$$\tilde{z}_n = \frac{1}{ch(\sqrt{2}\tilde{f})}. \quad (1.27)$$

У випадку, коли третім членом у рівнянні (1.19) знехтувати не можна (з огляду на втрати напору через гідравлічне тертя), його розв'язок будемо шукати у вигляді

$$\tilde{Q} = \frac{1}{k} \frac{sh(k\tilde{x})}{ch(k\tilde{f})}. \quad (1.28)$$

Зміну відносного перепаду напорів, зважаючи на вираз (1.26), визначаємо за залежністю

$$\tilde{z} = \frac{ch(k\tilde{x})}{ch(k\tilde{f})}. \quad (1.29)$$

Тоді відносна витрата в кінцевому перерізі і відносний перепад напорів в початковому перерізі відповідно становитимуть

$$\tilde{Q}_k = \frac{1}{k} \frac{sh(k\tilde{f})}{ch(k\tilde{f})} = \frac{1}{k} th(k\tilde{f}); \quad (1.30)$$

$$\tilde{z}_n = \frac{1}{ch(k\tilde{f})}. \quad (1.31)$$

Коефіцієнт k , який входить в отримані формули і залежить від коефіцієнта опору збірного трубопроводу $\zeta_{l_{3\phi}} = \lambda_{3\phi} \frac{l}{D}$, його скважності \tilde{f} , рекомендується знаходити з трансцендентного рівняння (1.32) або за графіком, наведеним на рис. 1.3.

$$-k^3 + 2k + \frac{\zeta_{l_{зб}}}{2\tilde{f}} th(k\tilde{f}) = 0. \quad (1.32)$$

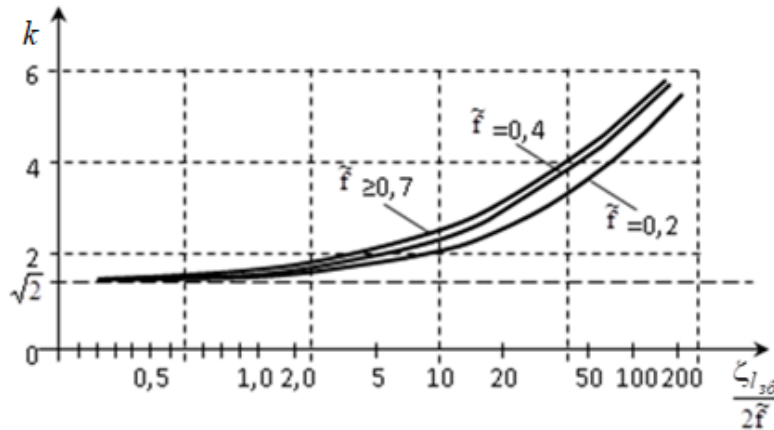


Рис. 1.3. Графік для визначення коренів трансцендентного рівняння (1.32)

Згідно з графіком, коли $\zeta_{l_{зб}} / 2\tilde{f} \leq 0,7$, що є відповідним коротким збірним трубопроводам, значення $k \approx \sqrt{2}$. У такому разі для розрахунку труб можна скористатися формулами (1.24) – (1.27).

Визначення оптимальних конструктивних характеристик напірних збірних трубопроводів

Під оптимальними розуміють конструктивні характеристики напірних збірних трубопроводів, здатних забезпечити оптимальні (технологічно задані) умови роботи інженерних споруд, тобто такі характеристики труб, які дають змогу збирати витрати із заданим ступенем рівномірності $\tau_{зб}$. У проектуванні і конструюванні розглядуваних труб параметр $\tau_{зб}$ зазвичай має бути відомим, оскільки ступінь рівномірності збирання рідини в кожній конкретній споруді зумовлюється технологічним завданням.

Заданий ступінь рівномірності збирання $\tau_{зб}$ визначають із співвідношення

$$\tau_{зб} = \frac{q_{\min}}{q_{\max}} = \frac{\mu_{зб} \alpha_n \sqrt{2gz_n}}{\mu_{зб} \alpha_n \sqrt{2gz_k}} = \sqrt{\frac{z_n}{z_k}} = \tilde{z}_n = \frac{1}{ch(r\tilde{f})}, \quad (1.33)$$

де q_{\min} і q_{\max} – мінімальна і максимальна приєднані витрати на ділянках однакової довжини в різних частинах трубопроводу.

За заданих значень $\tau_{зб}$ коефіцієнт k обчислюють за формулою

$$k = \sqrt{2 + \zeta_{l_{зб}} D_{зб}}, \quad (1.34)$$

де значення параметрів $M_{зб} = \text{arch} \frac{1}{\tau_{зб}}$, $D_{зб} = \frac{thM_{зб}}{2M_{зб}}$ залежно від $\tau_{зб}$ можна

знаходити за табл. 1.1.

Таблиця 1.1

Визначення параметрів $M_{зб}$, $D_{зб}$

$\tau_{зб}$	1,0	0,95	0,9	0,85	0,8	0,75	0,70
$M_{зб}$	0	0,323	0,467	0,586	0,693	0,795	0,896
$D_{зб}$	0,500	0,483	0,467	0,447	0,433	0,416	0,399

Потрібну площу отворів перфорації на одиницю довжини трубопроводу a_n і скважність \tilde{f} , за яких буде досягнутий технологічно заданий (оптимальний) ступінь рівномірності збирання, обчислюють за формулами

$$\alpha_{opt.} = \frac{\Omega}{\mu_{зб} l} \tilde{f}_{opt.}; \quad \tilde{f}_{opt.} = \frac{M_{зб}}{k}. \quad (1.35)$$

1.4. Умови роботи і розрахунок збірних дренажних трубопроводів

Збірні дренажні трубопроводи з фільтраційним режимом приєднання витрати вздовж шляху широко використовують в меліоративних системах для зниження рівня ґрунтових вод і створення оптимального режиму вологи у вирощуванні сільськогосподарських культур, а також для відведення води з піскових і мулових майданчиків станцій очищення і доочищення стічних вод. Схему роботи дренажного трубопроводу наведено на рис. 1.4.

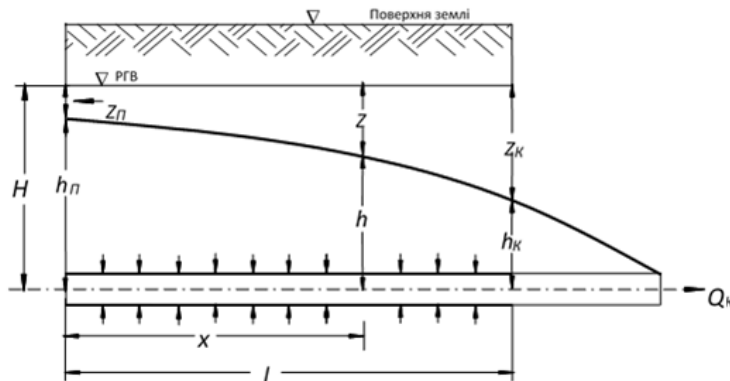


Рис. 1.4. Схема роботи збірної дренажної системи

Рух води в дренажному напірному трубопроводі описують системою двох диференційних рівнянь, одне з яких є загальним рівнянням руху рідини зі змінною витратою (1.12), а друге – рівнянням, що описує умови надходження рідини в трубопровід, яке для режиму фільтрації зазвичай представляють у вигляді

$$\frac{dQ}{dx} = \frac{H-h}{\Phi} = \frac{z}{\Phi}, \quad (1.36)$$

де H – напір ґрунтових вод над дренаєм (рис. 1.4); Φ – фільтраційний опір потоку в певний момент часу.

У загальному випадку для визначення фільтраційного опору дрени застосовують спеціальні методики, які ґрунтуються на дослідних даних. У першому наближенні можна вважати, що $\Phi \approx 1/k_f$. Тут k_f – коефіцієнт фільтрації ґрунту, в якому прокладено дренажну трубу.

Для розв’язання системи рівнянь (1.12), (1.36) зведемо її до безрозмірного вигляду, використовуючи нові змінні:

$$\tilde{Q} = \frac{Q}{\Omega\sqrt{gz_k}}; \quad \tilde{x} = \frac{x}{\Omega\Phi} \sqrt{\frac{z_k}{g}}; \quad \tilde{z} = \frac{z}{z_k}, \quad (1.37)$$

отримаємо

$$-\frac{d\tilde{z}}{d\tilde{x}} + 2\tilde{Q}\frac{d\tilde{Q}}{d\tilde{x}} + \frac{\zeta_{l_{зб}}}{2\tilde{f}}\tilde{Q}^2 = 0; \quad (1.38)$$

$$\frac{d\tilde{Q}}{d\tilde{x}} = \tilde{z}, \quad (1.39)$$

де $\zeta_{l_{зб}} = \lambda_{зб} \frac{l}{D}$ – коефіцієнт опору збірної дренажної труби;

$\tilde{f} = \frac{l}{\Omega\Phi} \sqrt{\frac{z_k}{g}}$ – узагальнений параметр збірної дрени, який містить її конструктивні і фільтраційні характеристики.

Другий член рівняння (1.38) описує втрати напору, пов’язані з ефектом приєднання рідини, третій – втрати внаслідок повздовжнього гідравлічного тертя. Через велику довжину дренажних труб, а також досить незначний вплив приєднуваного повздовжнього потоку на потік у трубі (приєднання відбувається у режимі фільтрації з малими швидкостями) другим членом у рівнянні (1.38) можна знехтувати. Тоді воно набуде такого вигляду:

$$\frac{d\check{z}}{d\check{x}} = \frac{\zeta_{l_{3\check{d}}}}{2\check{f}} \check{Q}^2. \quad (1.40)$$

Розв'язавши рівняння (1.40) сумісно з рівністю (1.39) за граничних умов:

$$\text{на початку дрени } \check{x}_n = 0; \quad \check{Q}_n = 0; \quad \check{z} = \check{z}_n,$$

$$\text{у кінці дрени } \check{x}_k = \check{f}; \quad \check{Q}_k = \frac{Q_k}{\Omega\sqrt{gz_k}}; \quad \check{z}_k = 1,$$

отримаємо основні розрахункові залежності:

- відносна витрата у довільному перерізі дренажної труби

$$\check{Q} = \check{Q}_{k\infty} \left[\frac{1}{\left(1 + \frac{\check{f} - \check{x}}{2\check{Q}_{k\infty}}\right)^2} - \frac{1}{\left(1 + \frac{\check{f}}{2\check{Q}_{k\infty}}\right)^2} \right], \quad (1.41)$$

- відносна витрата в кінці збірника

$$\check{Q}_k = \check{Q}_{k\infty} \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\check{f}}{2\check{Q}_{k\infty}}\right)^2} \right], \quad (1.42)$$

- зміна відносного перепаду напорів вздовж дрени

$$\check{z} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\check{f} - \check{x}}{2\check{Q}_{k\infty}}\right)^3}, \quad (1.43)$$

- відносний перепад напорів на початку збірника ($\check{x}_n = 0$)

$$\check{z}_n = \frac{1}{\left(1 + \frac{\check{f}}{2\check{Q}_{k\infty}}\right)^3}, \quad (1.44)$$

де

$$\check{Q}_{\infty} = \sqrt[3]{\frac{3\check{f}}{\zeta_{l_{3б}}}} = \sqrt[3]{\frac{12}{\lambda_{3б} \pi D \Phi}} \sqrt{\frac{z_{\kappa}}{g}}. \quad (1.45)$$

Величина \check{Q}_{∞} являє собою максимально можливу відносну витрату рідини, яка може надійти до труби і яку ця труба може пропустити (витрата в кінці нескінченно довгого трубопроводу). Цю витрату можна трактувати також як відносну витрату в кінці трубопроводу обмеженої довжини, але з нескінченною фільтрувальною спроможністю його бічних стінок (коли фільтрувальний опір системи «грунт – дрена» прямує до нуля, $\Phi \rightarrow 0$).

1.5. Особливості розрахунку променевого водозабору

Променевий водозабір є горизонтальною (або близькою до горизонтальної) свердловиною (променем), яка збирає ґрунтову воду й відводить її у шахту або колодязь (див. рис. 1.4). Залежно від конкретних умов від однієї шахти можна прокласти по радіусу і вертикально кілька променів, причому вони можуть бути різної довжини.

У піщаному ґрунті промінь прокладають з перфорованих труб, розрахунок яких виконують відповідно до рекомендацій, наведених раніше. У твердих породах (наприклад, у вапняках) свердловину пробурюють безпосередньо в ґрунті, а витрата води, що надходить до неї, залежить від ступеня тріщинуватості породи. Оскільки тріщинуватість важко точно описати математичними залежностями, під час розрахунку променів виникають ускладнення. Для такого випадку В.В. Сміслов, Ю.М. Константінов, М.С. Красницький [5] запропонували наближений метод розрахунку, згідно з яким втрати напору в такому трубопроводі слід обчислювати за формулою

$$H_1 - H_2 = \left(A \lambda_n \frac{l}{D} + B \frac{Q_n}{Q_p} \right) \frac{Q_p^2}{2g\Omega^2}, \quad (1.46)$$

де $\lambda_n = \lambda + \frac{\beta}{A} \frac{Q_n}{Q_p} \frac{D}{l}$ – гідравлічний коефіцієнт тертя в трубопроводі з

урахуванням приєднання рідини; $\lambda = \frac{8g}{C^2}$ – те саме без приєднання;

C – швидкісний множник, який знаходять за формулою Н.Н. Павловського для певного ґрунту; $B = 4...6$ – для дуже тріщинуватих порід, $B = 8...10$ – для слабо тріщинуватих порід, $B \approx 7$ – можна брати в середньому; Q_n і $Q_p = Q_{mp} + \frac{Q_n}{2}$ – відповідно приєднувана і розрахункова витрати на розглядуваній ділянці.

1.6. Розподільчі трубопроводи

Розглядається робота розподільчого напірного трубопроводу (каналу) постійного діаметра з рівномірною перфорацією вздовж шляху, без транзитної витрати (із заглушеним кінцевим перерізом). Схему його роботи наведено на рис. 1.5.

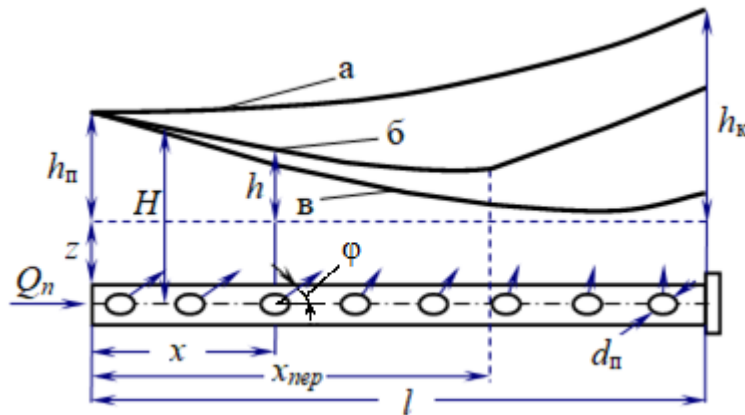


Рис. 1.5. Схема роботи розподільчого напірного трубопроводу

Вихідною для аналізу може слугувати система диференціальних рівнянь (1.12), (1.13) у вигляді

$$\frac{dh}{dx} + \frac{A}{g\Omega^2} Q \frac{dQ}{dx} + \frac{\lambda_p}{2g\Omega^2 D} Q^2 = 0; \quad (1.47)$$

$$\frac{dQ}{dx} = -\mu_p \alpha_n \sqrt{2gh}, \quad (1.48)$$

де λ_p, μ_p – постійні за довжиною, відповідно гідравлічний коефіцієнт тертя і коефіцієнт витрати розподільчого трубопроводу.

Для напірних розподільчих трубопроводів кут від'єднання струмін, що відділяються від основного повздовжнього потоку, змінюється від значень ϕ , близьких до нуля в початкових перерізах, до значень $\phi \approx 90^\circ$ в кінці розподільника. При цьому коефіцієнт e змінюється приблизно в

межах від одиниці до нуля. Дослідження характеристик розподільних трубопроводів, які працюють в спорудах систем водопостачання і водовідведення свідчить, що в середньому з достатньою точністю можна вважати, що $e \approx 0,3$, тоді параметр $A = 2 - e \approx 1,7$.

Шляхом введення нових безрозмірних змінних

$$\bar{Q} = \frac{Q}{\Omega \sqrt{2gh_n}}; \quad \bar{x} = \frac{\mu_p \alpha_n x}{\Omega}; \quad \bar{h} = \sqrt{\frac{h}{h_n}}; \quad \bar{y} = \bar{f} - \bar{x} \quad (1.49)$$

і підставлення виразу (1.48) в рівняння (1.47) система також зводиться до одного нелінійного диференційного рівняння другого порядку

$$-\frac{d\bar{Q}}{d\bar{y}} \frac{d^2\bar{Q}}{d\bar{y}^2} - 1,7\bar{Q} \frac{d\bar{Q}}{d\bar{y}} + \frac{\zeta_{l_p}}{2\bar{f}} \bar{Q}^2 = 0, \quad (1.50)$$

де h_n, h – відповідно напір в початковому перерізі і в перерізі на відстані x від початку труби; $\zeta_{l_p} = \lambda_p \frac{l}{D}$ – коефіцієнт опору розподільного трубопроводу; $\bar{f} = \frac{\mu_p \alpha_n l}{\Omega}$ – скважність трубопроводу.

Отримане нелінійне диференційне рівняння другого порядку (1.50) схоже з рівністю (1.19) і є базовим для дальшого аналізу. Як показано раніше, другий член цього рівняння відображає втрати напору, пов'язані з ефектом взаємодії основного і від'єднуваного потоків. Третій – втрати напору внаслідок гідравлічного тертя вздовж каналу. Отже, другий член має визначальний вплив у досить коротких трубах, третій – у довгих.

Аналіз результатів експериментальних досліджень розподільчих трубопроводів засвідчує, що за їх відносно невеликої довжини п'єзометрична лінія вздовж труби постійно зростає (рис. 1.5, а), а в разі відносно великої довжини – спочатку знижується, має точку перегину і в кінці труби дещо підвищується. Причому в кінцевому перерізі п'єзометрична лінія може бути як вищою, ніж на початку (рис. 1.5, б), так і нижчою (рис. 1.5, в). У зв'язку з цим для розрахунку розподільних трубопроводів різної довжини доцільно використовувати різні залежності.

Використавши для аналізу диференційного рівняння (1.50) підхід, аналогічний тому, що був застосований у розгляді роботи збірних трубопроводів (рівняння (1.19)), отримаємо залежності для розрахунку розподільних труб:

- відносна витрата в довільному перерізі короткого розподільника в разі нехтування впливом на його роботу втратами напору через гідравлічне тертя

$$\bar{Q} = \frac{1}{\sqrt{1,7}} \frac{\sin(\sqrt{1,7}\bar{y})}{\cos(\sqrt{1,7}\bar{f})}; \quad (1.51)$$

- зміна відносного напору в такому разі буде

$$\bar{h} = \frac{1}{\sqrt{1,7}} \frac{\sin(\sqrt{1,7}\bar{y})}{\cos(\sqrt{1,7}\bar{f})}; \quad (1.52)$$

- те саме, коли впливом на гідравлічне тертя знехтувати не можна:

$$\bar{Q} = \frac{1 \sin(k\bar{y})}{k \cos(k\bar{f})}. \quad (1.53)$$

Зміну відносного напору при цьому визначають за залежністю

$$\bar{h} = \frac{\cos(k\bar{y})}{\cos(k\bar{f})}. \quad (1.54)$$

Тоді відносна витрата в початковому перерізі і відносний напір в кінцевому для цього випадку відповідно становитимуть

$$\bar{Q}_n = \frac{1 \sin(k\bar{f})}{k \cos(k\bar{f})} = \frac{1}{k} \operatorname{tg}(k\bar{f}); \quad (1.55)$$

$$\bar{h}_k = \frac{1}{\cos(k\bar{f})}. \quad (1.56)$$

Значення коефіцієнта k , який входить в залежності (1.53) – (1.56), слід знаходити з трансцендентного кубічного рівняння, отриманого після підставлення виразу (1.51) в рівняння (1.50), а саме

$$k^3 - 1,7k + \frac{\zeta_{lp}}{2\bar{f}} \operatorname{tg}(k\bar{y}) = 0. \quad (1.57)$$

Розрахункові формули для визначення характеристик розподільників великої довжини мають вигляд:

$$\bar{Q} = \frac{1 \operatorname{sh}(k\bar{y})}{k \operatorname{ch}(k\bar{f})}; \quad (1.58)$$

$$\bar{h} = \frac{\operatorname{ch}(k\bar{y})}{\operatorname{ch}(k\bar{f})}; \quad (1.59)$$

$$\bar{Q}_n = \frac{1}{k} th(k\bar{f}); \quad (1.60)$$

$$\bar{h}_k = \frac{1}{ch(k\bar{f})}. \quad (1.61)$$

Коефіцієнт k при цьому слід знаходити з кубічного рівняння

$$k^3 + 1,7k - \frac{\zeta_{lp}}{2f} th(k\bar{y}) = 0. \quad (1.62)$$

З метою полегшити розрахунки на рис. 1.6 представлено допоміжні графіки для визначення коренів рівнянь (1.57) і (1.62) залежно від величини параметрів $\frac{\zeta_{lp}}{2f}$ і \bar{y} .

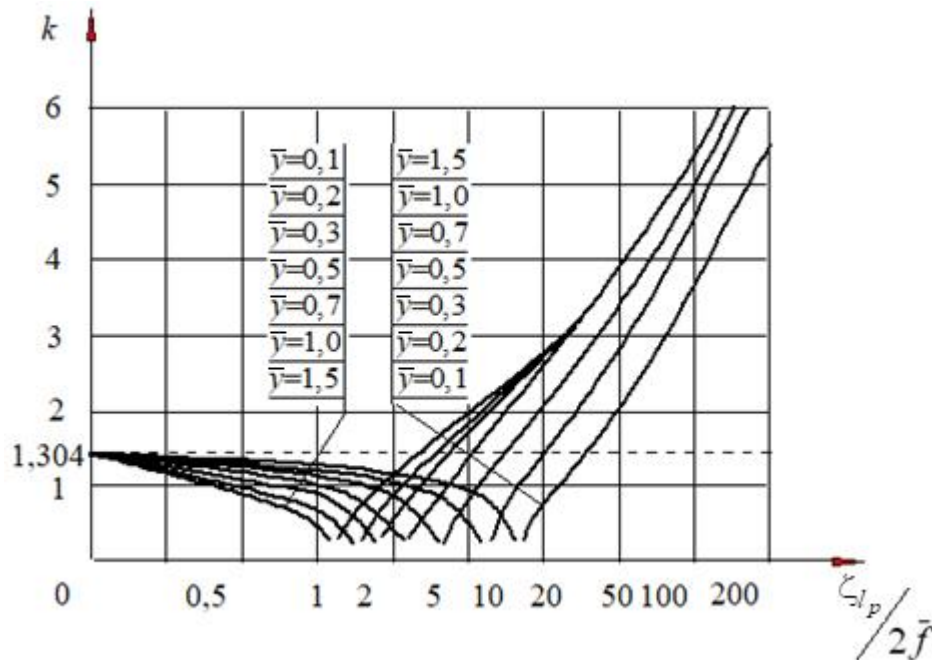


Рис. 1.6. Визначення коренів трансцендентних рівнянь (1.57), (1.62)

Слід відзначити, що коли $k \rightarrow 0$, рівнянням (1.57) і (1.62) властива невизначеність у розрахунку \bar{Q} . У цій точці знаходиться перегин п'єзометричної лінії і відмічається умовна межа переходу від коротких трубопроводів до розподільників більшої довжини.

Для знаходження відносної координати точки перегину проаналізуємо рівність (1.62). Якщо $k \rightarrow 0$, першим членом (мала вищого

порядку) в ньому можна знехтувати. Зважаючи на те, що при цьому $th(k\bar{y}) \approx k\bar{y}$, після нескладних перетворень отримаємо

$$\frac{\bar{x}_{nep}}{\bar{f}} = 1 - \frac{3,4}{\zeta_{l_p}}. \quad (1.63)$$

З рівності (1.63) випливає, що коли $\frac{\bar{x}_{nep}}{\bar{f}} < 0$ або $\zeta_{l_p} < 3,4$, розподільні трубопроводи слід вважати короткими. Їх п'єзометрична лінія немає точки перегину вздовж трубопроводу. Та якщо $\frac{\bar{x}_{nep}}{\bar{f}} > 0$ або $\zeta_{l_p} > 3,4$, вони належать до трубопроводів більшої довжини, які мають перегин п'єзометричної лінії. Таким чином, граничне значення коефіцієнта опору, що характеризує перехід від відносно коротких розподільчих трубопроводів до трубопроводів більшої довжини, буде

$$\zeta_{l_{p.зр}} = 3,4. \quad (1.64)$$

Досить складний характер п'єзометричної лінії можна пояснити так. Під час руху рідини в розподільному трубопроводі відбувається її безперервна роздача. Це зумовлює зменшення середньої швидкості руху потоку і, відповідно, збільшення поновленого напору. Що коротшою буде труба, то інтенсивніше витікатиме рідина вздовж неї і тим інтенсивніше зменшуватиметься середня швидкість руху, а також зростатиме поновлений напір.

Таким чином, спираючись на отримані розв'язки вихідного рівняння (1.50), можна дійти висновку про те, що розрахунок коротких розподільних трубопроводів слід виконувати за залежностями (1.51) – (1.56). При цьому коефіцієнт потрібно визначати як дійсний додатний корінь рівняння (1.57).

Розрахунок розподільників більшої довжини ($\zeta_{l_p} > \zeta_{l_{p.зр}}$) слід розділити на два етапи. На ділянці від початку труби до перехідного перерізу, тобто якщо $0 \leq \bar{x} < \bar{x}_{nep}$, треба використовувати формули (1.58) – (1.61), а коефіцієнт k знаходити як дійсний додатний корінь рівняння (1.62).

На ділянці від перехідного перерізу до кінця труби, тобто коли $\bar{x} < \bar{x} \leq \bar{x}_{пер}$, слід скористатися залежностями (1.51) – (1.57).

Визначення оптимальних конструктивних характеристик розподільчих трубопроводів

Для розподільчих трубопроводів, використовуваних в очисних спорудах систем водопостачання та водовідведення, допустима величина показника рівномірності розподілу води τ_p , залежно від технології процесу, зазвичай має бути в межах 0,95 – 0,7.

Як зазначено раніше, показник рівномірності розподілу визначають із співвідношення

$$\tau_p = \frac{q_{\min}}{q_{\max}} = \frac{\mu_p \alpha_n \sqrt{2gh_{\min}}}{\mu_p \alpha_n \sqrt{2gh_{\max}}} = \sqrt{\frac{h_{\min}}{h_{\max}}} . \quad (1.65)$$

На рис. 1.5 крива (а) показано, що у відносно коротких розподільниках мінімальним напір буде на початку, а максимальний – в його кінці. Таким чином, порівнюючи вирази (1.49) і (1.56), для коротких труб в безрозмірному вигляді можна записати

$$\tau_p = \sqrt{\frac{h_n}{h_k}} = \frac{1}{k} \cos(k\bar{f}) . \quad (1.66)$$

За заданих значень τ_p коефіцієнт k обчислюють за формулою

$$k = \sqrt{1,7 - \zeta_{l_p} D_p} , \quad (1.67)$$

де значення параметрів $D_p = \frac{tgM_p}{2M_p}$, $M_p = \arccos \frac{1}{\tau_p}$, залежно від τ_p , для

відносно коротких розподільників можна знаходити за табл. 1.2.

Таблиця 1.2

Значення параметрів M_p, D_p

t_p	0,99	0,97	0,95	0,93	0,90	0,85	0,80	0,75	0,70
M_p	0,142	0,246	0,318	0,376	0,451	0,555	0,644	0,723	0,795
D_p	0,503	0,510	0,518	0,525	0,537	0,558	0,583	0,610	0,641

Оптимальну площу отворів перфорації на одиницю довжини короткого трубопроводу a_{opt} і скважність \bar{f}_{opt} , за яких буде дотриманий технологічно заданий (оптимальний) ступінь рівномірності роздачі, обчислюють за формулами

$$\alpha_{opt.} = \frac{\Omega}{\mu_p l} \bar{f}_{opt}; \quad \bar{f}_{opt} = \frac{M_p}{k}. \quad (1.68)$$

Площа перерізу розподільника Ω і його діаметр D визначають залежно від величини необхідної витрати води, що подається, і допустимої швидкості руху рідини на початку труби (беруть за технологічним завданням).

Більш складною є ситуація у визначенні показника рівномірності роздачі τ_p у перфорованих трубопроводах більшої довжини. Ця обставина пов'язана з тим, що в таких випадках можливим є два варіанти поведінки п'єзометричної лінії вздовж труби.

У першому варіанті (рис. 1.5, крива (б)) мінімальний напір (отже, і витрата з труби) буде в точці перегину п'єзометричної лінії, а максимальний – в її кінці. Такі трубопроводи належать до трубопроводів проміжної довжини. Тоді відповідно до співвідношень (1.49) і (1.61) показник рівномірності визначиться як

$$\tau_p = \sqrt{\frac{h_{nep}}{h_k}} = \frac{\bar{h}_{nep}}{\bar{h}_k} = ch \left(kf \frac{3,4}{\zeta_{l_p}} \right). \quad (1.69)$$

У другому варіанті (рис. 1.5, крива (в)), що є характерним для довгих трубопроводів, максимальний напір встановлюється на початку труби, а мінімальний – в точці перегину п'єзометричної лінії. У такому разі показник рівномірності буде

$$\tau_p = \sqrt{\frac{h_{nep}}{h_n}} = \bar{h}_{nep} = \frac{ch \left(kf \frac{3,4}{\zeta_{l_p}} \right)}{ch(k\bar{f})}. \quad (1.70)$$

Таким чином, для визначення величини показника рівномірності розподілу рідини в досить довгих трубопроводах за отриманими залежностями треба спочатку визначити, на який переріз труби припадає максимум і мінімум п'єзометричної лінії, і тільки після цього розраховувати τ_p .

Очевидно, що в трубопроводах з відносною довжиною, більшою, ніж у коротких, обов'язково виикне ситуація, коли зниження п'єзометричної лінії від початкового перерізу до точки перегину за величиною дорівнюватиме висоті підйому від цієї точки до кінця труби, тобто напори в початковому і кінцевому перерізах розподільчої труби стануть однаковими. Сумісний аналіз виразів (1.66) і (1.70) показав, що величину коефіцієнта опору ζ_{l_p} залежно від τ_p , що характеризує таку ситуацію, можна знайти з табл. 1.3. або з виразу.

$$\zeta_{l_p} = \frac{3,4k\bar{f}}{\arccos \tau_p} \quad (1.71)$$

Таблиця 1.3

Визначення коефіцієнта ζ_{l_p}

τ_p	0,99	0,97	0,95	0,93	0,90	0,85	0,80	0,75	0,70
ζ_{l_p}	4,82	4,86	4,89	4,92	4,98	5,07	5,16	5,27	5,39

Значення параметрів M_p і D_p залежно від τ_p для таких розподільників можна розраховувати за формулами: $D_p = \frac{thM_p}{2M_p}$;

- варіант 1 (крива типу «б», рис. 1.5)

$$M_p = \frac{\zeta_{l_p}}{3,4} \operatorname{arch} \tau_p; \quad (1.72)$$

- варіант 2 (крива типу «в», рис. 1.5)

$$M_p = \operatorname{arch} \left[\frac{1}{\tau_p} \operatorname{ch} \left(M_p \frac{3,4}{\zeta_{l_p}} \right) \right]. \quad (1.73)$$

Значення параметра M_p в останньому рівнянні слід знаходити методом добору.

Для спрощення розрахунків за залежністю (1.73) в табл. 1.4 наведено значення M_p і D_p за різних величин показника рівномірності τ_p і коефіцієнта опору довгих розподільчих трубопроводів ζ_{l_p} .

Визначення коефіцієнтів M_p, D_p

ζ_{l_p}	$\tau_p = 0,95$		$\tau_p = 0,90$		$\tau_p = 0,8$		$\tau_p = 0,7$	
	M_p	D_p	M_p	D_p	M_p	D_p	M_p	D_p
5,5	0,415	0,473	0,608	0,446	0,927	0,393	1,235	0,342
6,0	0,395	0,475	0,577	0,451	0,873	0,402	1,156	0,354
8,0	0,358	0,480	0,520	0,459	0,779	0,418	1,018	0,378
10,0	0,344	0,481	0,499	0,462	0,745	0,424	0,968	0,386
15,0	0,332	0,482	0,480	0,465	0,715	0,429	0,926	0,394
20,0	0,328	0,483	0,474	0,466	0,705	0,431	0,912	0,396
25,0	0,326	0,483	0,472	0,466	0,701	0,432	0,906	0,397
30,0	0,325	0,483	0,470	0,466	0,698	0,432	0,903	0,397
40,0	0,324	0,483	0,469	0,466	0,696	0,432	0,900	0,398

За заданих значень τ_p коефіцієнт k обчислюють за формулою

$$k = \sqrt{\zeta_{l_p} D_p - 1,7}. \quad (1.74)$$

Оптимальна площа отворів перфорації на одиницю довжини довгого трубопроводу a_{opt} і скважність \tilde{f}_{opt} розраховують за формулами, аналогічними формулі (1.68)

$$\alpha_{opt} = \frac{\Omega}{\mu_p l_{дов}} \tilde{f}_{opt}; \quad \tilde{f}_{opt} = \frac{M_p}{k}. \quad (1.75)$$

Класифікація розподільчих трубопроводів

Така класифікація ґрунтується на оцінці впливу сил інерції і сил тертя на розрахункові параметри (зокрема, пропускну спроможність) розподільного трубопроводу. Залежно від цього всі розподільники умовно рекомендується розділяти на три групи, а саме: 1) короткі; 2) проміжної довжини; 3) довгі.

Короткими вважатимемо труби, у розрахунку яких втратами напору внаслідок повздовжнього гідравлічного тертя можна знехтувати. При цьому п'єзометрична лінія вздовж труби послідовно підвищується від початкового до кінцевого перерізу (рис. 1.5, а): $\zeta_{l_p} \leq 3,4$.

Трубопроводами проміжної довжини вважають трубопроводи, в аналізі роботи яких слід брати до уваги втрати напору, пов'язані з ефектом впливу зміни маси, так і втрати напору вздовж каналу. П'єзометрична лінія у таких труб в початкових перерізах знижується, має точку перегину, а потім підвищується до початкового рівня (умовно вважають приблизно горизонтальною) (рис. 1.5, б): $3,4 < \zeta_{l_p} < 5,4$.

До довгих належить труби, у розрахунку яких втрати напору, пов'язані з ефектом зміни витрати вздовж шляху, можна не брати до уваги. П'єзометрична лінія вздовж таких труб неухильно знижується (рис. 1.5, в): $5,4 \leq \zeta_{l_p}$.

1.7. Визначення гідравлічного коефіцієнта тертя λ

Залежність для визначення гідравлічного коефіцієнта тертя за нерівномірного руху рідини в перфорованому трубопроводі представляють у вигляді рівності

$$\lambda = \beta \lambda_0, \quad (1.76)$$

де β – дослідний поправковий коефіцієнт, який рекомендується визначати залежно від величини конструктивного коефіцієнта $f = \sum \omega_0 / \omega = \alpha_n l / \omega$ (відношення площі отворів перфорації до площі поперечного перерізу труби):

- для збірних трубопроводів

$$\beta_{зб} = 1,62 f^{-0,37}, \quad (1.77)$$

ця залежність рекомендується до застосування за $0,2 \leq f < 1,7$. Якщо $f \geq 1,7$, маємо $\beta_{зб} = 1,33$;

- для розподільних трубопроводів

$$\beta_p = 1,14 f^{-0,32}, \quad (1.78)$$

що справедливо в межах $0,2 \leq f < 1,5$. За $f \geq 1,5$ слід брати $\beta_p = 1$.

Для дренажних збірних трубопроводів рекомендується формула

$$\beta_{др} = 0,71 \check{f}^{-0,28}, \quad (1.79)$$

Яка є справедливою в межах $0,05 \leq \check{f} \leq 0,3$.

Як впливає з цього, $\beta_{др} > 1$, тільки якщо $\check{f} < 0,3$. За більших значень \check{f} коефіцієнт $\beta_{др} = 1$.

У разі роздавання рідини дренажними трубопроводами в режимі фільтрації впливом від'єднуваної витрати на величину гідравлічного коефіцієнта тертя можна знехтувати.

1.8. Визначення коефіцієнта витрати отворів перфорації μ

Нами, на підставі результатів власних експериментів, запропоновано такі емпіричні залежності для визначення коефіцієнта витрати:

- для збірних трубопроводів

$$\mu_{зб} = 0,85 - 0,156 f ; \quad (1.80)$$

- для розподільників

$$\mu_p = 0,72 - 0,065 f . \quad (1.81)$$

1.9. Випорожнення і наповнення резервуара через перфорований трубопровід

У разі зупинення роботи ємнісної очисної споруди для профілактичного ремонту або промивання резервуар випорожнюється через перфорований трубопровід, прокладений на його дні (рис. 1.7). Витікання відбувається в неусталеному режимі, тобто за змінної в часі глибини в резервуарі над віссю труби H_p .

Витрата в кінцевому перерізі перфорованого трубопроводу в кожний момент часу можна знайти з формули

$$Q_{к.т} = \frac{\omega}{k} th(k\tilde{f}) \sqrt{2g(H_{p.t} - h_{кін.т})}, \quad (1.82)$$

де $h_{кін.т}$ – п'єзометричний напір у кінці труби в певний момент часу; ω – площа перерізу труби.

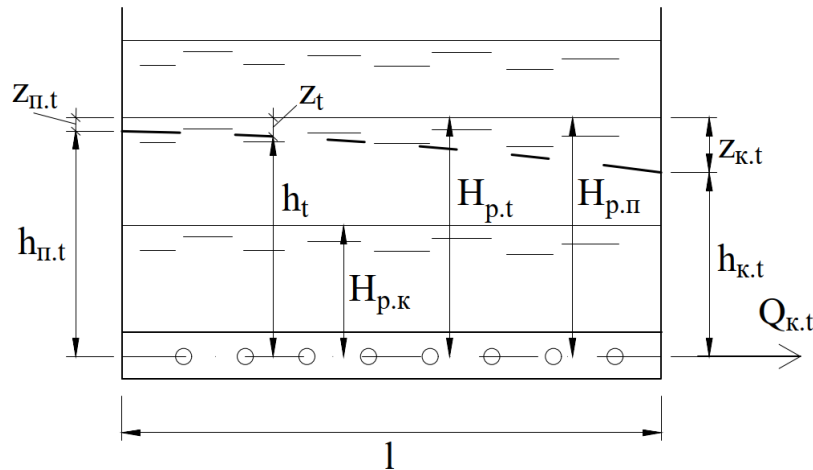


Рис. 1.7. Схема до розрахунку випорожнення резервуара через перфорований трубопровід

За час dt через перфорований трубопровід витече об'єм води

$$dW = Q_{k,t} dt. \quad (1.83)$$

У той самий час зменшення об'єму води в резервуарі становитиме

$$dW = -\Omega dH_{p,t}, \quad (1.84)$$

де Ω – площа дзеркала вільної поверхні води в резервуарі (для прямокутного резервуара $\Omega = lB$); $dH_{p,t}$ – зміна глибини води в резервуарі за час dt ; знак « \leftarrow » показує, що глибина води зменшується.

Прирівнявши вирази (1.83) і (1.84), з урахуванням формули (1.82) маємо

$$-\Omega dH_{p,t} = \frac{\omega}{k} th(k\tilde{f}) \sqrt{2g(H_{p,t} - h_{кин,t})} dt,$$

звідки

$$dt = -\frac{\Omega k}{th(k\tilde{f})\omega\sqrt{2g}} \frac{dH_{p,t}}{\sqrt{H_{p,t} - h_{кин,t}}}.$$

Інтегруючи останню залежність, визначаємо час, потрібний для випорожнення резервуара через перфорований трубопровід від початкового рівня води в ньому $H_{p,1}$ до $H_{p,2}$:

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{\Omega k}{th(k\tilde{f})\omega\sqrt{2g}} = \int_{H_{p,2}}^{H_{p,1}} \frac{dH_{p,t}}{\sqrt{H_{p,t} - h_{кин,t}}} = \frac{\Omega k}{th(k\tilde{f})\omega\sqrt{2g}} 2\sqrt{H_{p,t} - h_{кин,t}} \Big|_{H_2}^{H_1} = \\ &= 2 \frac{\Omega k}{th(k\tilde{f})\omega\sqrt{2g}} \left(\sqrt{H_{p,1} - h_{кин,1}} - \sqrt{H_{p,2} - h_{кин,2}} \right), \end{aligned} \quad (1.85)$$

де $h_{кин,1}$, $h_{кин,2}$ – п'єзометричні напори в кінці перфорованого трубопроводу в різні моменти часу.

Час повного випорожнення резервуара в разі витіканні води з труби в атмосферу ($H_{p,2} = 0$, $h_{кин,1} = h_{кин,2} = 0$) знаходимо з рівняння

$$t = 2 \frac{\Omega k}{th(k\tilde{f})\omega} \sqrt{\frac{H_{p,1}}{2g}} = \frac{2k\Omega H_{p,1}}{th(k\tilde{f})\omega\sqrt{2gH_{p,1}}} = \frac{2W}{Q_{k,1}}, \quad (1.86)$$

де W – об'єм води в резервуарі в початковий момент (до початку випорожнення).

Значення коефіцієнта k визначаємо з рівняння (1.35) або за графіком (див. рис. 1.3).

Заповнення резервуара очисної споруди після включення в роботу зазвичай здійснюється через перфорований трубопровід завдовжки l діаметром D , прокладений по його дну (рис. 1.8).

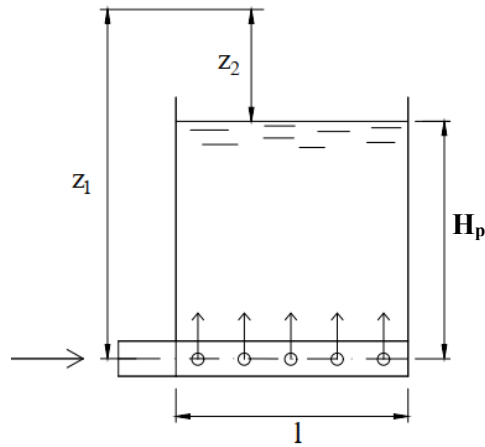


Рис. 1.8. Схема до наповнення резервуара через перфорований трубопровід

Втікання води в резервуар відбувається в неусталеному режимі, тобто за змінної глибини в резервуарі над віссю труби H_p .

У разі заповнення резервуара від дна до глибини H_p час наповнення визначають за формулами:

- для коротких трубопроводів

$$t = 2 \frac{\Omega k}{tg(k\tilde{f})\omega\sqrt{2g}} (\sqrt{z_1} - \sqrt{z_2}) \quad (1.87)$$

- для довгих

$$t = 2 \frac{\Omega k}{th(k\tilde{f})\omega\sqrt{2g}} (\sqrt{z_1} - \sqrt{z_2}). \quad (1.88)$$

1.10. Розрахунок зовнішніх міських водопровідних мереж

Подавання води споживачам здійснюється по трубах міських водопровідних мереж, прокладених вздовж вулиць, при цьому відбувається дискретний відбір. Однак через цю обставину значно збільшився б об'єм розрахунків, що практично не вплинуло б на їх точність. Тому на практиці дискретний відбір умовно замінюють безперервним рівномірним роздаванням. При цьому витрату в довільному перерізі труби x розрахункової ділянки загальною довжиною l представляють у вигляді

$$Q = Q_0 - Q_{ш} \frac{x}{l}, \quad (1.89)$$

де Q_0 – витрата на початку розрахункової ділянки; $Q_{ш}$ – шляхова витрата (витрата, яка роздається на всій довжині розрахункової ділянки).

Для аналізу скористаємося диференціальним рівнянням (1.47). Оскільки водопровідні труби мають велику довжину, то другим членом, у якому враховано втрати напору, пов'язані з ефектом відділення рідини вздовж шляху, без суттєвої похибки в ньому можна знехтувати. Тоді це рівняння набуде такого вигляду:

$$\frac{dh}{dx} + \frac{\lambda_p}{2g\Omega^2 D} Q^2 = 0. \quad (1.90)$$

З огляду на рівність (1.89) рівняння (1.90) набуде вигляду

$$-dh = \lambda_p \frac{dx}{D} \frac{(Q_0 - Q_{ш} \frac{x}{l})^2}{2g\Omega^2}. \quad (1.91)$$

Інтегруючи рівняння (1.91), а також зважаючи на те, що в кінці розрахункової ділянки $x = l$ і $\Omega = \frac{\pi D^2}{4}$, доходимо висновку: падіння п'езометричної лінії вздовж ділянки становитиме

$$H_n - H_k = \frac{8\lambda_p l}{g\pi^2 D^5} \left(Q_0^2 - Q_0 Q_{ш} + \frac{Q_{ш}^2}{3} \right) = S_0 \left(Q_0^2 - Q_0 Q_{ш} + \frac{Q_{ш}^2}{3} \right) l, \quad (1.92)$$

де $S_0 = \frac{8\lambda_p}{g\pi^2 D^5}$ – питомий опір труби; H_n , H_k – напір в початковому і кінцевому перерізі розподільчого трубопроводу відповідно.

Прирівнюючи вираз (1.92) до відомої із загального курсу залежності для розрахунку втрат напору в трубопроводі за умови рівномірного руху.

$$H_n - H_k = S_0 Q_p^2 l, \quad (1.93)$$

доходимо висновку, що втрати напору в трубопроводі з рівномірною роздачею також можна визначати за формулою такого самого вигляду

$$H_n - H_k = S_0 Q_p^2 l, \quad (1.94)$$

де Q_p – розрахункова витрата в розглядуваному випадку:

$$Q_p = \sqrt{Q_0^2 - Q_0 Q_{ш} + \frac{Q_{ш}^2}{3}}. \quad (1.95)$$

З останнього виразу випливає, що коли немає поздовжнього відтоку ($Q_{ш} = 0$), розрахункова витрата дорівнює початковій ($Q_p = Q_0$). Наявність шляхової витрати зменшує величину розрахункової витрати на деяку величину. Тобто можна записати

$$Q_p = Q_0 - \beta Q_{ш}, \quad (1.96)$$

де коефіцієнт $\beta < 1$.

Прирівнявши залежності (1.95) і (1.96), матимемо

$$\beta = \frac{Q_0}{Q_{ш}} - \frac{1}{Q_{ш}} \sqrt{Q_0^2 - Q_0 Q_{ш} + \frac{Q_{ш}^2}{3}}. \quad (1.97)$$

Замінивши витрату в початковому перерізі на

$$Q_0 = Q_{тр} + Q_{ш}, \quad (1.98)$$

отримаємо

$$\beta = \frac{Q_{тр} + Q_{ш}}{Q_{ш}} - \frac{1}{Q_{ш}} \sqrt{(Q_{тр} + Q_{ш})^2 - (Q_{тр} + Q_{ш}) Q_{ш} + \frac{Q_{ш}^2}{3}}, \quad (1.99)$$

де $Q_{тр}$ – транзитна витрата, тобто частина витрати, яка залишилася після відбору і надійшла до наступної ділянки.

У граничному випадку $Q_{тр} = 0$ (на кінцевій ділянці), $\beta = \sqrt{\frac{1}{3}} = 0,58$.

Друге граничне значення β властиве випадку, коли шляхова витрата значно менша за транзитну. Представимо залежність (1.99) у вигляді

$$\beta = \frac{Q_{тр}}{Q_{ш}} + 1 - \frac{Q_{тр}}{Q_{ш}} \sqrt{1 + \frac{Q_{ш}}{Q_{тр}} + \frac{Q_{ш}^2}{3Q_{тр}^2}}. \quad (1.100)$$

Якщо $Q_{ш} < Q_{тр}$, то величиною $Q_{ш}^2/3Q_{тр}^2$ можна знехтувати, зважаючи на її мале значення порівняно з $1 + \frac{Q_{ш}}{Q_{тр}}$. Розклавши вираз

$\sqrt{1 + \frac{Q_{ш}}{Q_{тр}}}$ у степеневий ряд, матимемо

$$\beta = \frac{Q_{mp}}{Q_{ui}} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{Q_{ui}}{Q_{mp}}} \right) - 1 =$$

$$= \frac{Q_{mp}}{Q_{ui}} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{Q_{ui}}{Q_{mp}} - \frac{1}{4} \frac{Q_{ui}^2}{Q_{mp}^2} - \dots - 1 \right) \approx 0,5. \quad (1.101)$$

Отже, β змінюється від 0,5 до 0,58. У середньому в розрахунках тупикових водопровідних ліній беруть $\beta \approx 0,55$. У розрахунках кільцевих водопровідних мереж у зв'язку з невизначеністю напрямку руху води в різні періоди часу можна брати $\beta \approx 0,5$. Тоді розрахункова витрата на ділянці визначиться за формулою

$$Q_p = Q_{mp} + 0,5Q_{ui}. \quad (1.102)$$

1.11. Особливості руху рідини зі змінною витратою у відкритих руслах

Рух рідини зі змінною витратою вздовж шляху досить часто має місце в спорудах водопостачання та водовідведення. Наприклад, приєднання рідини відбувається під час роботи водозбірних галерей, у водовідвідних канавах, безнапірних дренажних галереях. Відділення характеризує протікання рідини через бічні водозливи, розподільчі системи відстійників, прояснювачів та ін.

Диференційне рівняння, яке описує рух рідини зі змінною витратою у відкритих руслах, можна отримати з основного диференційного рівняння рідини зі змінною масою (1.11).

Оскільки у відкритих потоках $p/\rho g = h$ (h – глибина потоку за z – відмітки дна у перерізі), а також зважаючи на те, що $V = Q/\omega$, розділимо всі члени рівняння (1.11) на dl :

$$\frac{Q}{g\omega} \frac{dV}{dl} + \frac{V}{g\omega} \frac{dQ}{dl} - \frac{eQ}{g\omega^2} \frac{dQ}{dl} + \frac{dh}{dl} + \frac{dz}{dl} + \frac{dh_f}{dl} = 0. \quad (1.103)$$

Подальший аналіз рівняння (1.103) є можливим тільки тоді, коли буде відома форма поперечного перерізу каналу. Розглянемо випадок русла прямокутного перерізу, за якого $\omega = bh$ і V/bh . Перші два члени рівняння (1.103) при цьому можна представити у вигляді

$$\begin{aligned} \frac{Q}{g\omega} \frac{dV}{dl} + \frac{V}{g\omega} \frac{dQ}{dl} &= \frac{d(QV)}{gbhdl} = \frac{1}{gb^2hdl} d\left(\frac{Q^2}{h}\right) = \\ &= \frac{2QdQ}{gb^2h^2dl} - \frac{Q^2dh}{gb^2h^3dl}. \end{aligned} \quad (1.104)$$

Позначивши в рівнянні (1.11) $dz/dl = i$ (похил дна русла), а $dh_l/dl = i_f$ (похил тертя), перетворимо його до вигляду

$$\frac{dh}{dl} \left(1 - \frac{Q^2}{gb^2h^3}\right) = i - i_f - \frac{2Q}{gb^2h^2} \frac{dQ}{dl} \frac{Q}{Q} + \frac{eQ}{gb^2h^2} \frac{dQ}{dl} \frac{Q}{Q} \quad (1.105)$$

або

$$\frac{dh}{dl} = \frac{i - i_f - (2 - e) \frac{h_k^3}{Qh^2} \frac{dQ}{dl}}{1 - \frac{h_k^3}{h^2}}, \quad (1.106)$$

де $h_k = \sqrt[3]{\frac{Q_k^2}{gb^2}}$ – критична глибина потоку.

Отримане рівняння (1.106) називається *основним диференціальним рівнянням руху рідини зі змінною витратою у відкритих призматичних руслах*. Третій доданок чисельника у правій частині цього рівняння характеризує особливості руху рідини зі змінною витратою.

Аналітичних розв'язків цього рівняння не знайдено. Отримати конкретні результати можна тільки за допомогою чисельних методів на ЕОМ за заданою формою поперечного перерізу каналу.

1.12. Розрахунок бічних водозливів

Бічні водозливи являють собою водозливну стінку, встановлену паралельно осі потоку рідини (рис. 1.9). Такі водорозливи широко використовують в розподільних колодязях водовідвідних систем, у водозабірних спорудах, відстійниках тощо.

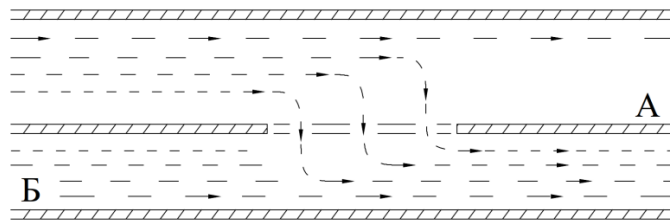


Рис. 1.9. Схема роботи бічного водозливу

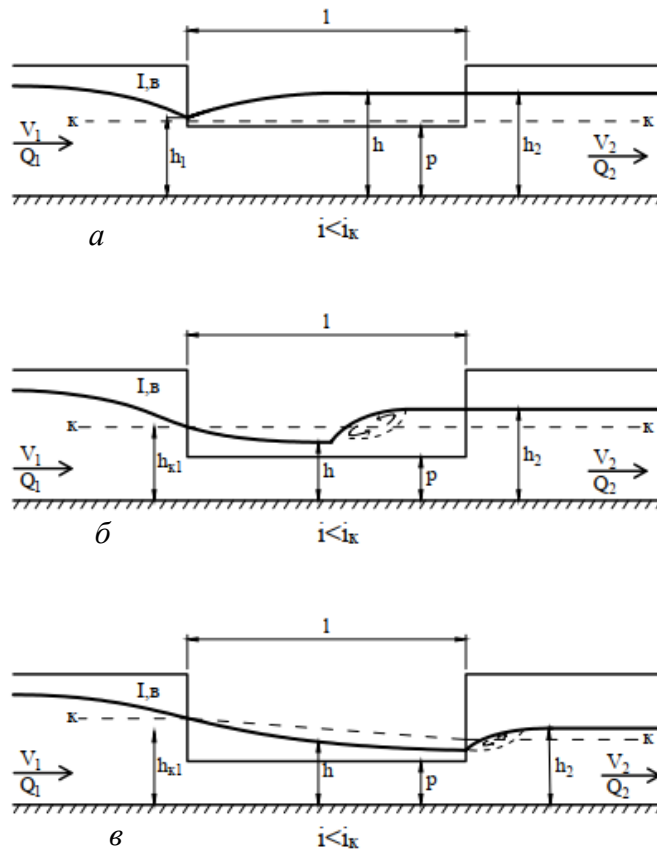
На ділянці каналу А вздовж бічного водозливу витрата Q зменшується в напрямку руху води, тобто рідина рухається зі змінною витратою. Глибина і швидкість руху води в каналі на ділянці вздовж бічного водозливу також будуть змінними.

Рух води в каналі вздовж бічного водозливу можна описати системою диференціальних рівнянь, яка складається з рівняння руху рідини зі змінною витратою у відкритих потоках (1.106) і рівняння протікання води через бічний водозлив у вигляді

$$\frac{dQ}{dx} = m_b \sqrt{2g} (h - P)^{\frac{3}{2}}, \quad (1.107)$$

де m_b – коефіцієнт витрати бічного водозливу; P – висота водозливу; h – змінна глибина в каналі вздовж водозливу.

Експериментальні дослідження бічних водозливів дали змогу визначити досить складний характер поведінки в них вільної поверхні потоку. Зокрема, якщо $h_2 > 1,43h_{к1}$ ($h_{к1}$ – критична глибина потоку на початку водозливу), за спокійного стану потоку глибина вздовж водозливу збільшується $\left(\frac{dh}{dx} > 0\right)$ (рис. 1.10, а).



1.10. Форми вільної поверхні на бічному водозливі

У деяких випадках вздовж водозливу може встановлюватися бурхливий стан потоку. Так, за висоти порогу водозливу $P < h_{к1}$ значна частина потоку зливається через нього. Через це глибини зменшуються $\left(\frac{dh}{dl} < 0\right)$ і стають меншими від критичних. Оскільки після водозливу встановлюється спокійний стан потоку, то перехід до нього відбувається через гідравлічний стрибок. За даними А.М. Курганова [11], якщо $h_2 = (1,43 \dots 1,0)h_{к1}$, стрибок встановлюється в межах водозливу, а коли $h_2 = (1, \dots 0,83)h_{к1}$, – після водозливу (рис. 1.10, б, в).

Аналітичного розв'язку вихідної системи диференціальних рівнянь, які описують течію, поки що не знайдено. На практиці пропускну спроможність бічного водозливу визначають за формулами звичайного водозливу з відповідним коригуванням:

$$Q = m_{\sigma} l \sqrt{2g} (h_p - P)^{\frac{3}{2}}, \quad (1.108)$$

де l – довжина ребра водозливу; h_p – розрахункова глибина.

За розрахункову глибину за спокійного стану потоку вздовж водозливу беруть глибину в кінці водозливу $h_p = h_2$; за бурхливого стану потоку $h_p = h_{к1}$.

Для визначення коефіцієнта витрати бічного водозливу рекомендуються формули, отримані Г.А. Симоняном. За спокійного стану потоку вздовж водозливу з тонкою стінкою

$$m_{\sigma} = 0,25 + 0,167 \left(\frac{h_1 - P}{h_2 - P} - \sqrt{Fr_2} \right); \quad (1.109)$$

у разі бурхливого стану потоку

$$m_{\sigma} = 0,08 \left(\frac{h_2 l}{B^2} \right)^2 - 0,23 \left(\frac{h_2 l}{B^2} \right) + 0,27, \quad (1.110)$$

де $Fr_2 = \frac{Q_2^2}{gb^2 h_2^2}$ – число Фруда у відповідному каналі; B – ширина каналу, в

якому встановлено бічний водозлив.

Зв'язок між глибинами потоку вздовж бічного водозливу відображається за наближеною формулою А.М. Курганова

$$h_1 + 0,9 \frac{V_1^2}{2g} = h_2 + 0,9 \frac{V_2^2}{2g} - l(i - i_f), \quad (1.111)$$

де коефіцієнт 0,9 частково відображає відділення витрати основного потоку під кутом, відмінним від 90° . За спокійного стану потоку вздовж водозливу величиною $i - i_f$ можна знехтувати і формула (1.111) спрощується:

$$h_1 + 0,9 \frac{V_1^2}{2g} = h_2 + 0,9 \frac{V_2^2}{2g}. \quad (1.112)$$

Запитання для самоперевірки

1. Запишіть і поясніть основне диференціальне рівняння руху рідини зі змінною витратою.
2. Що таке транзитна, шляхова і розрахункова витрати?
3. Як впливає кут нахилу змінюваного потоку на основний?
4. Наведіть класифікацію збірних трубопроводів за довжиною.
5. До яких трубопроводів за цією класифікацією належать дренажні трубопроводи і чому?
6. Що таке скважність перфорованого трубопроводу?
7. Наведіть класифікацію розподільчих трубопроводів за довжиною.
8. Як визначають гідравлічний коефіцієнт тертя λ для збірних і розподільчих трубопроводів?
9. Як визначають коефіцієнт витрати для розподільчих і збірних трубопроводів?
10. Що таке показник рівномірності збору і розподілу рідини вздовж перфорованого трубопроводу і як його визначають?

Розділ 2. ФІЛЬТРУВАННЯ РІДИН

2.1. Загальні відомості

Фільтруванням називається процес проходження рідини з частинками забруднень крізь фільтрувальний матеріал з метою практично повного її прояснення. Фільтрування здійснюється в спеціальних спорудах, заповнених сипким зернистим матеріалом, який називають **фільтрами**. Ці споруди є одними з основних споруд, які застосовують для очищення вод різного призначення. Зазвичай їх встановлюють на завершальних етапах очищення для досягнення потрібного ступеня видалення забруднень, вони є найбільш дорогими і складними в експлуатації.

У водоочищенні процеси фільтрування через зернисте завантаження застосовують понад три сотні років. Ще в 1685 році італійський фізик Лука Антоніо Порціо запропонував перший фільтр – споруду, в якій імітувалося природне явище проходження й очищення води крізь ґрунт. Ця установка являла собою великий резервуар, заповнений піском, через який пропускали воду зверху вниз, а очищену відбирали в нижній частині споруди. Аналогічні споруди широко використовували на практиці.

Залежно від конструктивних і технологічних характеристик фільтри поділяються так: зернисті, сітчасті, тканеві, намивні, картриджні, волокнисті, мікрофільтри.

У практиці очищення води від колоїдних і завислих частинок забруднень у процесі її підготовки для господарсько-питних і виробничих потреб споживачів, а також доочищення стічних вод найбільш широко застосовують зернисті адгезійні фільтри. У спеціальній технічній літературі такі споруди класифікують за кількома основними ознаками:

1. Швидкість фільтрування: повільні – $V = (0,1 - 0,3)$ м/год; швидкі – $V = (5 - 15)$ м/год; надшвидкі – $V > 25$ м/год.

2. Діючий напір: напірні; безнапірні (відкриті). Повільні і швидкі фільтри, як правило є, безнапірним, а надшвидкі – напірним.

3. Напрямок руху води: згори вниз – повільні, швидкі, надшвидкі; знизу вгору – контактні прояснювачі; згори вниз і знизу вгору одночасно – двопотокові (збір фільтрату відбувається в товщі фільтра); в горизонтальному напрямку – радіальні.

4. Крупність засипки (завантаження): дрібнозернисті 0,2 – 0,5 мм; середньозернисті 0,5 – 0,8 мм; крупнозернисті 0,8 – 2,0 мм.

5. Кількість фільтрувальних шарів: одношарові – завантаження з одного матеріалу; дво- та багатошарові – завантаження складається з двох або кількох шарів фільтрувальних матеріалів різної щільності.

6. Попереднє оброблення води: фільтрування з попереднім проясненням у відстійниках, прояснювачах та ін.; пряме (контактне) фільтрування – вода з коагулянтном без попереднього прояснення надходить на фільтри.

7. Вага засипки: важка (засипка, що тоне у воді); плавуча.

Останнім часом найбільшого поширення в практиці очищення води завдяки відносній простоті конструкції і зручності в експлуатації набули швидкі безнапірні фільтри. Такі споруди являють собою залізобетонний резервуар (рис. 2.1), заповнений фільтрувальним матеріалом (піском), який розміщують над спеціальним підтримувальним шаром.

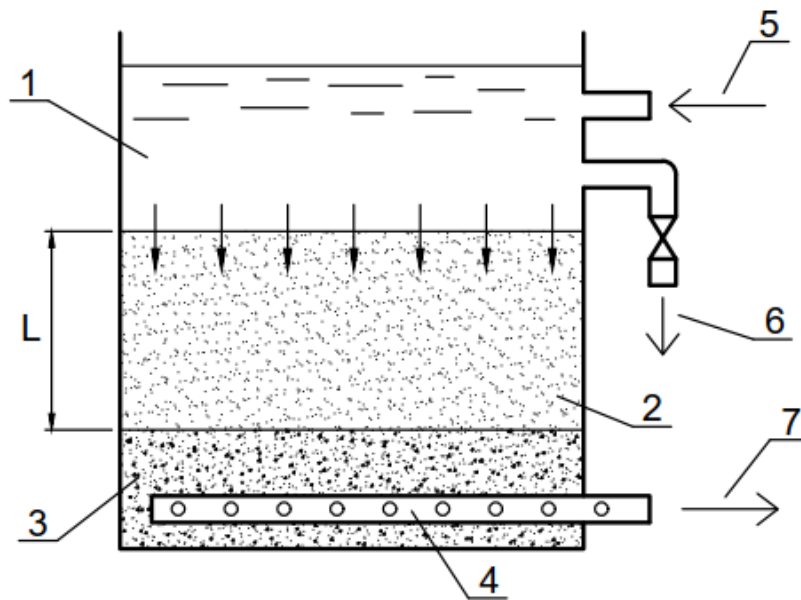


Рис. 2.1. Принципова схема влаштування швидкого фільтра:

- 1 – рівень води над завантаженням; 2 – фільтрувальне завантаження (пісок);
3 – підтримувальний шар (гравій); 4 – перфорований трубопровід; 5 – подача води;
6 – відвід промивної води; 7 – відвід фільтрату

Призначення підтримувальних шарів полягає у запобіганні винесенню частинок фільтрувального матеріалу з фільтра разом з фільтратом. Крім того, вони слугують для кращого розподілу промивної води по площі фільтра. Як підтримувальний матеріал використовують гравій і щебінь. Розмір найдрібніших частинок верхнього підтримувального шару, на який укладають фільтрувальний шар, має бути в рази більшим, ніж найкрупніші частинки фільтрувального шару.

Під підтримувальним шаром прокладають систему перфорованих трубопроводів, що залежно від потреби може бути використана як дренаж або слугувати для подавання води на промивання фільтрувального завантаження.

2.2. Кінетика процесу прояснення води під час фільтрування

Зазвичай на фільтри вода надходить після оброблення коагулянтном, що зумовлює утворення пластівців забруднень, які затримуються в пористому середовищі фільтрувального матеріалу. При цьому частина забруднень затримується на поверхні часток завантаження в певному об'ємі фільтра, а друга частина транспортується водою в нижні шари споруди, які поступово забруднюються.

Процес прояснення відбувається одночасно з супутнім йому процесом зміни гідравлічного опору фільтра внаслідок накопичення в ньому затриманої зависі. Обидва ці процеси потрібно рівноцінно розглядати і брати до уваги під час конструювання, розрахунку й експлуатації фільтра. Спочатку розглянемо кінетику процесу прояснення. Цей процес в загальному випадку є нестационарним, тобто зміна концентрації забруднень, що переносяться водою і затримуються фільтрувальними завантаженням, змінюється як за висотою фільтра, так і з часом. Особливості перебігу процесу фільтрування відображено на рис. 2.2 у вигляді функцій $C = f(x)$, де C – концентрація зависі; x – глибина (товщина) шару завантаження від його поверхні.

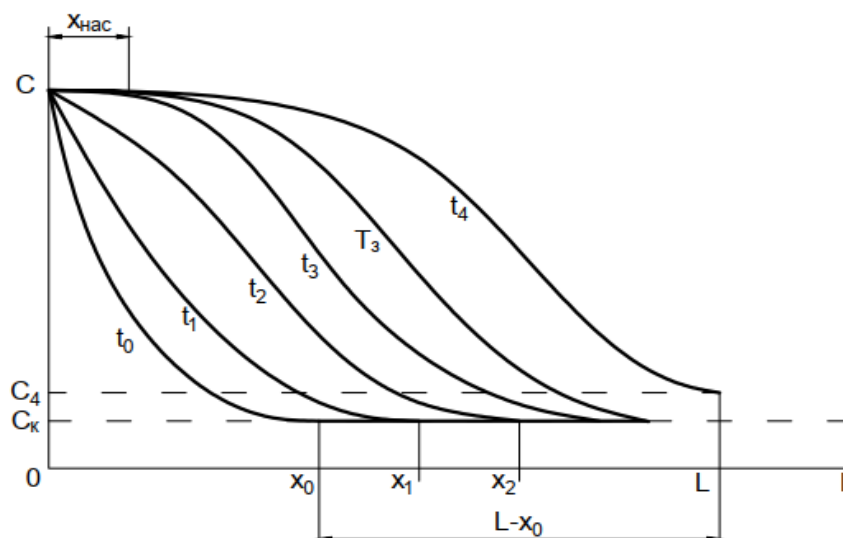


Рис. 2.2. Зміна концентрації забруднень в очищуваній воді за висотою фільтра протягом певного часу

На графіку крива t_0 характеризує початковий період прояснення, коли осаду у фільтрувальному матеріалі мало і він практично не впливає на перебіг процесу фільтрування. У цей період прояснення води відбувається на початковій ділянці завантаження товщиною x_0 , на якій концентрація зменшується до C_k . На іншій частині завантаження завтовшки $L - x_0$ (L – товщина всього завантаження фільтра) концентрація зависі практично не змінюється.

У процесі накопичення частинок забруднень у фільтрувальному матеріалі розміри пористих каналів зменшуються, а швидкість руху води в них збільшується, внаслідок чого частина прилиплих раніше частинок відривається і надходить в шари фільтра, розміщені нижче. Для того щоб досягти тієї самої концентрації C_k , тепер потрібна більша товщина шару фільтрувального матеріалу x_1 (крива t_1), а потім і x_2 (крива t_2). Частина завантаження у момент часу t_3 переходить у стан граничного насичення, товщину його $x_{нас}$ зображено на графіку. За досить тривалої роботи фільтра товщини завантаження L буде недостатньо, щоби забезпечити заданий ступінь прояснення, а концентрація зависі після фільтрування C_4 буде значно вищою від граничної C_k . Час роботи фільтра $T_з$, протягом якого гарантується задана концентрація зависі $C_{к*}$ (тобто належна якість фільтрату), називається **часом захисної дії завантаження фільтра**.

2.3. Диференційні рівняння процесу прояснення води

Виділимо двома поперечними перерізами 1–1 і 2–2 елементарний шар завантаження завтовшки Δx на відстані x від її поверхні (рис. 2.3).

Площу поперечного перерізу шару вважатимемо рівною одиниці.

До перерізу 1–1 надходить вода з масовою концентрацією частинок забруднень C_1 , а через переріз 2–2 виходить вода з шару з концентрацією C_2 . Зменшення концентрації частинок забруднень в елементарному шарі становить:

$$\Delta C = -(C_2 - C_1) = -\frac{\partial C}{\partial x} \Delta x. \quad (2.1)$$

Похідна $\partial C/\partial x$ є градієнтом концентрації, тобто її зміною на одиницю товщини шару. Градієнт концентрації виражено частковою похідною тому, що концентрація частинок забруднень в кожному перерізі залежить від двох змінних: x – відстані від поверхні завантаження і t – тривалості процесу фільтрування. Знак «мінус» у рівнянні (2.1) означає, що концентрація зменшується в міру збільшення відстані x від поверхні завантаження.

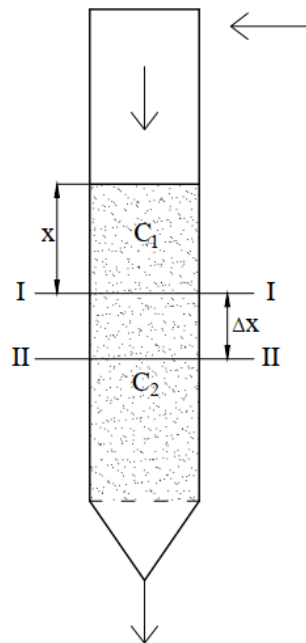


Рис. 2.3. Схема до виведення диференційного рівняння, яке описує процес прояснення води у фільтрі

Крізь одиницю площі поперечного перерізу виділеного шару за одиницю часу проходить об'єм води, рівний швидкості фільтрування V . Отже, маса забруднень, затриманих шаром завантаження з одиничною площею поперечного перерізу за одиницю часу, дорівнює

$$\Delta M = V\Delta C = -V \frac{\partial C}{\partial x} \Delta x . \quad (2.2)$$

Затримані шаром завантаження частинки забруднень утворюють осад на зернах шару, який накопичується під час фільтрування. Кількість відкладень в шарі завтовшки Δx становить $S\Delta x$, а швидкість їх накопичення у шарі, або кількість речовини, яка накопичилася в ньому за одиницю часу, дорівнює

$$\Delta M = \frac{\partial S}{\partial t} \Delta x , \quad (2.3)$$

де S – щільність насичення завантаження осадам, тобто маса осаду, який накопичився на певний момент часу в одиниці об'єму завантаження, $г/м^3$.

Прирівнявши вирази (2.2) і (2.3), отримаємо

$$\frac{\partial S}{\partial x} = -V \frac{\partial C}{\partial x} . \quad (2.4)$$

Диференціальне рівняння (2.4) є рівнянням балансу речовини. Воно показує, що кількість забруднень, видалених шаром Δx з води за одиницю часу, дорівнює кількості накопиченої в цьому шарі речовини забруднень за той самий проміжок часу.

У рівняння (2.4) входять дві незалежні змінні C і S , тому для опису процесу потрібно мати друге рівняння. Воно повинне описувати специфіку фізичної картини процесу, відображати фізико-хімічні властивості частинок забруднень і матеріалу завантаження. Як друге рівняння на практиці використовують переважно рівняння лінійної кінетики, що пояснюється насамперед його зручністю у застосуванні аналітичних методів досліджень.

Розглядаючи ефект прояснення води як сумарний результат двох протилежних процесів – вилучення частинок забруднень з води внаслідок їх прилипання до зерен завантаження і відрив раніше прилиплих частинок під впливом гідродинамічного потоку, зменшення концентрації частинок на ділянці Δx можна виразити рівністю

$$\Delta C = \Delta C_1 - \Delta C_2, \quad (2.5)$$

де ΔC_1 – зменшення концентрації частинок забруднень унаслідок прилипання; ΔC_2 – збільшення концентрації забруднень унаслідок відривання.

Зменшення концентрації частинок забруднень через їх прилипання можна вважати пропорційним середній концентрації частинок в об'ємі виділеного шару C . Окрім того, вона пропорційна товщині шару Δx :

$$\Delta C_1 = \alpha C \Delta x. \quad (2.6)$$

Збільшення концентрації внаслідок відривання раніше прилиплих частинок можна вважати пропорційним кількості накопиченого в шарі до певного моменту часу осідання $S \Delta x$:

$$\Delta C_2 = \beta \frac{S \Delta x}{V}. \quad (2.7)$$

У залежностях (2.6), (2.7) α – коефіцієнт швидкості прилипання частинок зависі до поверхні зерен фільтрувального завантаження, м^{-1} ; β – коефіцієнт швидкості відривання раніше прилиплих частинок зависі, с^{-1} .

Беручи до уваги в рівнянні (2.5) значення ΔC з виразу (2.3), ΔC_1 – з виразу (2.6) і ΔC_2 – з рівності (2.7), отримаємо

$$-\frac{\partial C}{\partial x} = \alpha C - \frac{\beta}{V} S. \quad (2.8)$$

Рівняння (2.8) відображає інтенсивність процесу видалення забруднень з рідини в пористому зернистому завантаженні і є рівнянням лінійної кінетики процесу.

Аналітичний розв'язок вихідної системи рівнянь (2.4), (2.8) відомий, але отримані залежності мають досить складний характер і їх застосування на практиці утруднене.

Для конкретних розрахунків авторами запропоновано різні методики розрахунку таких споруд. На наш погляд, найбільш теоретично обґрунтовано слід вважати методику, розроблену професором кафедри водопостачання та водовідведення КНУБА В. Л. Поляковим [14], в основу якої покладено розв'язок вихідної системи диференціальних рівнянь (2.4), (2.8). Зокрема, залежності для визначення величини змінної з часом і за висотою завантаження відносної концентрації забруднень і кінцевої концентрації на виході з фільтра рекомендується визначати за відповідними залежностями

$$\bar{C} = 2e^{-\frac{2\alpha\bar{x}}{2+\beta\bar{t}}} - e^{-\alpha\bar{x}}; \quad (2.9)$$

$$\bar{C}_\kappa = 2e^{-\frac{2\bar{\alpha}}{2+\bar{\beta}\bar{t}}} - e^{-\bar{\alpha}} = e^{-\bar{\alpha}} \left(2e^{\frac{\bar{\alpha}\bar{\beta}\bar{t}}{2+\bar{\beta}\bar{t}}} - 1 \right). \quad (2.10)$$

Зміну з часом відносної концентрації затриманого осаду за висотою фільтра і її величину в початковому перерізі пропонується знаходити за відповідними формулами

$$\bar{S} = \frac{2\bar{\alpha}\bar{t}}{2+\bar{\beta}\bar{t}} e^{-\frac{2\bar{\alpha}\bar{x}}{2+\bar{\beta}\bar{t}}}; \quad (2.11)$$

$$\bar{S}_n = \frac{2\bar{\alpha}\bar{t}}{2+\bar{\beta}\bar{t}}. \quad (2.12)$$

У залежностях (2.9) – (2.12) беруть такі безрозмірні змінні:

$$\bar{C} = \frac{C}{C_0}; \quad \bar{S} = \frac{S}{n_0 C_0}; \quad \bar{t} = \frac{Vt}{n_0 L}; \quad \bar{x} = \frac{x}{L}; \quad \bar{k} = \frac{k}{k_0}; \quad \bar{n} = \frac{n}{n_0};$$

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha L}{V}; \quad \bar{\beta} = \frac{\beta n_0 L}{V},$$

де C_0 – початкова концентрація забруднень в очищуваній воді; n_0 і n – відповідно початкова і змінна за висотою фільтра пористість матеріалу завантаження; k_0 і k – коефіцієнти фільтрації чистого і замуленого завантаження; L – товщина (висота) фільтрувального завантаження; x – відстань від початку завантаження до розглядуваного перерізу; t – час роботи фільтра.

Коефіцієнти α і β визначають за результатами попередніх експериментальних досліджень осаду забруднень і очищеної води.

2.4. Втрати напору в чистому фільтрі

Для математичного опису процесу очищення води зернистим завантаженням швидких фільтрів, окрім рівнянь, які описують масоперенесення (2.4) і кінетику процесу видалення забруднень (2.8), потрібно додатково мати рівняння, що відображають гідродинаміку потоку в пористому середовищі.

У загальному випадку втрати напору залежать від товщини фільтрувального завантаження L , розмірів і форми його зерен, пористості n_0 , швидкості руху води в порах u , в'язкості води. Залежність для

визначення втрат напору в чистому фільтрі можна подати у такому вигляді [12]:

$$h_0 = \zeta \frac{L u^2}{l g}, \quad (2.13)$$

де ζ – коефіцієнт опору під час руху води в чистому фільтрі; l – характерний лінійний розмір фільтрувального матеріалу.

Швидкість руху води в порах u можна виразити через швидкість фільтрування V і пористість n_0 :

$$u = \frac{V}{n_0}. \quad (2.14)$$

За характерний лінійний розмір зазвичай беруть величину, прямо пропорційну площі живого перерізу каналів пор й обернено пропорційну змоченому перерізу. Для однорідного фільтрувального матеріалу поверхнева пористість практично дорівнює об'ємній пористості. Тому в одиниці об'єму фільтрувального матеріалу завантаження площа перерізу каналів пор прямо пропорційна пористості $n_0 = \omega_n / \omega$ (ω_n – сумарна площа перерізу пор каналів, ω – площа перерізу фільтрувального завантаження).

Змочений периметр є сумою периметрів поперечних перерізів зерен фільтрувального матеріалу, яка пропорційна питомій поверхні зерен, тобто сумарній поверхні зерен F_0 в одиниці об'єму фільтрувального завантаження. Об'єм усіх зерен у цій одиниці об'єму $1 - n_0$. Оскільки об'єм одного зерна $\pi d_e^3 / 6$ (d_e – еквівалентний діаметр зерна), то загальна кількість зерен в одиниці об'єму фільтрувального завантаження становить

$$N = \frac{(1 - n_0) 6}{\pi d_e^3}. \quad (2.15)$$

Оскільки площа поверхні кожного зерна πd_e^2 , а форма зерен відрізняється від кулі, сумарна поверхня всіх зерен в одиниці об'єму дорівнює

$$F_0 = \pi d_e^2 N = \frac{6(1 - n_0) \gamma_\phi}{d_e}, \quad (2.16)$$

де γ_ϕ – коефіцієнт, який характеризує відмінність форми зерен фільтрувального матеріалу від кулеподібної. Зазвичай беруть для обкатаного річкового піску $\gamma_\phi = 1,17$; для гострокутного кварцового піску $\gamma_\phi = 1,5 \dots 1,67$; для антрациту $\gamma_\phi = 1,5 \dots 2,52$.

Отже, характерний лінійний розмір l у формулі (2.13)

$$l = \frac{n_0}{F_0} = \frac{n_0 d_e}{6(1-n_0)\gamma_\phi} \quad (2.17)$$

Режим руху води у фільтрувальному завантаженні характеризується числом Рейнольдса, яке виражається через швидкість руху води у каналах пор і характерний лінійний розмір:

$$\text{Re} = \frac{ul}{\nu} = \frac{V}{n_0} \frac{n_0 d_e}{6(1-n_0)\gamma_\phi \nu} = \frac{V d_e}{6\gamma_\phi \nu (1-n_0)}, \quad (2.18)$$

де ν – кінематична в'язкість рідини.

За дослідженнями Д. М. Мінца, у швидких фільтрах зазвичай спостерігається ламінарна фільтрація, за якої $\text{Re} \leq 4$, а коефіцієнт опору визначається за формулою

$$\zeta = \frac{5,2}{\text{Re}} \quad (2.19)$$

З огляду на викладене формула (2.13) для втрат напору в чистому фільтрі набуде вигляду

$$h_0 = \frac{5,2 \cdot 6\gamma_\phi \nu (1-n_0) L \cdot 6(1-n_0)\gamma_\phi V^2}{V d_e d_e n_0^3 g} = \frac{187\gamma_\phi^2 (1-n_0)^2 \nu L V}{n_0^3 g d_e^2} \quad (2.20)$$

Залежність (2.20) означає, що втрати напору в чистому фільтрі прямо пропорційні швидкості фільтрування V , товщині завантаження L , кінематичній в'язкості рідини ν і обернено пропорційні діаметру зерен d_e і пористості фільтрувального матеріалу n_0 .

2.5. Приріст втрат напору з часом

Під час руху води із завислими частинками забруднень крізь зернисте середовище фільтра частина цих забруднень затримується і накопичується в порах. При цьому пористість матеріалу завантаження зменшується, що призводить до збільшення втрат напору (Δh) в процесі експлуатації очисної споруди.

За умовами роботи фільтра витрата води, отже, середня швидкість фільтрування не повинна зменшуватись з часом, що досягається дотриманням постійної сумарної величини втрат напору в споруді під час її роботи. Для цього на практиці застосовують спеціальні регулятори

швидкості. За збільшення втрат напору у завантаженні фільтра втрати напору в регуляторі швидкості (завдяки його відкриттю) зменшуються так, щоб сумарні втрати напору в споруді залишалися постійними:

$$h = h_0 + \Delta h = h_0 + \int_0^L I dx, \quad (2.21)$$

де $I = h/L$ – гідравлічний похил на довільній глибині i в довільний момент роботи фільтра.

Як відомо із загального курсу гідравліки, за певних постійних значень гідравлічного похилу (I) і товщини шару фільтрувального завантаження (L) втрати напору в ньому під час протікання рідини визначають за формулою

$$\Delta h = IL. \quad (2.22)$$

Однак під час роботи реального фільтра внаслідок впливу затриманих частинок осаду пористість завантаження поступово змінюється (зменшується) в часі і залежно від його товщини. Це призводить до збільшення гідравлічного опору, отже, втрат напору в ньому. На підставі досліджень можна стверджувати, що в загальному випадку зміна величини втрат напору під час фільтрування залежить від багатьох причин і може бути знайдена тільки експериментальним шляхом. Для визначення змінного в часі і за товщиною приросту втрат напору у фільтрі можна рекомендувати як розрахункову приблизну залежність [15]

$$\Delta h = h_0 \left\{ \frac{1}{A} \ln \frac{e^A - B}{1 - B} - \frac{2B(1 - e^A)}{A(1 - B)(e^A - B)} - \frac{B^2}{2A} \left[\frac{1}{(e^A - B)^2} - \frac{1}{(1 - B)^2} \right] \right\}, \quad (2.23)$$

де $A = \frac{2\bar{\alpha}}{2 + \bar{\beta}t}$; $B = \frac{2\bar{\alpha}\gamma C_0 t}{2 + \bar{\beta}t}$; C_0 – об'ємна концентрація зависі ($\text{дм}^3/\text{дм}^3$);

γ – емпіричний коефіцієнт, який відображає відношення концентрації осаду до концентрації твердих частинок у ньому.

2.6. Розрахунок часу ефективної роботи фільтра

Найважливішим технологічним параметром, який диктує оператору фільтрувальної установки термін закінчення чергового робочого циклу і початку промивання фільтра, є тривалість фільтроциклу t_f , оскільки вона,

разом з величиною витрати, визначає продуктивність фільтрувальної установки і вартість очищення води.

Для нормальної роботи фільтра зазвичай мають бути дотримані дві основні умови: належна якість очищення води і безперервна робота фільтра в період до досягнення в ньому граничних втрат напору. Від дотримання першої умови залежить якість очищення, критерій якої можна представити у вигляді умови

$$C_k \leq C_{k*}, \quad (2.24)$$

де C_k – вихідна (кінцева) масова (об'ємна) концентрація зависі, C_{k*} – її гранично допустиме (задане) значення згідно з санітарними нормами або технологічним завданням.

Час, протягом якого досягають заданої якості очищення води (умова 2.24), називають **часом захисної дії завантаження фільтра t_z** .

Як вже зазначено, під час експлуатації фільтра внаслідок затримання частинок забруднень поступово відбувається замулювання фільтрувального завантаження, що призводить до збільшення втрат напору в ньому, а це спричинює підвищення рівня вихідної води над фільтрувальним шаром.

Залежно від конструктивних особливостей і схеми під'єднання фільтра, накопичення очищеної води вище від фільтрувального завантаження також може регламентувати режим роботи очисної споруди. На практиці це виражається обмеженістю висоти шару води над зернистим завантаженням. Від дотримання цієї (другої) умови залежить дотримання другого (технічного) критерію – досягнення в ньому граничних втрат напору, який може бути представлений у вигляді умови

$$H_W \leq H_{W*}, \quad (2.25)$$

де H_W – шар води, який накопичився над завантаженням (втрати напору в завантаженні); H_{W*} – конструктивно допустима для цього фільтра максимальна висота шару води над завантаженням.

Час підняття рівня води до максимально допустимого називають **часом досягнення розподільчого напору t_H** .

Зазвичай тривалість фільтроциклу t_f можна ототожнювати з найменшим з двох характерних часових проміжків – часом захисної дії завантаження t_3 , і часом підняття рівня води до максимально допустимого t_H . З формального погляду, це означає, що

$$t_f = \min(t_3, t_H). \quad (2.26)$$

З рівняння (2.26) випливає, що для знаходження t_f треба розрахувати і зіставити два згаданих проміжки часу. В сучасній практиці фільтрування t_3 і t_H встановлюють, відповідно, за допомогою експрес-аналізів якості фільтрату і вимірювання рівня води над фільтрувальним завантаженням..

За даними В.Л. Полякова, відносний час захисної дії фільтра \bar{t}_3 рекомендується визначати за залежністю, яку легко отримати з рівняння (2.10), підставивши замість \bar{C}_κ задане значення гранично допустимої відносної концентрації в кінцевому перерізі фільтра \bar{C}_{κ^*} , маємо

$$\bar{t}_3 = \frac{2}{\beta} \frac{B}{\bar{\alpha} - B}, \quad (2.27)$$

де $B = \ln \frac{\bar{C}_{\kappa^*} e^{\bar{\alpha}} + 1}{2}$.

Час досягнення максимального шару води над завантаженням слід знаходити, добираючи значення з рівняння (2.23) і вважаючи, що $\Delta h = H_w$.

Висоту (товщину) шару завантаження, яка за відомих значень C_{κ^*} , швидкості фільтрування V і заданого часу роботи фільтра t буде забезпечувати заданий ступінь очищення C_{κ^*} , рекомендується знаходити за формулою

$$L = \frac{Vt\bar{\beta}}{2n_0} \frac{\bar{\alpha} - B}{B}. \quad (2.28)$$

Належну швидкість фільтрування V , за якої будуть дотримані задані параметри C_{κ^*} , t , L , можна розраховувати за залежністю

$$V = \frac{2n_0L}{t\bar{\beta}} \frac{B}{\bar{\alpha} - B}. \quad (2.29)$$

Вважають, що коли $t_3 = t_n$, моменти досягнення граничних втрат напору і початку погіршення якості фільтрату збігаються. Такий варіант видається оптимальним з техніко-економічного погляду. Проте, з погляду санітарної надійності, зазвичай беруть $t_3 / t_n = 1,2-1,5$, оскільки за таких показників протягом усього циклу гарантується висока якість фільтрату і підвищується ступінь надійності роботи фільтра.

Запитання для самоперевірки

1. Наведіть класифікацію фільтрів за швидкістю фільтрування.
2. Яка різниця між масовою і об'ємною концентрацією забруднень?
3. Що таке пористість зернистого завантаження ?
4. Запишіть і поясніть фізичний зміст рівняння лінійної кінетики.
5. Що таке час захисної дії завантаження фільтра?
6. Що і чому відбувається з втратами напору у фільтрі протягом певного часу?
7. Від чого залежить величина гранично допустимої концентрації забруднень ?
8. З якою метою в конструкції фільтра використовують підтримувальний шар?
9. Як на розрахунках позначається форма частинок фільтрувального завантаження ?
10. Коли і як виконують промивання фільтрувального завантаження ?

Розділ 3. ВІДСТОЮВАННЯ РІДИН

3.1. Загальні відомості

Питання, які вивчає дисципліна «Гідравліка», часто поділяють на внутрішні і зовнішні задачі гідравліки. До внутрішніх задач належить вивчення закономірностей руху потоків рідини, що обмежені твердими стінками з усіх або трьох боків (напірні і безнапірні трубопроводи і канали). До зовнішніх задач – дослідження особливостей руху тіл у рідині або обтікання тіл різної форми потоком рідини або газу, який обмежений твердими стінками тільки з одного боку (рух водного і повітряного транспорту). Вилучення частинок забруднень за методом відстоювання на очисних спорудах водопостачання та водовідведення також належить до зовнішніх задач гідравліки.

Закономірності руху частинок різного розміру і форми досить повно висвітлено в багатьох теоретичних й експериментальних працях. Найбільш дослідженими є питання вільного осідання щільних зернистих частинок, які в процесі осадження не руйнуються і не змінюють своїх розмірів і форми. Значно менше вивчено явище осадження нестійкої зависі, здатної злипатися. Обидва аспекти мають важливе практичне значення в проектуванні і розрахунку споруд механічного очищення природних і стічних вод (пісковловлювачі, відстійники, прояснювачі).

3.2. Особливості відносного руху твердих тіл і рідини

Під час руху тіла в рідині або обтікання рідиною поверхні тіла виникають втрати енергії (напору) двох видів, а саме: втрати, пов'язані з переборенням сил опору тиску ($F_{on.muc.}$) і сил опору тертя ($F_{on.mep.}$). Тобто повний опір руху (F_{on}) визначається за залежністю, запропонованою ще Ньютоном

$$F_{on} = F_{on.muc.} + F_{on.mep.} = C_{on}\omega\rho\frac{u_0^2}{2}, \quad (3.1)$$

де C_{on} – коефіцієнт опору; ω – характерна площа тіла; ρ – густина рідини; u_0 – швидкість руху рідини або тіла.

У кожному конкретному випадку співвідношення між величинами $F_{on.muc.}$ і $F_{on.mep.}$ залежить від форми бічної поверхні тіла і його орієнтації в просторі відносно напрямку потоку рідини. На практиці розділити ці складові за величиною неможливо.

Оцінюючи величину і суть згаданих параметрів, можна провести аналогію з втратами енергії (напору) внаслідок місцевого і повздовжнього опору під час руху рідини в напірних трубопроводах.

Для визначення максимальних значень складових опору у формулі (3.1), справедливої за відносного руху тіла і рідини, розглянемо два граничних випадки.

Варіант 1. Розміщення тонкої пластинки перпендикулярно до напрямку руху потоку рідини (рис. 3.1). При цьому загальний опір пластинки складається з опору тиску ($F_{on.muc.}$), а опір тертя ($F_{on.mep.}$) практично рівний нулю.

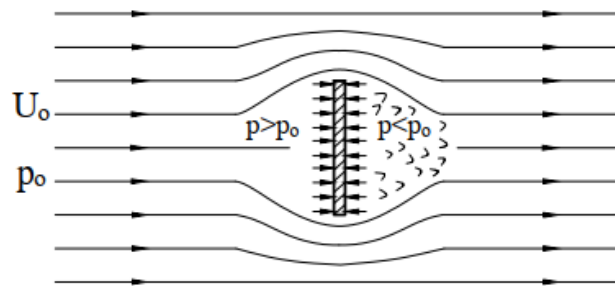


Рис. 3.1. Обтікання потоком перпендикулярно розміщеної пластинці

Залежність для визначення опору тиску в цьому випадку зазвичай записують у вигляді

$$F_{on.muc} = C_{muc} \omega \rho \frac{u_0^2}{2}, \quad (3.2)$$

де C_{muc} – коефіцієнт опору тиску; ω – площа міделевого перерізу тіла (площа проекції тіла на площину, перпендикулярну напрямку руху).

Аналітичне визначення коефіцієнта C_{muc} в загальному випадку є ускладненим, його величина залежить від форми частинки і режиму її руху. Зазвичай коефіцієнт знаходять за результатами експериментальних досліджень. Тільки в разі ламінарного режиму руху обтікання кулеподібної частинки діаметром d коефіцієнт опору тиску можна визначити за теоретичною формулою Стокса

$$C_{тис} = \frac{24}{Re}, \quad (3.3)$$

де $Re = \frac{u_0 d}{\nu} < 2$ – число Рейнольдса.

За турбулентного режиму обтікання ($Re = 1000 - 300\,000$) коефіцієнт опору тиску набуває постійного значення $C_{тис} = 0,47$. Деякі експериментальні дані авторів А.П. Зегджа та Л.І. Седова з визначення коефіцієнта $C_{тис}$ для часток піску і гравію (крива 1) та часток у формі куль (крива 2) залежно від числа Рейнольдса наведено на рис.3.2.

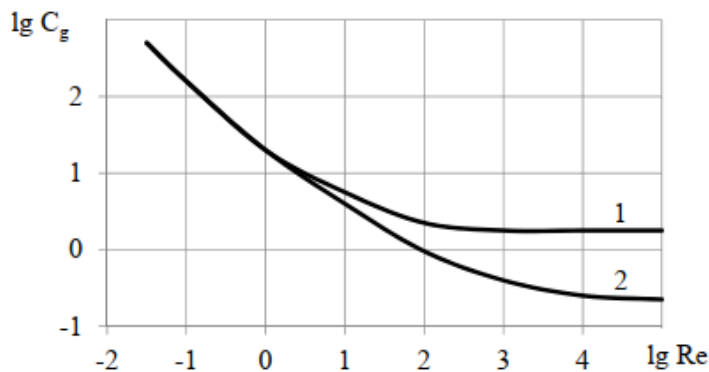


Рис. 3.2. Графік залежності коефіцієнта опору тиску $C_{тис}$ від числа Re

Коефіцієнт опору тиску некулеподібних частинок буде більшим, ніж кулеподібних. У конкретних розрахунках вплив форми частинок на величину коефіцієнта опору може бути відображений за допомогою коефіцієнта форми

$$C_{тис.ч} = \frac{C_{тис}}{k_{\phi}}, \quad (3.4)$$

де $C_{тис.ч}$ – коефіцієнт опору тиску некулеподібної частинки (беруть для частинки з еквівалентним діаметром, рівним діаметру кулі); $C_{тис}$ – коефіцієнт опору тиску кулеподібної частинки; k_{ϕ} – коефіцієнт форми, який беруть рівним 0,85 – 0,87 для обкатаного піску; 0,67 – 0,75 – для гострокутного піску; 0,58 – 0,7 – для дробленого антрациту. Для частинок округлої форми $k_{\phi} \approx 0,77$; для гострокутних частинок $k_{\phi} \approx 0,66$; для видовжених – $k_{\phi} \approx 0,58$; для пластинчастих – $k_{\phi} \approx 0,43$.

Варіант 2. Розміщення тонкої пластинки вздовж напрямку руху потоку рідини (рис.3.3). При цьому загальний опір пластинки складається з опору тертя ($F_{on.тер.}$), а опір тиску ($F_{on.тис.}$) практично рівний нулю.

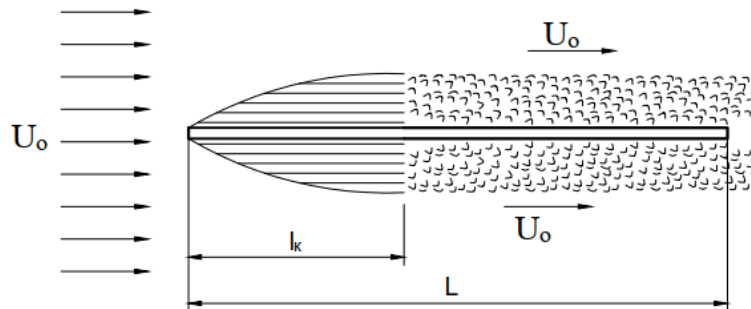


Рис. 3.3. Обтікання пластинки, розміщеної вздовж потоку рідини

За такого обтікання відриву струмینی від пластини не відбувається, але вздовж неї виникає так званий примежовий шар рідини, в якому кінематика руху рідини відрізняється від кінематики руху в іншій частині потоку. Примежовий шар починається біля передньої точки пластини і поширюється по всій її поверхні, при цьому товщина цього шару збільшується вниз за течією. Біля самої пластинки швидкість руху потоку наближається до нуля, а в міру віддалення від пластинки поступово зростає до швидкості незбуреного потоку. Практично за товщину примежового шару беруть відстань від пластинки до перерізу, на якому швидкість стає рівною $0,99u_0$ (u_0 – швидкість незбуреного потоку).

При цьому залежно від конкретних умов, примежовий шар може бути ламінарним або турбулентним, що значною мірою визначає величину опору тертя. Зазвичай в передній частині пластинки примежовий шар має ламінарний характер. У міру збільшення товщини ламінарного шару він втрачає свою сталість і переходить в турбулентний примежовий шар. Стан примежового шару в основному визначається змінним вздовж пластинки числом Рейнольдса, яке записують у вигляді

$$\text{Re}_x = \frac{u_0 x}{\nu}, \quad (3.5)$$

де x – відстань від початку пластини до розглядуваного перерізу.

Уздовж плоскої пластинки ламінарний примежовий шар може переходити в турбулентний у разі перевищення певного критичного значення числа Рейнольдса, яке беруть рівним

$$\text{Re}_{кр} = \frac{u_0 x_{кр}}{\nu} = (3 - 4,85) \cdot 10^5, \quad (3.6)$$

де $x_{кр}$ – довжина від переднього краю пластинки до кінця ламінарної частини примежового шару.

Якщо довжина пластини l менша за $x_{кр}$, то весь примежовий шар буде ламінарним; та якщо $l > x_{кр}$, частина примежового шару від початкового перерізу до перерізу $x_{кр}$ буде ламінарною, а частина від $x_{кр}$ до кінця пластини – турбулентною. Такий шар називається змішаним примежовим шаром.

Силу опору тертя в розрахунках визначають за формулою

$$F_{оп.тер} = C_{тер} \omega \rho \frac{u_0^2}{2}, \quad (3.7)$$

де $C_{тер}$ – коефіцієнт опору тертя, величина якого залежить від режиму обтікання плоскої поверхні рідиною; ω – площа поверхні пластини, яку обтікає рідина.

У ламінарному пограничному шарі коефіцієнт опору тертя визначають за формулою, запропонованою Блазіусом, у вигляді:

$$C_{тер} = \frac{1,328}{\sqrt{\text{Re}}}. \quad (3.8)$$

Щодо турбулентного пограничного шару, то рекомендується користуватися узагальненою формулою А.Д. Альтшуля:

$$C_{тер} = 0.03 \left(\frac{\Delta_{ек}}{l} + \frac{83}{\text{Re}} \right)^{0,2}, \quad (3.9)$$

де $\Delta_{ек}$ – еквівалентна шорсткість поверхні тіла (пластинки).

За малої шорсткості поверхні і швидкості руху рідини справедливими є співвідношення

$$\frac{\Delta_{ек}}{l} \ll \frac{83}{\text{Re}} \quad \text{або} \quad \text{Re} \frac{\Delta_{ек}}{l} = \frac{u_0 \Delta_{ек}}{\nu} \ll 83. \quad (3.10)$$

У цьому випадку формула (3.9) набуває вигляду формули Кармана, виведеної для гідравлічно гладких пластин:

$$C_{тер} = 0,072 Re^{-0,2}. \quad (3.11)$$

За великої швидкості руху рідини і значної шорсткості поверхні залежність (3.9) матиме вигляд

$$C_{тер} = 0,03 \left(\frac{\Delta_{ек}}{l} \right)^{0,2}. \quad (3.12)$$

3.3. Падіння твердих тіл в рідині. Гідравлічна крупність

Закономірності руху, осідання і спливання частинок різного роду забруднень активно використовують у дослідженнях і розрахунку очисних споруд (пісковловлювачі, відстійники, прояснювачі, флотатори).

Розглянемо більш докладно процес осідання одиночної твердої частинки в спокійній рідині (воді). Вважаємо, що осідання відбувається рівномірно по всій глибині з постійною швидкістю, тобто рух має усталений характер. Для спрощення опису вважаємо, що частинка забруднень має форму кулі діаметром d . Схему осідання одиночної частинки в рідині наведено на рис. 3.4.

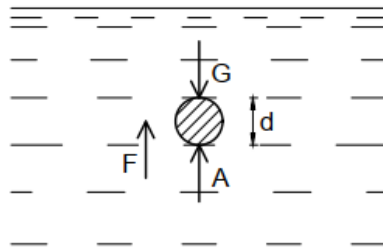


Рис. 3.4. Схема осідання одиночної частинки в рідині

Рівномірне осідання частинки відбувається під одночасною дією трьох сил:

$$\text{- сили тяжіння} \quad G = \rho_q g W_q = \rho_q g \frac{\pi d^3}{6}, \quad (3.13)$$

$$\text{- сили Архімеда} \quad A = \rho_p g \frac{\pi d^3}{6}, \quad (3.14)$$

$$\text{- сили опору тиску} \quad F_{оп.тиску} = C_{тиску} \omega \rho_p \frac{V_{з.к}^2}{2} = C_{тиску} \frac{\pi d^2}{4} \rho_p \frac{V_{з.к}^2}{2}, \quad (3.15)$$

де ρ_c, ρ_p – густина відповідно матеріалу частинки і рідини; g – прискорення вільного падіння; W_c – об’єм частинки; $V_{z.k}$ – **гідрравлічна крупність частинки** (швидкість рівномірного осідання частинки в спокійній воді за температури 10 °С).

За рівномірного падіння частинки алгебраїчна сума проєкції всіх сил на вертикальну вісь дорівнює нулю:

$$A + F_{\text{тис}} - G = 0. \quad (3.16)$$

Підставивши у вираз (3.16) відповідні значення з формул (3.13) – (3.15), отримаємо

$$(\rho_c - \rho_p)g \frac{\pi d^3}{6} = C_{\text{тис}} \frac{\pi d^2}{4} \rho_p \frac{V_{z.k}^2}{2}.$$

Звідси гідрравлічна крупність частинки буде

$$V_{z.k} = \sqrt{\frac{4(\rho_c - \rho_p)gd}{3\rho_p C_{\text{тис}}}}. \quad (3.17)$$

У разі ламінарного режиму падіння частинки, тобто за чисел Рейнольдса $Re = \frac{V_{z.k}d}{\nu} \leq 2$, зважаючи на формулу (3.3), одержимо

$$V_{z.k} = \frac{(\rho_c - \rho_p)}{18\mu} gd^2, \quad (3.18)$$

де $\mu = \rho_p \nu$ – динамічна в’язкість рідини.

Силу опору тиску під час падіння частинки в рідині, зважаючи на залежності (3.15) і (3.3), визначають за залежністю

$$F_{\text{оп.тис}} = \frac{24\nu}{V_{z.k}d} \frac{\pi d^2}{4} \rho_p \frac{V_{z.k}^2}{2} = 3\pi\mu d V_{z.k}. \quad (3.19)$$

Отриманий вираз (3.19) називається законом Стокса, який є справедливим для ламінарного режиму осідання ($Re < 2$) малої одиночної частинки, що має форму кулі.

Максимальний діаметр (розмір) частинок, осідання яких відбувається за законом Стокса в ламінарному режимі, можна знайти, підставивши в рівняння (3.18) швидкість осідання, яка виражена через число Рейнольдса $V_{z.k} = \mu Re / \rho d$, вважаючи, що $Re = 2$

$$d_{\max} = \sqrt[3]{\frac{36\mu^2}{\rho_p g (\rho_c - \rho_p)}}. \quad (3.20)$$

У випадку перехідного режиму руху під час осідання кулеподібної частинки у воді ($2 < Re < 500$) коефіцієнт опору тиску можна визначити за залежністю

$$C_{\text{тис}} = \frac{18,5}{Re^{0,6}}. \quad (3.21)$$

Підставивши рівність (3.21) у вираз (3.17), після нескладних перетворень отримаємо швидкість осідання для цього випадку

$$V \approx 0,78 \frac{d^{0,43} (\rho_c - \rho_p)^{0,715}}{\rho_p^{0,285} \mu^{0,43}}. \quad (3.22)$$

Якщо значення $Re > 500$, в'язкісні сили вже не відіграють суттєвої ролі у формуванні величини коефіцієнта опору. Як було показано раніше, він стає незалежним від числа Re і рівним 0,47. У цій області рівняння (3.17) набуває вигляду

$$V \approx 5,46 \sqrt{\frac{d(\rho_c - \rho_p)}{\rho_p}}. \quad (3.23)$$

З останнього виразу можна легко визначити мінімальний діаметр кулеподібних частинок, осідання яких відбувається в турбулентному режимі:

$$d_{\max} = \sqrt[3]{\frac{36\mu^2}{\rho_p g (\rho_c - \rho_p)}}. \quad (3.24)$$

3.4. Осідання монодисперсної і полідисперсної зависі

Завислі речовини, що містяться у природних і стічних водах, зазвичай складаються з частинок забруднень різної гідравлічної крупності, розміру, форми і щільності. Приблизно однаковою гідравлічну крупність можуть мати тільки частинки забруднень деяких видів виробничих стічних вод. У першому випадку зависі називаються **полідисперсними**, в другому – **монодисперсними**.

Швидкість осідання монодисперсної і полідисперсної зависей (гідравлічну крупність) зазвичай визначають на підставі експериментальних досліджень і характеризують кривою або показником осідання.

Під час експерименту у мірний циліндр з площею поверхні ω заливають досліджуваній об'єм рідини висотою h . Маса монодисперсної зависі, яка випала в осад у мірному циліндрі за час t , буде

$$M = V_{z.k} \cdot t \cdot \omega \cdot C_*, \quad (3.25)$$

де C_* – концентрація зависі у досліджуваному об'ємі (маса завислих частинок в одиниці об'єму).

Загальна маса зависі у циліндрі до початку осідання:

$$M_0 = \omega \cdot h \cdot C_*. \quad (3.26)$$

Тоді відносна кількість зависі, що впала, становитиме

$$P_* = \frac{M}{M_0} = V_{z.k} \frac{t}{h}, \quad (3.27)$$

звідси гідравлічна крупність монодисперсної зависі

$$V_{z.k} = P_* \frac{h}{t}. \quad (3.28)$$

Графічну залежність (3.28), яку представлено на рис. 3.5, називають кривою видалення забруднень, або *кривою осідання*.

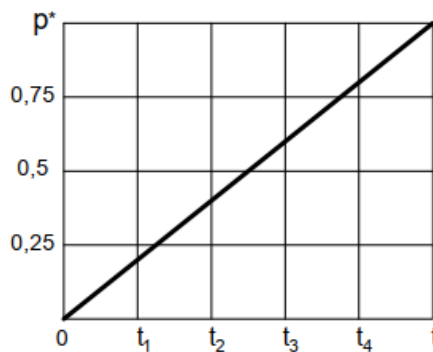


Рис. 3.5. Приклад графіка (прямої) осідання монодисперсної зависі

Результати досліджень свідчать про те, що осідання частинок всієї маси забруднень монодисперсної зависі в очисній споруді відбувається приблизно одночасно. При цьому графік відносною кількості зависі P_* , що

впала, прямо пропорційний часу осідання t і являє собою пряму, тангенс кута нахилу якої характеризує швидкість осідання: що він більший, то більшою є гідравлічна крупність частинок зависі.

Значення гідравлічної крупності для різних завислих частинок наведено в табл. 3.1.

Таблиця 3.1

Гідравлічна крупність завислих частинок

Вид частинок	d , мм	$V_{г.к.}$, м/с	Вид частинок	d , мм	$V_{г.к.}$, м/с
пісок	1,0	$100 \cdot 10^{-3}$	мул	0,05	$17 \cdot 10^{-3}$
пісок	0,5	$53 \cdot 10^{-3}$	мул	0,01	$0,07 \cdot 10^{-3}$
пісок	0,1	$6,9 \cdot 10^{-3}$	глина	0,0027	$0,005 \cdot 10^{-3}$
			глина	0,001	$0,0007 \cdot 10^{-3}$

За наявності у воді полідисперсної зависі, коли частинки забруднень мають різну гідравлічну крупність, їх осідання відбувається нерівномірно за часом. Графік видалення зависі в такому разі являє собою криву лінію (рис. 3.6.).

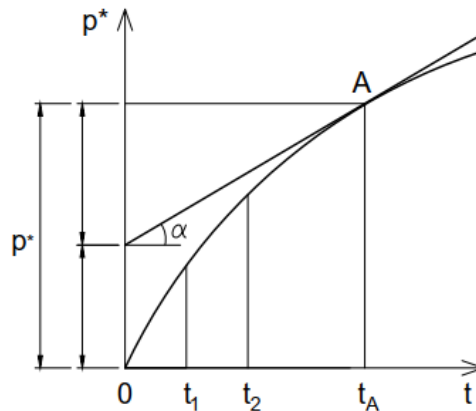


Рис. 3.6. Приклад графіка (кривої) осідання полідисперсної зависі

Отримана в досліді крива випадіння зависі дає можливість з'ясувати відсотковий склад різних фракцій зависі, тобто фракцій з різною гідравлічною крупністю. Тангенс кута дотичної до кривої випадіння в довільній точці A (дорівнює $\frac{dP_*}{dt}$) є пропорційним швидкості накопичення

осаду в певний момент часу t . Очевидно, що в кожний момент часу на дно дослідного циліндра випадають частинки всіх розмірів, окрім частинок, які

вже встигли випасти раніше, тобто окрім частинок з гідравлічною крупністю $V_{z.k} > \frac{h}{t}$ (де h – висота шару води). Таким чином, тангенс кута нахилу дотичної в точці A характеризує швидкість накопичення всіх частинок полідисперсної зависі, гідравлічна крупність якої $V_{z.k} < \frac{h}{t}$. Оскільки такі частинки рівномірно осідали в проміжку часу від 0 до t , то їх вміст в осаді дорівнює

$$P_{1*} = t_1 \cdot tg\alpha, \quad (3.29)$$

а вміст частинок з гідравлічною крупністю $V_{z.k} \geq \frac{h}{t_1}$ становить

$$P_{*2} = P_* - P_{*1}, \quad (3.30)$$

де P_* – відносна кількість всіх частинок, що випали в осад за час t_1 .

Середня гідравлічна крупність частинок полідисперсної зависі

$$V_{z.k.сер} = P_* \frac{h}{t}. \quad (3.31)$$

Величина $V_{z.k.сер}$ залежить від часу осідання t , і про неї можна говорити тільки як про середню швидкість осідання зависі, що випала в осад в певний момент часу t .

3.5. Принципи гідравлічного розрахунку горизонтальних відстійників

Одними з основних й ефективних споруд, які активно застосовують для підготовки води для потреб водопостачання й очищення стічних вод у системах водовідведення, є відстійники. Залежно від напрямку руху води в споруді розрізняють горизонтальні і вертикальні відстійники. Найширше в практиці очищення використовують горизонтальні відстійники. Такі споруди, застосовувані за витрат 30 000 – 50 000 м³/добу, являють собою прямокутні залізобетонні резервуари, в яких завдяки суттєвому зменшенню горизонтальної швидкості руху води вздовж споруди відбувається випадіння в осад частинок забруднень.

Розрахунок горизонтального відстійника полягає у визначенні його довжини і ширини за заданої глибини за умови затримання відстійником заданого відсотка від початкової концентрації зависі.

Розраховуючи відстійник, виходять з таких положень:

1) відстійником можуть бути затримані всі частинки, траєкторії руху яких в процесі їх осідання перетинають площину дна відстійника;

2) розміри відстійника повинні бути розраховані на найбільш несприятливі умови, тобто умови впускання води у відстійник у верхньому шарі потоку, оскільки частинки проходять найдовший шлях до дна.

Під час руху води у відстійнику швидкість частинки забруднень одночасно має горизонтальну і вертикальну складову. Горизонтальну складову беруть рівною за величиною середній швидкості руху води в перерізі споруди (V). У загальному випадку величина вертикальної складової швидкості руху залежить від гідравлічної крупності частинки забруднень ($V_{з.к}$). Це пояснюється наявністю пульсації швидкості внаслідок часткової турбулізації потоку рідини в споруді (v), причому величина цієї вертикальної складової має випадковий характер. За даними М.А. Великанова, середнє квадратичне значення вертикальної складової швидкості може бути розраховане за формулою

$$v = m \frac{V}{H^n}, \quad (3.32)$$

де m – коефіцієнт, значення якого змінюється залежно від шорсткості стінок і дна відстійника; H – робоча глибина відстійника; n – показник степені.

У зв'язку з тим, що горизонтальна і вертикальна складові швидкості потоку є змінними величинами, фактична швидкість руху частинок зависі буде також постійно змінюватись за величиною і напрямом. А це означає, що точно визначити траєкторію руху кожної окремої частинки неможливо.

За даними досліджень встановлено, що в практичних розрахунках можна брати $n = 0,2$; $m = 4C$ (C – коефіцієнт шорсткості стінок і дна відстійника).

Для залізобетонних відстійників завглибшки 3 – 5 м величина $4CH^{-0,2}$ є близькою до $1/30$, а це означає, що величина вертикальної складової швидкості турбулентного потоку буде близькою до $1/30$ середньої величини горизонтальної швидкості руху води у відстійнику ($v = V/30$).

Розрахункову схему для горизонтальних відстійників представлено на рис. 3.7.

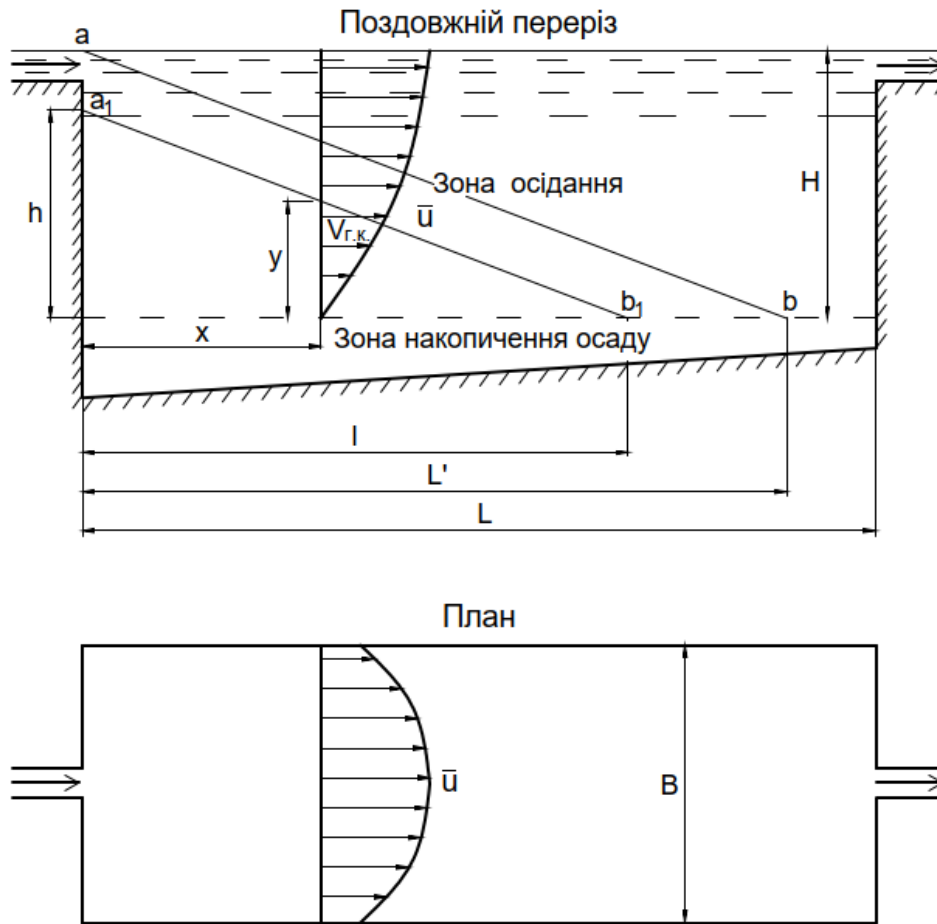


Рис. 3.7. Розрахункова схема горизонтального відстійника

Вода у відстійник підводиться з одного боку, проходить вздовж відстійника і відводиться з протилежного боку. Розглянемо рух довільної завислої в потоці частинки забруднення з координатами x і y . Траєкторія руху частинки описується рівнянням

$$-\frac{dy}{dx} = \frac{V_{г.к}}{\bar{u}}, \quad (3.33)$$

де \bar{u} – швидкість горизонтального руху частинки у відстійнику.

Розділимо змінні $-\bar{u}dy = V_{г.к}dx$

і проінтегруємо:

$$-\bar{u}dy = V_{г.к}x + C. \quad (3.34)$$

Якщо $x = 0$, $y = h$ (h – висота точки над зоною накопичення осаду) і $C = -\bar{u}h$, тоді

$$V_{г.к}x - \bar{u}(h - y) = 0. \quad (3.35)$$

Поклавши у першому наближенні, що швидкості $V_{г.к}$ і \bar{u} є постійними в усіх точках відстійника, дістанемо траєкторію руху розглядуваної частинки у відстійнику. Ця траєкторія є прямою a , b . Частинка має впасти на дно на відстані $l = \frac{\bar{u}}{V_{г.к}} h$. Траєкторії всіх інших частинок, які увійшли у відстійник на різній висоті, будуть паралельні лінії a , b . Найдовший шлях пройде частинка, яка увійшла у відстійник у поверхневому шарі на висоті $h = H$ (H – глибина зони осідання). Шлях цієї частинки визначає довжину відстійника:

$$L' = \frac{\bar{u}}{V_{г.к}} H, \text{ м.} \quad (3.36)$$

У дійсності горизонтальні складові швидкості не однакові за глибиною: ближче до дна вони зменшуються. Тому під час осідання частинки забруднень горизонтальна складова її швидкості зменшуватиметься і фактичний шлях буде меншим, ніж за формулою (3.36). Неоднаковими є також горизонтальні швидкості у відстійнику в плані: ближче до стінок вони менші ніж по осі відстійника. Окрім того, у відстійнику внаслідок турбулентних пульсацій випадіння частинок гальмуватиметься наявністю вертикальних пульсацій швидкості (v). Зважаючи на викладене, довжинау відстійника визначають за залежністю

$$L = \alpha \frac{V}{V_{г.к}} H, \text{ м,} \quad (3.37)$$

де α – дослідний коефіцієнт ($\alpha > 1$), який пропонується розраховувати за формулою

$$\alpha = \frac{V_{г.к}}{V_{г.к} - \frac{V}{30}}. \quad (3.38)$$

Середня горизонтальна швидкість руху води у відстійнику в м/с становитиме

$$V = kV_{г.к}. \quad (3.39)$$

Значення коефіцієнта k визначають залежно від співвідношення довжини відстійника L і його глибини H

L/H 10 15 20 25

$k \dots\dots\dots 7,5 \quad 10 \quad 12 \quad 13,5$

Ширину відстійника визначають за формулою

$$B = \frac{Q}{VH}, \quad (3.40)$$

де Q – витрата води, м³/с.

Залежно від концентрації зависі рекомендовано брати такі горизонтальні швидкості руху води у відстійнику: а) для кольорових вод і вод з концентрацією зависі до 250 мг/л – 3 – 6 мм/с; б) для мутних вод з вмістом завислих речовин понад 250 мг/л – 4 – 8 мм/с; в) для каламутних вод, не оброблених коагулянтном, – 1 – 2 мм/с.

Часто для розрахунку відстійників достатньо знати тільки гідравлічну крупність частинок, а не їх розміри.

3.6. Стиснене осідання частинок забруднень у рідині

Під час осідання концентрованої маси частинок в обмеженому об'ємі рідини (наприклад, у відстійнику) частинки, які випадають в осад, витісняють рідину поблизу дна, в результаті чого вона піднімається вгору. Отже, наступні частинки осідають не в нерухомій рідині, а в тій, що рухається їм назустріч. Це зменшує швидкість падіння частинки порівняно з її гідравлічною крупністю.

Загальні закономірності стисненого осідання встановлені Д.М. Мінцем [13]. За взаємної близькості частинок замість вільного їх обтікання, яке відбувається під час падіння окремої частинки, виникає рух, подібний протіканню води крізь пористе середовище, яке в такому разі є концентрованою масою частинок, що осідають, тобто завислим шаром. Втрати напору в завислому шарі можна виразити формулою

$$\Delta h = \zeta_{з.ш} \frac{L}{l} \frac{V_{с.о}^2}{g(1 - C^1)^2}, \quad (3.41)$$

де $\zeta_{з.ш}$ – коефіцієнт опору завислого шару; L – товщина завислого шару; l – характерний лінійний розмір частинки в завислому шарі; C^1 – об'ємна концентрація зависі; $1 - C^1$ – частка вільного об'єму; $V_{с.о}$ – швидкість стисненого осідання; $V_{с.о}/(1 - C^1)$ – швидкість руху води в проміжках між завислими частинками.

Структура формули (3.41) аналогічна формулі втрат напору в трубах, але замість діаметра труби D тут введено характерний лінійний розмір l , який, подібно до гідравлічного радіуса в трубах й у відкритих каналах, можна брати прямо пропорційним площі живого перерізу вільного об'єму між завислими частинками й обернено пропорційним змоченому перерізу. Далі будемо розглядати ці величини віднесеними до одиниці об'єму завислого шару.

Для однорідного завислого шару в одиниці об'єму площу перерізу вільного об'єму між завислими частинками можна взяти прямо пропорційною частці вільного об'єму $1 - C^1$ у загальному об'ємі завислого шару.

Змочений периметр може розглядатися як сума периметрів поперечних перерізів завислих частинок, пропорційна питомій поверхні частинок, тобто сумарній поверхні частинок в одиниці об'єму завислого шару. Об'єм всіх частинок в одиниці об'єму дорівнює C^1 , об'єм однієї частинки $\pi d_e^3 / 6$ (d_e – еквівалентний діаметр частинки), а загальна кількість частинок в одиниці об'єму завислого шару становить

$$N = \frac{C^1 \cdot 6}{\pi d_e^3}. \quad (3.42)$$

Зважаючи на те, що поверхня кожної частинки дорівнює πd_e^2 , сумарна площа поверхні всіх частинок в одиниці об'єму завислого шару дорівнює

$$F_0 = \pi d_e^2 N = \frac{6C^1}{d_e}. \quad (3.43)$$

Тоді характерний лінійний розмір l можна представити у вигляді

$$l = \frac{1 - C^1}{F_0} = \frac{(1 - C^1)d_e}{6C^1}. \quad (3.44)$$

Втрати напору в завислому шарі виразимо через перепад тисків Δp в ньому:

$$\Delta h = \frac{\Delta p}{\rho_p g}. \quad (3.45)$$

Зважаючи на викладене, з формули (3.41) отримаємо вираз для коефіцієнта опору завислого шару:

$$\zeta_{з.ш} = \frac{\Delta p (1 - C^1) d_e}{6C^1 L \rho_p V_{c.o}^2}. \quad (3.46)$$

Перепад тиску Δp , який входить до цієї формули, визначимо так. Сила тиску води на площу горизонтального поперечного перерізу завислого шару S становитиме

$$P = \Delta p S, \quad (3.47)$$

а вага завислих частинок у шарі

$$G = (\rho_m - \rho_p) g C^1 S L. \quad (3.48)$$

За рівномірного руху води крізь завислий шар, який перебуває у стані динамічної рівноваги, сила тиску води на нього урівноважується вагою завислих частинок у шарі G . Прирівнявши ці сили, знайдемо

$$\Delta p = (\rho_m - \rho_p) g C^1 L. \quad (3.49)$$

Отже, втрати гідродинамічного тиску у завислому шарі дорівнюють вазі цього шару в рідині, яка припадає на одиницю площі шару.

Підставивши вираз для перепаду тиску в завислому шарі до формули (3.46), отримаємо

$$\zeta_{з.ш} = \frac{\rho_m - \rho_p}{\rho_p} g \frac{(1 - C^1)^3 d_e}{6V_{c.o}^2}, \quad (3.50)$$

а потім, знайшовши з формули (3.17) вираз для $\frac{\rho_m - \rho_p}{\rho_p} g d_e$ і підставивши

його до рівності (3.50), отримаємо залежність коефіцієнта опору завислого шару $\zeta_{з.ш}$ від коефіцієнта опору $C_{тис}$ частинки, що вільно осідає, об'ємної концентрації зависі C^1 і співвідношення швидкостей вільного $V_{з.к}$ і стисненого $V_{c.o}$ осідання частинки:

$$\zeta_{з.ш} = \frac{C_{тис}}{8} \frac{V_{з.к}^2}{V_{c.o}^2} (1 - C^1) = \frac{C_{тис} (1 - C^1)^3}{8\beta^2}, \quad (3.51)$$

де вираз

$$\beta = \frac{V_{c.o}}{V_{з.к}} \quad (3.52)$$

називають *коефіцієнтом зменшення швидкості стисненого осідання*.

Коефіцієнт опору завислого шару $\zeta_{з.ш}$ залежить від числа Рейнольдса $Re_{з.ш}$ для потоку в завислому шарі, яке можна виразити через характерний лінійний розмір шару:

$$Re_{з.ш} = \frac{V_{с.о} l}{(1 - C^1) \nu} = \frac{V_{с.о} d_e}{6C^1 \nu}. \quad (3.53)$$

За даними Д.М. Мінца і С.А. Шуберта, приблизна залежність між $\zeta_{з.ш}$ і $Re_{з.ш}$ є такою:

$$\zeta_{з.ш} \cdot Re_{з.ш} = K \cdot Re_{з.ш} + e, \quad (3.54)$$

де параметри K і e залежать від характеристики завислих частинок і визначаються за допомогою графіка, як на рис. 3.8; $K = \operatorname{tg} \alpha$ (α – кут нахилу прямої AB) і e – відрізок, який відсікається на осі ординат від початку координат прямою AB .

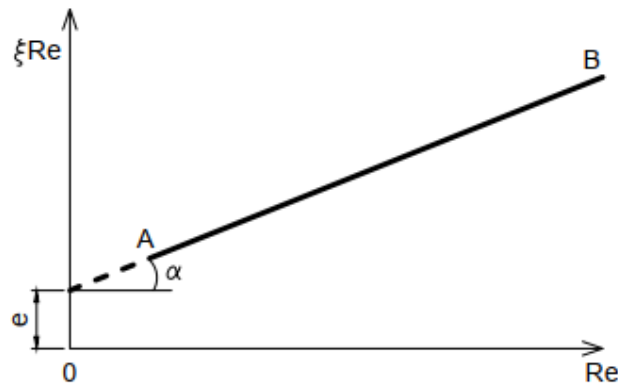


Рис. 3.8. Графік для визначення параметрів K і e

Крім числа Рейнольдса для потоку в завислому шарі $Re_{з.ш}$ осідання характеризується також числом Рейнольдса $Re_{ч}$ для частинки, що вільно осідає:

$$Re_{ч} = \frac{V_{г.к} d_e}{\nu}. \quad (3.55)$$

Порівнюючи формули (3.53) і (3.55), дістанемо

$$Re_{з.ш} = \frac{V_{с.о}}{6C^1} \frac{Re_{ч}}{V_{г.к}} = \frac{Re_{ч} \beta}{6C^1}. \quad (3.56)$$

З урахуванням значення коефіцієнта опору $\zeta_{з.ш}$ завислого шару з виразу (3.51) і числа Рейнольдса $Re_{з.ш}$ з рівності (3.56) рівняння (3.54) зводиться до вигляду

$$\frac{C_{тис} (1 - C^1)^2}{8\beta^2} = \frac{6C^1 e}{Re_{\psi} \beta} + K. \quad (3.57)$$

Значення K можна знайти з граничних умов. Коли $C^1 = 0$, то $V_{с.о} = V_{г.к}$ і $\beta = 1$, $K = C_{тис}/8$. Значення коефіцієнта опору частинки, що вільно осідає, можна знайти графічно (див. рис. 3.2).

Для того щоб розв'язати рівняння (3.57), помножимо всі його члени на $\frac{\beta^2}{K} = \frac{8\beta^2}{C_{тис}}$. Позначимо

$$E^1 = \frac{24e}{Re_{\psi} C_{тис}} \quad (3.58)$$

і матимемо

$$\beta^2 + 2E^1 C^1 \beta - (1 - C^1)^3 = 0. \quad (3.59)$$

Звідси

$$\beta = -E^1 C^1 + \sqrt{E^{12} C^{12} + (1 - C^1)^3}. \quad (3.60)$$

Це розв'язок задачі про швидкість стисненого осідання частинки в рідині у загальному вигляді.

Зменшення швидкості стисненого осідання порівняно зі швидкістю вільного осідання залежить від об'ємної концентрації зависі C^1 і безрозмірної гідродинамічної характеристики частинки E^1 , зумовленої розміром, коефіцієнтом опору $C_{тис}$ і числом Рейнольдса для частинки Re_{ψ} , що вільно осідає.

Величини E^1 залишається практично сталою, якщо числа Рейнольдса $Re < 2$, а також для відносно великих чисел Re_{ψ} , коли коефіцієнт опору $C_{тис}$ не залежить від Re_{ψ} (наприклад, піску і гравію за $Re \geq 240$). Дослідами встановлено, що для дрібних пісків за $d_e \leq 0,12$ мм можна брати $E^1 = 4,5$, а для гравію, якщо $d_e \geq 10$ мм, $E^1 = 0.23$. Обчислені для цих значень E^1 величини β наведено на графіку (рис. 3.9)

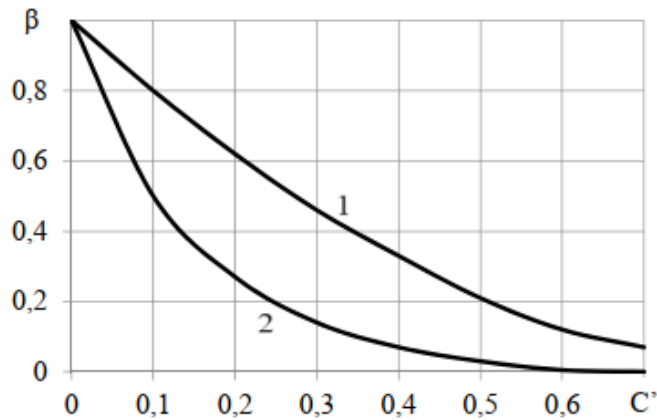


Рис. 3.9. Графік залежності коефіцієнта β від параметра E^1 :
крива 1 – $E^1 = 0,2$; крива 2 – $E^1 = 4,5$

Для проміжних значень діаметра частинок величину E^1 визначають за формулою

$$E^1 = \frac{24(4,5 + 0,0125 \operatorname{Re}_c \sqrt{C_{mic}})}{\operatorname{Re}_c C_{mic}}, \quad (3.61)$$

де коефіцієнт опору C_{mic} для вільного осідання можна знайти з графіка (див. рис. 3.2) відповідно до значень гідравлічної крупності $V_{z,k}$ за даними табл. 3.1. Значення коефіцієнта β , підраховані за залежністю (3.60) згідно з формулою (3.61) для діаметра частинок $d_e = 0,12 \dots 10$ мм, містяться між кривими для $E^1 = 4,5$ і $E^1 = 0,2$.

3.7. Розрахунок контактних прояснювачів із завислим шаром

Швидкість висхідного потоку в зоні пластівцеутворення беруть від 3,6 до 7,2 м/год (1 – 2,1 мм/с), тоді навантаження на 1 м² його загальної площі становитиме 1,8 – 2,7 м³/год.

Коли вода рухається знизу вверх крізь завислий шар, частинки осаду зависають у висхідному потоці і набувають турбулентного руху. Концентрація зависі у завислому шарі тим більша, чим менша швидкість висхідного потоку і чим більша густина і діаметр частинок зависі.

Результати експериментів засвідчили, що концентрація зависі в шарі завислого в прояснювачі осаду є обернено пропорційною швидкості висхідного потоку води:

$$C = \frac{K}{V^a}, \quad (3.62)$$

де C – середня концентрація завислих речовин в шарі осаду, г/м³; K – коефіцієнт розширюваності осаду, який залежить від розміру пластівців та їх густини; V – швидкість висхідного потоку води, м/год; a – показник степені.

Величину показника a , за даними різних дослідників, можна приблизно брати рівною 1. Величина коефіцієнта K може змінюватись в широких межах: від 0,8 г/м²·год у разі прояснення малокаламутних кольорових вод, до 30 г/м²·год – висококаламутних вод.

Затримувальну спроможність завислого шару (ε) можна представити у вигляді співвідношення

$$\varepsilon = \frac{M_{\text{вх}} - M_{\text{осв}}}{M_{\text{вх}}}, \quad (3.63)$$

де $M_{\text{вх}}$ і $M_{\text{осв}}$ – відповідно вхідна маса забруднень, що надійшла в очисну споруду, і маса забруднень, що вийшла з очищеною водою із споруди.

Встановлено, що ця спроможність є функцією добутку висоти шару завислого осаду H на концентрацію в ньому завислих речовин:

$$\varepsilon = 1 - e^{-\eta HC} = 1 - e^{-\eta G}. \quad (3.64)$$

Властивості завислих речовин у цьому рівнянні характеризуються показником адгезії η , який орієнтовно беруть рівним 0,4 у разі прояснення каламутних вод і 0,8 для випадків знебарвлення коагуляцією малокаламутних кольорових вод. Підставивши в останню залежність значення C з рівняння (3.59) за $a = 1$, отримаємо

$$\varepsilon = 1 - e^{-\frac{\eta KH}{V}}. \quad (3.65)$$

Беручи до уваги співвідношення (3.63), отримаємо основне рівняння для розрахунку прояснювачів:

$$M_{\text{осв}} = M_{\text{вх}} e^{-\frac{\eta KH}{V}}, \quad (3.66)$$

яке пов'язує каламутність проясненої води з каламутністю вхідної води, швидкістю висхідного потоку води в прояснювачі і висотою шару завислого осаду.

Визначення величини коефіцієнтів розширюваності осаду K й адгезії η становить значні експериментальні труднощі, оскільки коефіцієнти пов'язані між собою і не можуть бути визначені окремо один від одного.

Зважаючи на це, на практиці за основну характеристику осаду зазвичай беруть еталонну концентрацію зависі C_e , що визначається з дослідів, за еталонної швидкості v_e висхідного потоку за певної температури. За відомих значень C_e і v_e води й умов її оброблення реагентами з формули (3.62) за $a = 1$ випливає, що $K = C_e \cdot v_e$. Цю формулу можна представити у вигляді

$$C = \frac{K}{V} = \frac{C_e \cdot V_e}{V} = \frac{C_e}{V/V_e} = \frac{C_e}{V_*}. \quad (3.67)$$

Співвідношення V/V_e в останній формулі позначено безрозмірною величиною V_* . Підставивши його в залежності (3.65), (3.66) відповідно матимемо

$$\varepsilon = 1 - e^{-\frac{\eta K H C_e}{V_*}}, \quad (3.68)$$

$$M_{осв} = M_{вих} e^{-\frac{\eta K H C_e}{V_*}}. \quad (3.69)$$

Запитання для самоперевірки

1. Поясніть різницю між силою опору тиску і силою опору тертя.
2. Що таке гідравлічна крупність частинки?
3. Що таке еквівалентний діаметр частинки?
4. За яких чисел Рейнольдса відбувається осідання частинок забруднень в ламінарному режимі?
5. Поясніть різницю між моно- і полідисперсними зависями.
6. У чому різниця між процесами вільного і стисненого осідання?
7. Поясніть фізичну сутність процесу стисненого осідання.
8. Поясніть принцип роботи горизонтальних відстійників.
9. Поясніть принцип роботи прояснювача із завислим шаром осаду.
10. У чому різниця між характером роботи горизонтальних і вертикальних відстійників?

Розділ 4. ОСОБЛИВОСТІ НЕРІВНОМІРНОГО РУХУ СТІЧНИХ ВОД У САМОПЛИВНИХ ТРУБАХ СИСТЕМ ВОДОВІДВЕДЕННЯ

4.1. Основні характеристики руху в каналах замкнутого перерізу

Канали замкнутого поперечного перерізу широко використовують в різних галузях водного господарства. Найширшого застосування вони набули в будівництві й експлуатації господарсько-побутових, дощових і виробничих систем водовідведення. Історично, завдяки дешевизні, простоті виробництва, набули поширення труби круглого поперечного перерізу (рис. 4.1, *a*). Разом з тим на практиці використовують канали іншої форми перерізу: зворотноовоїдальні, овоїдальні, лоткові, коритоподібні (рис. 4.1, *б-д*) та ін. Всі наведені перерізи характеризуються лінійними розмірами, пропорційними радіусу r . Як відомо з основного курсу гідравліки, головними геометричними характеристиками безнапірних каналів за умови їх повного наповнення є такі: площа перерізу ω_n , змочений периметр χ_n і гідравлічний радіус $R_n = \omega_n/\chi_n$.

У разі неповного (часткового) наповнення труби наведені характеристики визначають таким чином: $\omega = \omega^1 r^2$, $\chi = \chi^1 r$, $R = R^1 r$, де відносні значення ω^1 , χ^1 , R^1 залежать від ступеня наповнення перерізу $\Delta = h/r$, наводять їх в таблицях або на графіках. Наприклад, для труб круглого перерізу ці величини наведено в табл. 4.1.

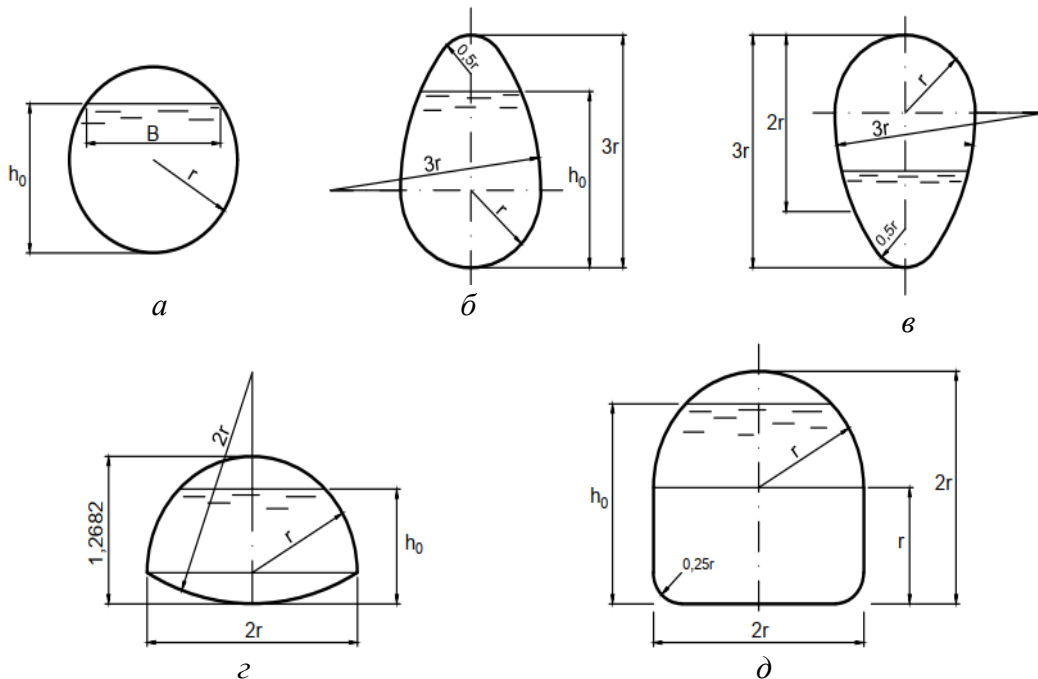


Рис. 4.1. Типові форми перерізу колекторів водовідведення

**Основні характеристики
часткового наповнення труб круглого перерізу**

$\Delta = h/r$ або $\Delta_{\kappa} = h_{\kappa}/r$	0,4	0,6	0,8	1,0	1,4	1,8	2,0
$\omega^1 = \omega/r^2$	0,447	0,793	1,174	1,571	2,35	2,98	3,14
$\chi^1 = \chi/r$	1,86	2,32	2,74	3,14	3,97	5,0	6,28
$R^1 = R/r$	0,241	0,342	0,429	0,5	0,59	0,6	0,61
$f(\Delta_{\kappa}) = \Pi_Q$	0,056	0,273	0,876	1,939	7,08	22,0	∞
$D_* = y^1 \omega^{1,2}$	0,033	0,155	0,462	1,05	3,41	7,56	9,87
E	2,5	0,795	0,361	0,202	0,09	0,06	0,05

Як відомо, середню швидкість за рівномірного руху визначають за формулою

$$V = W \sqrt{i}, \quad (4.1)$$

де W – швидкісна характеристика; i – похил дна трубопроводу.

Для безнапірних трубопроводів, які працюють у квадратичній області опору швидкісну характеристику розраховують за формулою

$$W = \frac{K^1}{n} R^z. \quad (4.2)$$

У цій формулі $K^1 \leq 1$ – поправковий коефіцієнт, який залежить від ступеня наповнення Δ і для круглих перерізів, за дослідженнями КНУБА [10], визначається за графіком (рис. 4.2); n – коефіцієнт шорсткості, який залежить від характеру поверхні дна русла і наводиться у довідниках (зазвичай для чавунних, сталевих, азбестоцементних, залізобетонних труб і водоводів $n = 0,011 \dots 0,017$); R – гідравлічний радіус; z – показник степені, за вказаних значень n можна вважати $z \approx 2/3$.

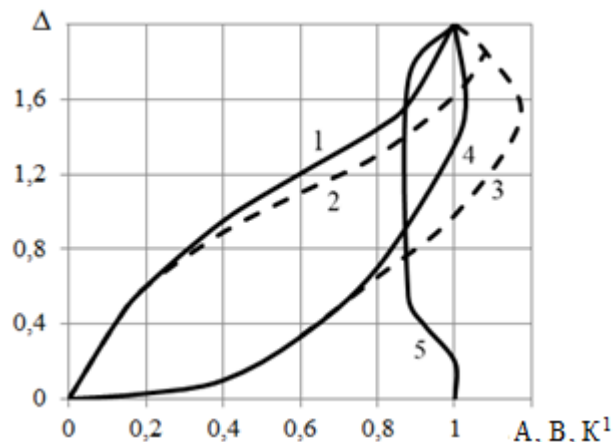


Рис. 4.2. Визначення відносних характеристик труби

Зважаючи на наведене, залежність для визначення середньої швидкості (4.1) в безрозмірному вигляді буде

$$V = W \sqrt{i} = \frac{K^1}{n} R^{0,67} r^{0,67} \sqrt{i} \frac{R_n^{1,0,67}}{R_n^{1,0,67}} = \frac{K^1 R^{1,0,67}}{R_n^{1,0,67}} R_n^{1,0,67} r^{0,67} \sqrt{i}, \quad (4.3)$$

звідки

$$V = BW_n \sqrt{i}, \quad (4.4)$$

де $B = K^1 (R^1 / R_n^1)^{0,67}$ – відносна швидкісна характеристика, яка залежить від ступеня наповнення труби Δ (див. рис. 4.2). За повного наповнення

перерізу труби $R^1 = R_n^1$; $K^1 = 1$ і $B = B_n = 1$; $W_n = \frac{1}{n} R_n^{0,67} = \frac{1}{n} \left(\frac{D}{4} \right)^{0,67}$ –

швидкісна характеристика труби, яка залежить від діаметра та матеріалу трубопроводу, наводиться у довідниках.

Витрата в безнапірному трубопроводі

$$Q = \omega V = \omega^1 r^2 BW_n \sqrt{i} \frac{\omega_n^1}{\omega_n^1} = \frac{\omega^1 B}{\omega_n^1} \omega_n^1 r^2 W_n \sqrt{i},$$

або

$$Q = AK_n \sqrt{i}, \quad (4.5)$$

де $A = \frac{\omega^1 B}{\omega_n^1}$ – відносна витратна характеристика труби, яка залежить від

ступеня наповнення Δ (див. рис. 4.2); $K_n = \omega_n^1 r^2 W_n = \omega_n W_n$ – витратна характеристика труби, яка також залежить від діаметра та матеріалу трубопроводу, (наведено в довідниках).

Водовідвідні каналізаційні труби зазвичай працюють у перехідній ділянці опору, тому більш точно швидкісну характеристику труби можна визначати за зміненою формулою М.Ф. Федорова:

$$W_n = -4K^1 \sqrt{2gR} \lg \left(\frac{\Delta_2}{13,64R} + \frac{a_2}{\text{Re}} \right), \quad (4.6)$$

де еквівалентна шорсткість Δ_2 і коефіцієнт a_2 залежать від матеріалу труби (наводять у довідниках); R – гідравлічний радіус; $Re = 4RV/\nu$ – число Рейнольдса; ν – кінематична в'язкість стічних вод.

Для практичних розрахунків безнапірних труб широко використовують спеціальні таблиці, в яких для різних матеріалів і діаметрів труб, за різних похилів і ступенів наповнення наведено значення швидкості і витрати в трубі [10].

4.2. Визначення критичної глибини і критичного похилу у безнапірних трубах

Під час руху води у відкритих безнапірних руслах **критичну глибину** визначають з відомого із загального курсу рівняння

$$\frac{\omega_K}{b_K} = \frac{\alpha Q^3}{g}. \quad (4.7)$$

Для безнапірних труб, з використанням відносних безрозмірних характеристик, воно набуває вигляду

$$\frac{\omega_K^1 r^6}{b_K^1 r} = \frac{\alpha Q^3}{g}, \quad (4.8)$$

де b і $b^1 = b/r$ – відповідно ширина і відносна ширина потоку на поверхні води.

Позначимо

$$f_1(\Delta) = \frac{\omega^1 r^6}{b^1 r}. \quad (4.9)$$

Таким чином, для критичного наповнення труби матимемо

$$f_1(\Delta) = f_1(\Delta_K) = \frac{\omega_K^1 r^6}{b_K^1 r}. \quad (4.10)$$

Значення $f_1(\Delta)$ наведено в табл. 4.1.

Безрозмірна величина $\frac{\alpha Q^3}{gr^5}$ називається **витратним параметром**

труби:

$$P_Q = \frac{\alpha Q^3}{gr^5}. \quad (4.11)$$

З урахуванням цього виразу формула (4.8) набуде вигляду

$$f_1(\Delta_k) = P_Q. \quad (4.12)$$

Якщо відомі витрати в трубі Q , за формулою (4.11) можна визначити витратний параметр $P_Q = f_1(\Delta_k)$, а потім за табл. 4.1 – знайти Δ_k і $h_k = \Delta_k r$.

Становить інтерес діапазон зміни критичних глибин у круглій безнапірній трубі. За $Q \rightarrow \infty$ (практично за надто великих витрат), згідно з формулою (4.12), $f_1(\Delta) \rightarrow \infty$. Дотримання цієї умови є можливим якщо $\Delta_k \rightarrow 2$ (див. табл. 4.1). Отже, за будь-яких великих витрат критична глибина не може перевищувати діаметра труби. Цим безнапірні труби відрізняються від відкритих русел із постійною шириною або такою, що збільшується по верху труби, в яких у міру зростання витрати критична глибина збільшується без жодних обмежень.

Критичний похил для потоку в безнапірних трубах

$$i_k = \frac{Q^2}{\omega_k^2 W_k^2} = i \frac{K_0^2}{K_k^2} = i \frac{A_0^2 K_n^2}{A_k^2 K_n^2} = i \frac{A_0^2}{A_k^2}, \quad (4.13)$$

де W_k, K_k – відповідно швидкісна і витратна характеристики за критичної глибини; A_k – відносна витратна характеристика за критичного наповнення; A_0 – те саме в разі наповнення, відповідного рівномірному руху.

Аналогічно **похил тертя** за нерівномірного руху

$$i_f = \frac{Q^2}{\omega^2 W^2} = i \frac{K_0^2}{K^2} = i \frac{A_0^2 K_n^2}{A^2 K_n^2} = i \frac{A_0^2}{A^2}, \quad (4.14)$$

де A визначають за графіком (див. рис. 4.2) за ступеня наповнення Δ .

Похил тертя можна також визначати як

$$i_f = \frac{Q^2}{\omega^2 W^2} \frac{i}{i} = i \frac{Q^2}{Q_\phi^2}, \quad (4.15)$$

де Q_ϕ – фіктивна витрата, визначувана за таблицями КНУБА [12] за наповнення в перерізі усталеного нерівномірного потоку Δ .

Аналогічно обчислюють критичний похил:

$$i_{\kappa} = \frac{Q^2}{\omega_{\kappa}^2 W_{\kappa}^2} \frac{i}{i} = i \frac{Q^2}{Q_{\kappa\phi}^2}, \quad (4.16)$$

де $Q_{\kappa\phi}$ – критична фіктивна витрата, визначується за вже згаданими таблицями, у разі наповнення в перерізі $\Delta_{\kappa} = h_{\kappa}/r$.

4.3. Розрахунок перепадів на мережах водовідведення

Перепади на водовідвідних мережах слугують для переміщення стічних вод з більш високих відміток до нижче розташених мереж. Такі споруди зазвичай являють собою перепадні колодязі різної конструкції, виконані із залізобетонних елементів (останнім часом значного поширення набули конструкції з полімерних матеріалів). Розрахунок перепадів полягає у визначенні характеристик конструкцій у верхній і нижній частинах колодязя. Зробити це можна тільки тоді, коли відомі гідравлічні характеристики потоку транспортованої рідини.

Для верхньої частини колодязя, на підході каналізаційного трубопроводу до перепаду, розраховують глибину і швидкість потоку перед стінкою падіння. Як свідчать результати досліджень, у перерізі над стінкою падіння внаслідок зменшення тиску відбувається зменшення глибини і збільшення швидкості руху потоку. Розрахункову схему цього випадку наведено на рис. 4.3.

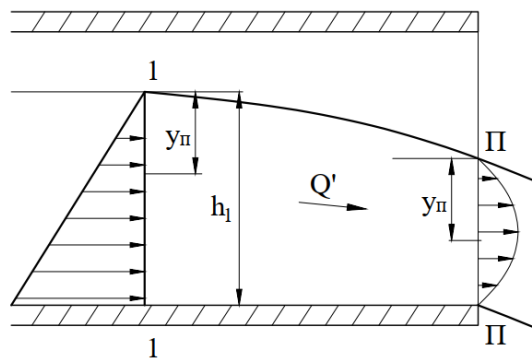


Рис. 4.3. Схема до визначення параметрів потоку над стінкою падіння

Для розрахунку використовуємо рівняння зміни кількості руху

$$\frac{\alpha_0 Q^2}{g \omega_1} + y_1 \omega_1 = \frac{\alpha_0 Q^2}{g \omega} + \beta y_n \omega_n, \quad (4.17)$$

де ω_1 , y_1 – площа і глибина занурення центра ваги перерізу 1-1, найближчого до стінки падіння, де ще відбувається плавномінний рух; ω_n , y_n – те саме для перерізу II-II над перепадом; β – коефіцієнт, який відображає зменшення тиску в перерізі над перепадом порівняно з гідростатичним (зазвичай $\beta \approx 0,2 \dots 0$).

За переріз 1-1 беруть за спокійного стану потоку перед перепадом переріз з критичною глибиною h_k ; за бурхливого стану потоку і рівномірного руху води перед перепадом – переріз з нормальною глибиною h_0 .

Візьмемо $\omega = \omega_1 r^2$; $y_1 = y_1^1 r$ і $\beta = 0$ і зведемо рівняння (4.17) до вигляду

$$\frac{\alpha_0 Q^2}{g \omega_1^1 r^2} + y_1^1 r \omega_1^1 r^2 = \frac{\alpha_0 Q^2}{g \omega_0^1 r^2}. \quad (4.18)$$

Розділивши всі члени цього рівняння на r^3 / ω_1^1 , дістанемо

$$P_Q + y_1^1 \omega_1^1{}^2 = P_Q \frac{\omega_1^1}{\omega_n^1}. \quad (4.19)$$

Звідси відносна площа живого перерізу над перепадом

$$\omega_n^1 = \frac{\omega_1^1}{1 + D_* / P_Q}, \quad (4.20)$$

де $D_* = y_1^1 \omega_1^1{}^2$ – безрозмірний параметр, який залежить від наповнення труби (див. табл. 4.1).

Знаючи ω_n^1 , з табл. 4.1 можна знайти Δ_n , а потім і глибину над стінкою падіння перепаду $h_0 = \Delta_0 r$. Теоретичні й експериментальні дослідження показують, що зниження глибини над стінкою падіння може бути вельми суттєвим. Коли $h_1 = h_k$, глибина над стінкою падіння встановлюється приблизно на 30% меншою від критичної (крім випадку з дуже великим значенням P_Q , коли співвідношення D_* / P_Q є незначним).

З рівняння (4.20) можна визначити середню швидкість у перерізі над перепадом V_n . Оскільки $\omega^1 = \frac{Q}{Vr^2}$, то

$$V_n = V_1 \left(1 + \frac{D_*}{\Pi_Q} \right), \quad (4.21)$$

де V_1 – середня швидкість у перерізі 1-1.

У нижній частині перепадного колодязя зазвичай розраховують глибину потоку в стисненому перерізі, визначають тип гідравлічного стрибка, а також за потреби – параметри водобійного колодязя.

Глибину у стисненому перерізі h_c після перепаду знаходять з рівняння

$$T_0 = h_c + \frac{\alpha Q^2}{2g\omega_c^2 \varphi^2}, \quad (4.22)$$

де T_0 – питома енергія у верхньому б'єфі відносно дна нижнього б'єфа

$$T_0 = P + h + \frac{\alpha Q^2}{2g\omega_1^2}, \quad (4.23)$$

тут P – висота перепаду; φ – коефіцієнт швидкості, який для перепаду з доступом повітря під струмину можна приблизно брати за даними Ю.М. Константінова (табл. 4.2).

Таблиця 4.2

Визначення коефіцієнта φ

Ph_k/h_g^2	2,4 і менше	3,5	5,0	7,0	9,0	11,0
φ	1	0,97	0,92	0,87	0,83	0,79

Розділивши всі члени рівняння (4.22) на r , отримаємо у відносних величинах

$$T_0^1 = \Delta_c + \frac{\alpha Q^2}{2g\omega_c^1{}^2 r^5 \varphi^2}, \quad (4.24)$$

звідки

$$\omega_c^1 = \frac{0,707 \sqrt{\Pi_Q}}{\varphi \sqrt{T_0^1 - \Delta_c}}, \quad (4.25)$$

де $T_0^1 = T_0/r$ - визначається за формулою

$$T_0^1 = \frac{P}{r} + \Delta_1 + \Pi_Q E_1. \quad (4.26)$$

Рівняння (4.25) розв'язують за методом послідовних наближень. Задавшись величиною Δ_c , визначають ω_c^1 у першому наближенні й уточнюють за табл. 4.1 значення Δ_c . Потім знову визначають ω_c^1 і т.д. Розрахунок вважають закінченим, коли два послідовних наближення ω_c (або Δ_c) майже не відрізняються (до 5%). За знайденим значенням Δ_c визначають глибину у стисненому перерізі $h_c = \Delta_c r$.

У загальному випадку після перепаду, залежно від співвідношення характерних глибин, може встановлюватися один з таких стрибків: відігнаний стрибок, стрибок у стисненому перерізі, насунутий стрибок.

Спочатку розглянемо умову встановлення форми спряження стрибка у стисненому перерізі (рис. 4.4).

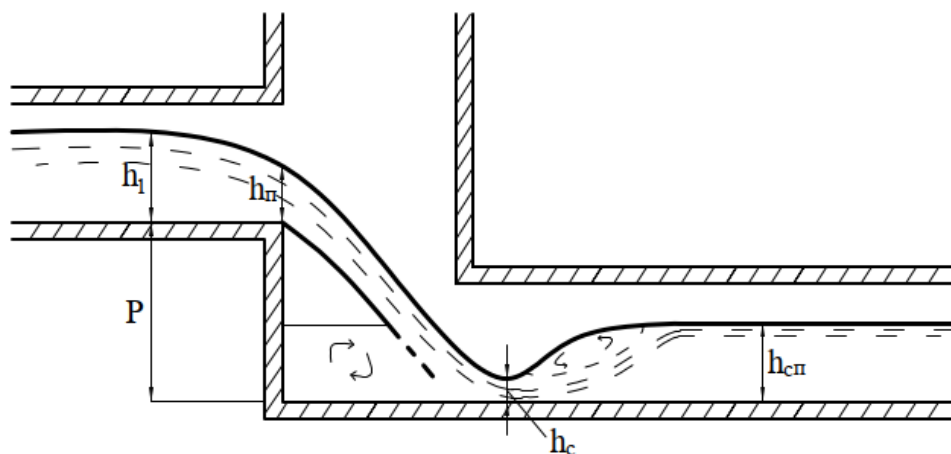


Рис. 4.4. Розрахункова схема нижнього б'єфа

Використаємо основне рівняння гідравлічного стрибка:

$$\frac{\alpha_0 Q^2}{g \omega_1} + y_1 \omega_1 = \frac{\alpha_0 Q^2}{g \omega_2} + y_2 \omega_2, \quad (4.27)$$

де ω , y – площі і глибини занурення центра ваги перерізів зі спряженими перерізами.

Розділивши всі члени рівняння (4.27) на r^2 , перейдемо до відносних величин:

$$\frac{\alpha_0 Q^2}{gr^5 \omega_1^1} + y_1^1 \omega_1^1 = \frac{\alpha_0 Q^2}{gr^5 \omega_2^1} + y_2^1 \omega_2^1 \quad (4.28)$$

або

$$\frac{\Pi_Q + D_{*1}}{\omega_1^1} = \frac{\Pi_Q + D_{*2}}{\omega_2^1}, \quad (4.29)$$

де параметр $D_* = y^1 \omega^{1^2}$ визначають для відповідних перерізів за табл. 4.1.

Рівняння (4.29) можна розв'язати методом добору.

Для визначення другої спряженої глибини h_{cn} використаємо приблизну формулу Рахманова:

$$h_{cn} = \frac{h_k^2}{0,167h_k + 0,834h_c}, \quad (4.30)$$

(ця напівемпірична формула за $h_{cn}/h_k \leq 5$ дає похибку менш ніж 7%).

Якщо нормальна глибина в трубі після перепаду $h_0 < h_{cn}$, то за перепадом встановлюється відігнаний стрибок, а коли $h_0 > h_{cn}$, то стрибок буде насунутий.

У разі встановлення відігнутого стрибка треба перевести його в насунутий. Для цього слід за перепадом улаштувати перепадний колодезь за умови розміщення в ньому гідравлічного стрибка (рис. 4.5).

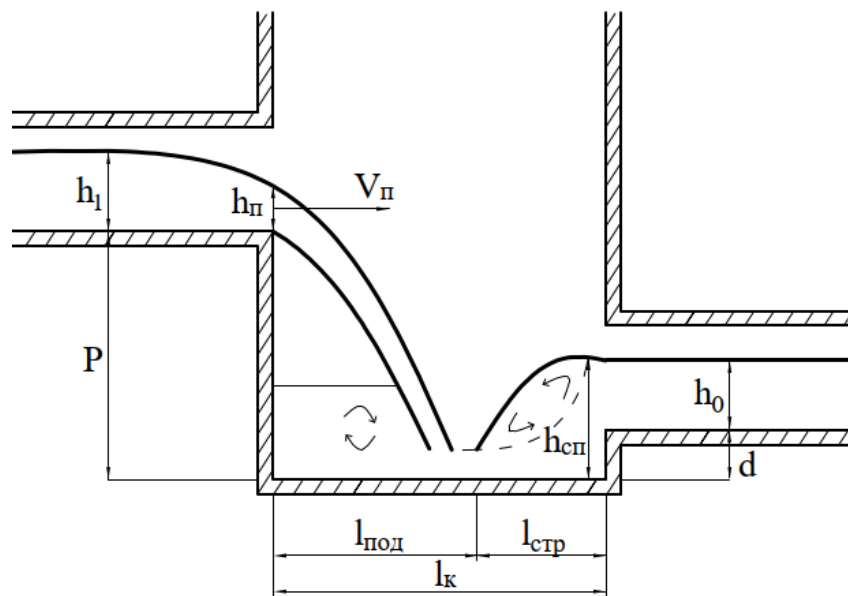


Рис. 4.5. Схема улаштування водобійного колодезя

Глибину водобійного колодязя розраховують за формулою

$$d \approx h_{cn} - h_0. \quad (4.31)$$

Якщо перепад виконано у вигляді криволінійного водозливу практичного профілю, то довжина водобійного колодязя має дорівнювати довжині стрибка. Та якщо стінка падіння перепаду є вертикальною (див. рис. 4.5), то довжина колодязя дорівнюватиме

$$l_k = l_{nad} + l_{cmp}, \quad (4.32)$$

де l_{nad} – довжина падіння струмини:

$$l_{nad} = V_n \sqrt{\frac{2P + h_n}{g}}, \quad (4.33)$$

тут V_n і h_n – швидкість і глибина потоку над стінкою падіння; P – висота перепаду.

Довжину гідравлічного стрибка в колодязі l_{cmp} визначають за формулою В.С. Кальфи:

$$l_{cmp} \approx 6 \frac{\omega_2^1 - \omega_1^1}{b_c^1} r, \quad (4.34)$$

де $b_c^1 = b_c / r$ (b_c – ширина потоку в стисненому перерізі).

Запитання для самоперевірки

1. Які типові форми поперечного перерізу колекторів систем водовідведення найбільш широко застосовують у практиці будівництва?
2. Чому параметри водовідвідних систем (наповнення, змочений периметр, площа перерізу, швидкісна і витратна характеристики) зазвичай розраховують в безрозмірному вигляді?
3. Як визначають критичну глибину і критичний похил у безнапірних трубах систем водовідведення?
4. Поясніть, що таке відносна швидкісна і відносна витратна характеристики і з якою метою їх використовують.
5. Який переріз беруть як розрахунковий переріз 1-1 перед перепадом за спокійного і за бурхливого стану потоку і рівномірного руху води перед спорудою?

6. Що таке нормальна глибина потоку в перерізі каналізаційного трубопроводу і як її розраховують?
7. Який вид гідравлічного стрибка вважають найбільш шкідливим в колодязях самопливних систем водовідведення?
8. У яких випадках в перепадних каналізаційних колодязях виникає гідравлічний стрибок?
9. Як розраховують довжину водобійного колодязя і за потреби його глибину?
10. Який стан потоку буде в трубопроводі, якщо його глибина є меншою або більшою за нормальну?

Розділ 5. ГІДРОТРАНСПОРТУВАННЯ

5.1. Загальні відомості

Гідравлічним транспортуванням (гідротранспортуванням) називається процес перенесення різноманітних, досить дрібних матеріалів потоком рідини по штучних руслах: канавах, лотках, трубах. Транспортованим матеріалом, найчастіше бувають різного типу ґрунти (наприклад, піски), подрібнені гірські породи, тверді відходи виробництв, різноманітні будівельні суміші. Транспортувальним середовищем зазвичай слугує вода.

Гідравлічне транспортування по безнапірних системах називають безнапірним, а по трубах (за повного заповнення перерізу труб) – напірним гідротранспортуванням.

Гідротранспорт широко застосовують у будівельній галузі, особливо під час спорудження гідротехнічних вузлів, улаштування намивних територій, у сільському господарстві та інших галузях господарства. Широке застосування гідротранспорту пояснюється тим, що він набагато дешевший й ефективніший ніж залізничний й автомобільний. Його застосування зменшує потреби в робочій силі і матеріалах, знижує експлуатаційні витрати, зменшує втрати транспортованого продукту.

Гідросумішшю називають суміш штучно подрібненого твердого матеріалу з водою. В будівельній галузі до гідросумішей відносять цементні, крейдянні і вапняні розчини. На практиці суміш води з

подрібненими рудами часто називають **пульпою**, а трубопроводи для її транспортування – **пульпопроводами**. За своїми характеристиками в цілому гідросуміші належать до неньютонівських рідин.

У теорії і практиці гідротранспортування для характеристики розміру частинок транспортованого матеріалу застосовують так званий **еквівалентний діаметр**, під котрим розуміють діаметр кулі, об'єм якої дорівнює об'єму частинки. На практиці об'єм довільної частинки визначають за об'ємом води, яку вона витискає W_c . При цьому еквівалентний діаметр частинки розраховують як діаметр кулі за залежністю

$$d_e = \sqrt[3]{\frac{6W_c}{\pi}}. \quad (5.1)$$

Для визначення діаметра неплоских частинок може бути використана також залежність

$$d = \frac{a+b+c}{3}, \quad (5.2)$$

де a , b , c – лінійні розміри частинки у взаємно перпендикулярних напрямках, тобто довжина, ширина і товщина частинки.

Під час руху гідросуміші тверді частинки під дією сили тяжіння намагаються опуститися вниз і, коли рух закінчиться, осідають на дно потоку. Таким чином, гідросуміш може існувати тільки в русі. Фізичні властивості гідросуміші визначаються властивостями її рідинної і твердої складових. Однією з головних узагальнених характеристик гідросуміші, що відображає форму і густину частинок, є їх гідравлічна крупність, яку визначають за відомою формулою (3.17).

Однією з характеристик ступеня насиченості води ґрунтом під час руху гідросумішей слугує поняття «**концентрація**», під яким розуміють ступінь насичення твердою речовиною простору, який займає гідросуміш. Концентрація може виражатися масовими (г/дм^3) чи об'ємними ($\text{дм}^3/\text{дм}^3$) співвідношеннями.

Другою важливою характеристикою ступеня насиченості води ґрунтом є **дійсна об'ємна консистенція гідросуміші** (величина безрозмірна) C_0 , яка являє собою відношення суми об'ємів твердих частинок, що рухаються між двома поперечними перерізами трубопроводу, до величини цього об'єму. Зв'язок між $\rho_{\text{сум}}$ і C_0 виражається формулою

$$C_0 = \frac{W_m}{W_{сум}} = \frac{\rho_{сум} - \rho_v}{\rho_m - \rho_v}, \quad (5.3)$$

де $\rho_{сум}$, ρ_m , ρ_v – відповідно густина суміші, густина твердих частинок, густина води, кг/м³.

В описі таких потоків використовують також поняття – «**дійсна витратна густина гідросуміші**» – маса гідросуміші, яка протікає за одиницю часу через поперечний переріз труби, поділена на витрату гідросуміші.

$$\rho_{сум} = \frac{M_{сум}}{Q_{сум}}, \text{ кг/м}^3. \quad (5.4)$$

Витратна об'ємна консистенція гідросуміші (безрозмірна величина) – відношення витрати твердого матеріалу до об'ємної витрати гідросуміші створює

$$C_{сум} = \frac{Q_m}{Q_{сум}}. \quad (5.5)$$

Як розрахункову крупність ґрунту треба брати середньозважену крупність d_0 , мм

$$d_0 = \frac{\sum d_i p_i}{100}, \quad (5.6)$$

де d_i – середньоарифметичне значення крупності i -ї стандартної фракції, мм; p_i – відсотковий склад i -ї фракції за вагою в складі проби ґрунту.

Здатність ґрунту бути транспортованим потоком води зазвичай характеризують коефіцієнтом ψ , який є функцією гідравлічної крупності частинки ґрунту. Значення коефіцієнта ψ наведено в табл. 5.1.

Таблиця 5.1

Значення коефіцієнта ψ

Фракція ґрунту, мм	0,05-0,1	0,1-0,25	0,25-0,5	0,5-0,1	1-2	2-3	3-5	5-10	> 10
ψ	0,02	0,2	0,4	0,8	1,2	1,5	1,8	1,9	2

Для багатофракційного ґрунту розраховують середньозважене значення цього коефіцієнта за формулою

$$\psi_{сер} = \frac{\sum \psi_i p_i}{100}, \quad (5.7)$$

де ψ_i – середня величина коефіцієнта для i -ї стандартної фракції.

Якщо в ґрунті міститься менш ніж 10% крупних фракцій, то у визначенні середніх значень частинок $d_{сер}$ і коефіцієнта $\psi_{сер}$ великі фракції можна не брати до уваги.

Різнорозмірність ґрунту визначають за коефіцієнтом різномірності:

$$j = \frac{3d_{10}}{d_{90}}, \quad (5.8)$$

де d_{10} і d_{90} – крупність частинок ґрунту, яких в складі міститься менш ніж відповідно 10 і 90%, їх визначають на підставі аналізу за кривою гранулометричного складу ґрунту.

5.2. Кінематична структура потоку гідросуміші

Перед початком руху деякого об'єму гідросуміші всі тверді частинки матеріалу, який потрібно транспортувати, нерухомо лежать на дні каналу. Після надання потоку певної швидкості окремі частинки починають рухатися по дну. Така швидкість називається **швидкістю рушання**. У міру збільшення швидкості потоку кількість частинок, які рухаються, збільшується. Швидкість, за якої починається масовий рух частинок по дну, називають **швидкістю волочіння намулу**. На дні каналу при цьому виникають піщані гряди (рис. 5.1).

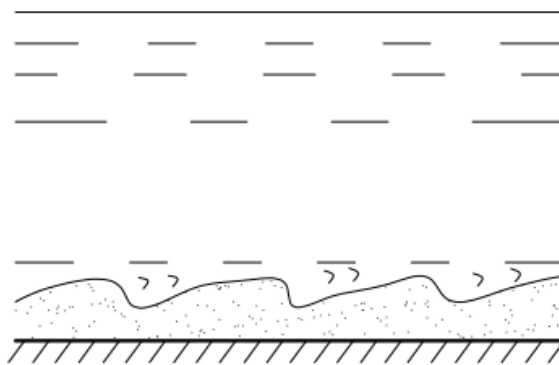


Рис. 5.1. Схема утворення піщаних гряд

Для визначення вказаних швидкостей чітких аналітичних залежностей не запропоновано. Зазвичай для розрахунку цих параметрів користуються емпіричними формулами. В інженерних розрахунках вважають, що швидкість рушання (V_p) приблизно дорівнює швидкості, за якої починається розмивання дна русла, визначають її за формулою

$$\frac{V_p^2}{gd} = 15 + \frac{0,006}{d} \quad \text{або} \quad V_p = 3,14\sqrt{15d + 6}, \quad (5.9)$$

де V_p – найменша швидкість біля дна, за якої починається рух частинок, мм/с; d – діаметр частинок, мм; $g = 9810$ мм/с².

Швидкість волочіння намулу (швидкість зсуву), тобто середня швидкість потоку, за якої частинки певного розміру, що знаходяться на дні, починають рухатися, визначають за залежністю

$$V_{вол} = 4,6d_{сер}^{1/3}H^{1/6}, \quad (5.10)$$

де $d_{сер}$ – середній діаметр донних фракцій, які рухаються, м; H – середня глибина потоку, м.

Для переміщення піску по дну придонна швидкість течії має бути не меншою за 0,1 – 0,15 м/с, гравію – не менш ніж 0,15 – 0,5 м/с, гальки – 0,5 – 1,6 м/с, валунів – 1,6 – 5 м/с. Середня швидкість потоку в перерізі повинна бути ще більшою.

У міру подальшого збільшення швидкості потоку всі тверді частинки переходять у завислий стан, а відповідну швидкість називають **зависною швидкістю**. Зависні швидкості одночасно будуть і **незамулювальними**, їх також визначають на підставі результатів експериментів за емпіричними формулами. За подальшого збільшення швидкості пульпи тверді частинки далі залишаються в завислому стані.

У разі зменшення швидкості руху пульпи тверді частинки будуть випадати в осад на дно каналу. Середня швидкість потоку гідросуміші, за якої починається випадіння твердих частинок на дно, називається **критичною швидкістю ($V_{кр}$)**. Величина критичної швидкості в загальному випадку залежить від гідралічної крупності частинок $V_{г.к.}$, розміру і густини матеріалу транспортувальних частинок, їх концентрації у гідросуміші, фракційного складу ґрунту, матеріалу і діаметра трубопроводу. В спеціальній літературі автори пропонують досить багато

емпіричних залежностей для визначення цього параметра. Як приклад наводимо формулу А.Є. Іванова, яка, на наш погляд, задовільно відображає результати експериментальних досліджень:

$$V_{кр} = 1,88 \sqrt{\frac{gDV_{з.к.} \rho_n - \rho_v}{\lambda}}, \quad (5.11)$$

де $V_{з.к.}$ – гідравлічна крупність транспортованих частинок; D – діаметр трубопроводу; λ – гідравлічний коефіцієнт тертя під час руху чистої води в трубопроводі; ρ_n – густина пульпи; ρ_v – густина води.

Залежно від величини критичної швидкості можливі швидкості в процесі гідротранспортування поділяються на три області: швидкостей, більших за критичну, близьких до критичної і менших від критичної. Такий розподіл має методичні і практичні зручності. В ділянці швидкостей ($V > V_{кр}$) весь ґрунт транспортується в завислому стані. За швидкостей, близьких до критичних ($V \approx V_{кр}$), ґрунт транспортується переважно в завислому стані, але одночасно велика кількість твердих частинок пересувається біля дна, причому на дні може лежати тонкий шар ґрунту, який періодично змивається потоком. У разі подальшого зменшення середньої швидкості руху гідросуміші ($V < V_{кр}$) на дні потоку залишатиметься постійний шар замулення.

Структура потоку гідросуміші за критичної швидкості характеризується тим, що потік гранично насичений біля його нижньої межі і кожна нова кількість ґрунту, яка вводиться в потік, осяде на дно.

Розподіл концентрації твердих частинок, транспортованої в перерізі каналу речовини, залежить від ступеня насиченості потоку цими частинками, їх крупності і густини матеріалу, а також середньої швидкості потоку. Характерні приклади розглядуваних потоків наведено на рис. 5.2.

Встановлено, що чим більша середня швидкість потоку, тим більш рівномірно розподіляються тверді частинки в перерізі. За деякого достатньо високого значення швидкості розподіл цих частинок можна вважати умовно рівномірним і потік гідросуміші розглядати як потік однорідної рідини деякої густини, більшої за густину води.

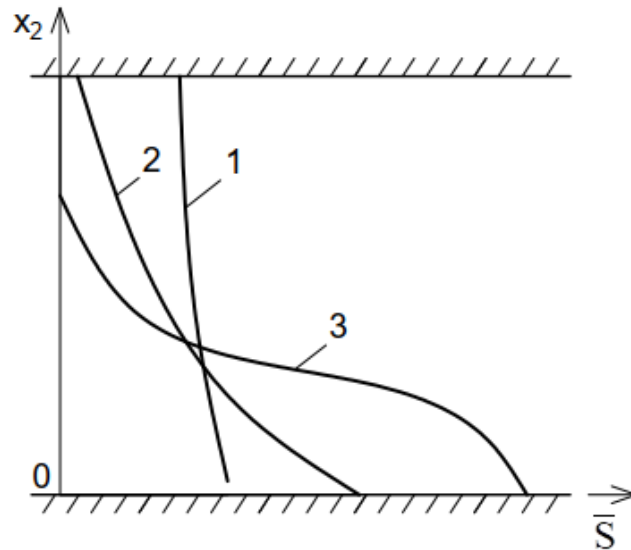


Рис. 5.2. Типові схеми розподілу концентрації твердих частинок за глибиною горизонтального потоку гідросуміші з дрібнозернистим (1), середньозернистим (2) і крупнозернистим (3) твердим матеріалом

5.3. Розрахунок напірних пульпопроводів

Теоретично доведено й експериментально підтверджено, що області критичних швидкостей характеризуються мінімальним «втратам» напору. Встановлено також, що збільшення середньої швидкості руху гідросуміші призводить до зближення величини втрат напору, властивих руху чистої води і гідросуміші.

У загальному випадку втрати напору під час руху гідросуміші є більшими за величиною, ніж втрати напору під час руху чистої води. Вважають, що в процесі транспортування твердих частинок рідиною, окрім втрат напору на гідравлічне тертя, характерними є втрати напору на підтримання твердих частинок у потоці в завислому стані та втрати на гідравлічне тертя твердих частинок і рідини та взаємодію частинок між собою.

Розрахунки засвідчують, що величина втрат напору під час руху пульпи з невеликою швидкістю і досить великими розмірами твердих частинок може у два і більше разів перевищувати втрати в трубопроводі з чистою водою.

Розрахунок критичної швидкості

- Визначаємо критичну швидкість за формулою (5.11) або

$$V_{кр} = 8,3\sqrt[3]{D^6 C_0 \Psi_{сер}}, \quad (5.12)$$

де D – діаметр трубопроводу, м;

- Знаходимо витрату гідросуміші за критичної швидкості

$$Q_{сум.кр} = \frac{\pi D^2}{4} V_{кр}; \quad (5.13)$$

- висоту нерухомого шару відкладеного ґрунту $\Delta H_{гр.}$ в горизонтальному трубопроводі за $Q_{сум} < Q_{сум.кр}$ визначаємо за залежністю

$$\Delta H_{гр} = 0,4D\sqrt[3]{\frac{Q_{сум.кр}}{Q_{сум}} - 1}, \text{ м}, \quad (5.14)$$

де $Q_{сум}$ – дійсна витрата гідросуміші.

Діаметр трубопроводу рекомендується добирати такий, щоби система працювала без замулення.

Розрахунок питомих втрат напору на тертя

Питомі втрати напору під час гідравлічного транспортування гідросуміші в горизонтальних напірних трубопроводах визначають за формулою

$$I_{сум} = I + \Delta I, \quad (5.15)$$

де $I_{сум}$, I – відповідно питомі втрати напору під час руху гідросуміші і під час руху такої самої витрати чистої води; ΔI – додаткові питомі втрати напору, зумовлені наявністю в потоці гідросуміші твердих частинок.

Питомі втрати напору під час руху чистої води визначають за відомою формулою

$$I = \lambda \frac{V^2}{2gD}, \quad (5.16)$$

де λ – гідравлічний коефіцієнт тертя трубопроводу під час руху чистої води, який можна визначати за відомими із загального курсу гідравліки формулами (наприклад, формулою А.Д. Альтшуля)

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\Delta_{екв}}{D} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25}. \quad (5.17)$$

Розрахунок додаткових питомих втрат напору виконують за формулою

$$\Delta I = \delta \sqrt[4]{j} \sqrt[3]{C_0^2} \frac{Q_{\text{сум.кр}}}{Q_{\text{сум}}}, \quad (5.18)$$

де δ – коефіцієнт, який характеризує вплив відносної крупності частинок ґрунту, d_0/D і для діаметрів труби $D = 100 - 350$ мм визначають за табл. 5.2

Таблиця 5.2

Визначення коефіцієнта δ

d_0/D	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	2,0	3,0	$\geq 4,0$
δ	0,09	0,14	0,18	0,21	0,23	0,24	0,25	0,26	0,28	0,29	0,30

За $100d_0/100 \leq 0,05$ коефіцієнт $\delta = 0,05$.

Розрахунок місцевих опорів

Втрати напору в місцевих опорах визначають за відомою формулою Вейсбаха, зважаючи на вплив твердих частинок у гідросуміші

$$h_m = \zeta_m \frac{V^2}{2g} \frac{\rho_{\text{сум}}}{\rho_{\text{в}}}, \quad (5.19)$$

де ζ_m – коефіцієнт місцевого опору під час транспортування води.

Сумарні втрати напору

У розрахунках використовують формулу

$$H = k(IL + \Delta IL + \Sigma h_m) + h_2, \quad (5.20)$$

де $k = 1,15$ – коефіцієнт запасу; L – довжина трубопроводу; Σh_m – сума втрат напору в місцевих опорах; $h_2 = \pm \Delta z \frac{\rho_{\text{сум}}}{\rho_{\text{в}}}$ – напір, у якому відображено різницю геодезичних відміток у початковій і кінцевій точках розрахункової ділянки.

Необхідний напір насоса для перекачування гідросуміші:

$$H_{\text{нас.сум}} = H_{\text{нас.в}} \left(1 + \frac{C_0^{1,2}}{\sqrt{\Psi}} \right), \quad (5.21)$$

де $H_{нас.в}$ = напір насоса для подавання чистої води, м.

Для стійкої роботи систем робоча швидкість руху пульпи повинна бути

$$V = 1,1V_{кр}. \quad (5.22)$$

5.4. Розрахунок безнапірних пульпопроводів

• Розраховуємо похил дна лотка безнапірного пульпопроводу, за якого буде досягнута критична швидкість руху пульпи $i_{н.кр}$:

- для транспортування пульпи з глинистих, суглинистих і піщаних ґрунтів застосовують формулу

$$i_{н.кр} = \frac{\lg Q_n + 0,4p + B}{1000R}, \quad (5.23)$$

де Q_n – витрата пульпи за критичної швидкості, м³/с; p – процент ґрунту в пульпі за вагою; R – гідравлічний радіус, м; B – коефіцієнт, який характеризує похил залежно від виду ґрунту:

$B = 1,84$ – для пульпи, яка містить глинисті і суглинисті ґрунти;

$B = 2$ – для супісків і середніх пісків;

$B = 3$ – для крупних пісків з невеликим вмістом гравію;

$B = 3-5$ – для крупних пісків з гравієм.

- для транспортування пульпи з лесоподібних ґрунтів (формула Д.Я. Соколова)

$$i_{н.кр} = \frac{\left(0,4Q_n^{1/3} + 1\right)Q_n^{0,44}}{1000R}. \quad (5.24)$$

Походи дна каналів і лотків для безнапірного гідротранспорту зазвичай повинні бути такі: для золи $\geq 1\%$; твердого шлаку $\geq 1,5$; рідкого шлаку $\geq 1,8 - 2,0$.

• Беремо мінімальний похил труби (лотка) за формулою

$$I = i_{н.кр} \cdot K_n, \quad (5.25)$$

де $i_{н.кр}$ – похил дна лотка, розрахований за формулами (5.23), (5.24); K_n – коефіцієнт, який беруть для металевих труб і лотків – 1,1; для дерев'яних – 1,2.

- Розраховуємо ширину лотка по дну b , виходячи з рівності гідравлічних радіусів напірного за критичної швидкості $V_{кр}$ і безнапірного гідротранспортування за формулою

$$b = \frac{2Dh}{4h - D}, \quad (5.26)$$

де D – діаметр напірного трубопроводу в разі пропускання розрахункової витрати, м; h – глибина потоку в безнапірному лотку, м.

Рекомендовано співвідношення розмірів лотків: $b/h = 3$ за $b = 1,25$ м; $b/h = 4$ за $b = 1,5$ м.

Висота борта лотка повинна бути не менш ніж $2h_{кр}$, де $h_{кр}$ – критична глибина потоку в безнапірному лотку, яка визначається за формулою

$$h_{кр} = \frac{Q_n}{bV_{кр}}. \quad (5.27)$$

Насамкінець слід зазначити, що наведені розрахункові залежності є наближеними, оскільки були отримані в результаті досліджень, виконаних на гідросумішах, які складаються переважно з твердих частинок (пісок, щебінь). Реальна гідросуміш може містити в різних пропорціях глинисті та інші частинки, через що потрібно вносити певні корективи в наведені емпіричні формули.

Запитання для самоперевірки

1. Що називають гідротранспортуванням?
2. Що таке пульпа і пульпопровід?
3. Дайте визначення критичній швидкості.
4. У чому полягає гідравлічний розрахунок напірного гідротранспортування?
5. Як визначають втрати напору вздовж пульпопроводу?
6. Як визначають втрати напору в місцевих опорах систем гідротранспортування?
7. Як розраховуєть висоту шару відкладень на дні трубопроводу?
8. Чому втрати напору під час руху пульпи більші, ніж під час руху води?
9. Як дібрати насос для перекачування гідросуміші?
10. У чому полягають особливості розрахунку безнапірного гідротранспортування?

Розділ 6. РОЗРАХУНОК СПЕЦІАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДІВ І ТЕЧІЙ

6.1. Розрахунок мулопроводів

Різноманітні домішки, що містяться в стічних водах і видаляються на очисних спорудах, перебувають у воді в розчиненому і нерозчиненому вигляді. У господарсько-побутових стічних водах кількість перших і других домішок, за даними досліджень, становить приблизно по 50%. Загальний уміст органічних речовин в цих домішках дорівнює 58 – 65%, а мінеральних – від 35 до 42%. Загалом в осадах і мулах органічні речовини домінують над неорганічними і сягають 80%.

Уперше з проблемою видалення осаду зі штучних очисних споруд стикнулись у 1857 р. в Англії. До того часу осад з очисних споруд вивозили гужовим чи автомобільним транспортом або зберігали біля них, що створювало суттєві незручності. Найбільш надійним способом видалення осаду з очисних споруд нині є його перекачування насосами по напірних трубопроводах. Уперше мулопроводи почали застосовувати наприкінці ХІХ ст. в розвинених країнах Європи.

Залежно від розміру і фізичного стану всі нерозчинені домішки в осадах і мулах поділяються на **завислі речовини** з розміром частинок від 10 мм до десятих часток міліметра, **суспензії** з розміром частинок від десятих долей міліметра до 0,1 мк і **колоїди** з розміром частинок від 0,1 мк до 0,001 мк. Розчинені домішки у воді не утворюють окремої фази, а становлять розчин.

Осад стічних вод являє собою дисперсну систему, в якій дисперсною фазою є тверді частинки, а дисперсним середовищем – стічна вода з розчиненими в ній органічними речовинами. Великі частки в ньому мають волокнисту структуру. Загалом таке середовище розглядають як суспензії і колоїди з підвищеною в'язкістю, властивості якого залежать від вологості осаду, що зазвичай знаходиться в межах 90 – 99%.

Можна стверджувати, що такий неоднорідний осад належить до **неньютонівських рідин**. Як свідчать досліди, в'язкість таких рідин не є постійною і змінюється залежно від градієнта швидкості: за малих градієнтів швидкості в'язкість сягає великих значень, а в міру збільшення градієнта – зменшується в десятки разів. Тому в початковий момент руху частина напруження зсуву витрачається на переборення тертя суспензії (пружних властивостей осаду). У разі перевищення цієї величини частина

напруження буде витрачатися на створення пластичного руху (течію). Величину загального дотичного напруження, потрібного для руху середовища, визначають за залежністю

$$\tau = \tau_0 + \mu \frac{du}{dn}, \quad (6.1)$$

де τ_0 – граничне напруження зсуву, за якого середовище залишається в стані спокою; μ – динамічна в'язкість середовища; du/dn – градієнт швидкості.

Таким чином, основною якісною відмінністю таких систем (структуровані дисперсні системи) від ньютонівських рідин є здатність чинити початковий опір зсуву, тобто наявність властивості, яку мають тверді тіла. Ця властивість є наслідком утворення всередині дисперсної системи просторової структури, яка надає їм механічної міцності.

Унаслідок збільшення концентрації твердої фази гідродинамічний характер взаємодії на межі твердої фази і середовища, що рухається, проявляється все меншою мірою. Виникає нова якість руху, зумовлена фізико-хімічними процесами на межі фаз і впливом на течію потоку структурних зв'язків.

Особливості зміни опору в процесі руху мулу і чистої води залежно від режиму руху наведено на рис. 6.1.

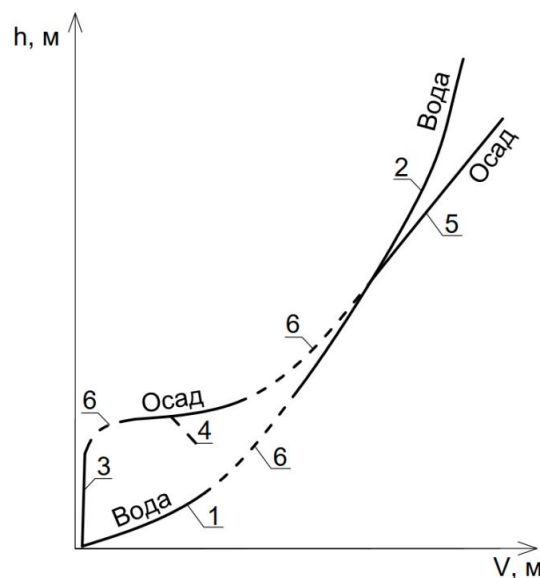


Рис. 6.1. Схема гідравлічного режиму руху мулу (осаду) і води:

- 1 – ламінарний; 2 – турбулентний; 3 – структурний; 4 – неусталений (квазіламінарний);
5 – усталений (турбулентний); 6 – перехідний

З нього випливає, що за малих швидкостей руху під впливом в'язкопластичних властивостей осаду втрати напору під час руху мулу є більшими, ніж під час руху чистої води. За великих швидкостей руху (турбулентний режим руху), навпаки, в'язкопластичні властивості осаду сприяють загасанню вихорів турбулентності і зменшенню шорсткості стінок труби, що знижує втрати напору під час турбулентного руху мулу порівняно з рухом чистої води (так званий аномальний режим).

На відміну від руху чистої води рух неоднорідних колоїдів і суспензій є значно складнішим і ще недостатньо вивченим. Тому всі залежності для розрахунку мулопроводів ґрунтуються на результатах експериментальних досліджень.

За даними А.М. Курганова, отриманими після оброблення результатів експериментальних досліджень А.Е. Евілевича [12], втрати напору в мулопроводах рекомендується визначати за формулою

$$h_m = h_n + \lambda \frac{l}{D} \frac{V^2}{2g}, \quad (6.2)$$

де l , D – відповідно довжина і діаметр трубопроводу; h_n – напір, потрібний для подолання в'язкопластичних властивостей осаду (початковий напір, який треба прикласти до рідини в трубі, для того щоби почався рух):

$$h_n = 1360 \left(1 - p^1\right) \frac{l}{D^{2,25}}, \quad (6.3)$$

тут D – діаметр мулопроводу, см; λ – гідравлічний коефіцієнт тертя, який залежить від вологості осаду і який розраховують за формулою

$$\lambda = 0,214 p^1 - 0,191, \quad (6.4)$$

де p^1 – вологість осаду.

Залежність (6.4) можна використовувати щодо труб діаметром від 200 до 400 мм. Для діаметра 150 мм значення λ в обчислення слід збільшити на 0,01.

Аномальний режим руху осаду стічних вод по трубопроводах має межі – верхню і нижню. Про верхню межу йдеться тоді, коли осад (мул) втрачає свої текучі властивості (це явище ще недостатньо вивчене). Нижня межа характеризує втрату осадам фізичних особливостей, що відрізняють його від води. Дослідження показали, що нижня границя характерна за вологості осаду 99 – 99,5%. У такому разі осад втрачає свої особливі

властивості і закони його руху підпорядковуються законам руху води або стічної рідини. За даними Н.Ф. Федорова, для перехідної і квадратичної зон турбулентного руху, який зазвичай властивий руху стічних вод, запропоновано таку залежність для визначення гідравлічного коефіцієнта тертя:

$$\lambda = \frac{0,25}{\left[\lg \left(\frac{\Delta_2}{2,42D} + \frac{a_2}{Re} \right) \right]^2}, \quad (6.5)$$

де еквівалентна шорсткість Δ_2 і коефіцієнт a_2 залежать від матеріалу труби (табл. 6.1); R – гідравлічний радіус; $Re = 4RV/\nu$ – число Рейнольдса; ν – кінематична в'язкість стічних вод.

Таблиця 6.1

Визначення коефіцієнта a_2

Труби	Δ_2 , мм	a_2
азбестоцементні	0,6	73
керамічні	1,35	90
бетонні і залізобетонні	2,0	100

Для розрахунку напірних мулопроводів залежно від вологості осаду і діаметра труби рекомендують такі мінімальні швидкості руху (табл. 6.2).

Таблиця 6.2

Мінімальні швидкості руху

P^1	$D = 150 - 200$ мм	$D = 250 - 400$ мм
90	1,6	1,7
94	1,2	1,3
98	0,8	0,9

У розрахунку втрат напору в місцевих опорах під час руху мулу допускається коефіцієнти опору брати такі самі, як для руху чистої води.

6.2. Робота напірних трубопроводів під час руху стисливої рідини

Одним з основних гідравлічних критеріїв, котрі застосовують у визначенні характеристик напірних потоків стисливої рідини, є критерій Маха, який являє собою відношення швидкості руху рідини (середовища) до швидкості поширення звуку в цій рідині:

$$Ma = \frac{V}{a}. \quad (6.6)$$

Якщо $Ma < 1$, повітряний (газовий) потік знаходиться у дозвуковій ділянці руху, коли $Ma > 1$ – у надзвуковій.

Вважають, що брати до уваги стисливість середовища треба, якщо значення критерію $Ma > 0,2$.

Відомо, що швидкість поширення звуку у воді становить $a_g = 1480$ м/с, в повітрі $a_n = 340$ м/с, у вуглекислому газі $a_{g,2} = 260$ м/с. Отже, швидкість руху потоку води, за якої потрібно брати до уваги її стисливість, становить

$$V_g = a_g \cdot 0,2 = 0,2 \cdot 1480 \approx 300 \text{ м/с}.$$

Швидкість руху потоку повітря (газу):

$$V_z = a_n \cdot 0,2 = 0,2 \cdot 340 \approx 70 \text{ м/с}.$$

Як свідчить практика, в трубопроводах санітарно-технічних систем швидкість руху води і газу є набагато меншою за наведені величини (наприклад, швидкість руху води в напірних водопровідних трубах – до 3 м/с, а швидкість руху повітря в каналах примусової вентиляції не перевищує 12 м/с). Таким чином, можна стверджувати, що в розрахунку напірних трубопроводів санітарно-технічних систем стисливістю рідини (газу) практично в усіх випадках можна знехтувати.

Винятком з цього правила є розрахунок газопроводів великого і середнього тиску, а також довгих повітропроводів для подавання повітря після повітродувки до очисних споруд.

У таких системах подавання газу (повітря) відбувається за постійної температури, яка дорівнює температурі навколишнього середовища. Такий процес називають **ізотермічним**. За великої довжини трубопроводу і значної швидкості руху газу (повітря) в трубі виникає великий перепад тиску між початковим і кінцевим перерізом, що призводить до суттєвої зміни густини газу, отже, і до необхідності брати до уваги його стисливість.

Із загального курсу гідравліки відомо, що за відносно невеликого тиску (до 100 атм) і температури ($0 \text{ }^\circ\text{C} < t < 100 \text{ }^\circ\text{C}$) густину газу визначають з рівняння стану, яке за згаданих умов набуває форми рівняння Менделєєва – Клайперона:

$$Pv = R \cdot T, \quad (6.7)$$

де T – термодинамічна температура, K ($K = 273 + t$ °C); R_* – універсальна газова стала: для повітря $R_* = 287$ Дж/(кг·К), для метана $R_* = 520$ Дж/(кг·К); ν – питомий об’єм газу, м³/кг.

Оскільки $\nu = 1/\rho$, рівняння стану набуває вигляду

$$\rho = \frac{p}{R_* T}, \quad (6.8)$$

де ρ – густина газу (вважають, що густина газу змінюється вздовж газопроводу, але є постійною в його конкретному перерізі).

Для опису руху потоку стисливої рідини скористаємося рівнянням Бернуллі, записаним, зважаючи на втрати тиску вздовж трубопроводу $d(\Delta p_l)$, у такому вигляді:

$$g dz + \frac{dp}{\rho} + d \frac{V^2}{2} + d(\Delta p_l) = 0 \quad (6.9)$$

або

$$dp + \rho V dV + \lambda \frac{dl}{D} \rho \frac{V^2}{2} = 0. \quad (6.10)$$

Зміною геометричної висоти в рівнянні Бернуллі (змінною геометричних відміток прокладання газопроводу) з огляду на їх мале значення порівняно з перепадом манометричного тиску нехтуємо.

Оскільки масова витрата дорівнює $M = \rho Q = \rho V \omega$, середню швидкість руху газу в трубопроводі, беручи до уваги рівняння стану (6.7), можна представити у вигляді

$$V = \frac{Q}{\omega} = \frac{M}{\rho \omega} = \frac{M R_* T}{\omega p},$$

а її диференціал

$$dV = -\frac{M}{\omega} R_* T \frac{dp}{p^2}.$$

Підставляючи ці величини до рівняння (6.10), отримаємо

$$dp - \frac{M^2}{\omega^2} R_* T \frac{dp}{p^2} + \lambda \frac{dl}{D} \frac{M^2}{2\omega^2} \frac{R_* T}{p} = 0$$

або

$$-pdp = \left(\lambda \frac{l}{D} - 2 \frac{dp}{p} \right) \frac{M^2}{2\omega^2} R_* T. \quad (6.11)$$

Інтегруючи це рівняння за постійних M і T , а також вважаючи, що $\lambda = \text{const}$, матимемо

$$\frac{p_1^2 - p_2^2}{2} = \left(\lambda \frac{l}{D} + 2 \ln \frac{p_1}{p_2} \right) \frac{M^2}{2\omega^2} R_* T. \quad (6.12)$$

У довгих газопроводах зазвичай величина $2 \ln \frac{p_1}{p_2}$ є значно меншою, ніж $\lambda \frac{l}{D}$, тому нею можна знехтувати. З огляду на рівняння стану залежність (6.12) набуде вигляду

$$\frac{p_1^2 - p_2^2}{2p_1} = \lambda \frac{l}{D} \frac{M^2}{2\omega^2 \rho_1}. \quad (6.13)$$

Для руху нестисливого газу ($\rho_1 = \rho_2 = \rho$), використовуючи формулу Дарсі, втрати тиску запишемо у вигляді

$$\Delta p_0 = p_1 - p_2 = \rho g h_l = \rho g \lambda \frac{l}{D} \frac{Q^2 \rho^2}{2g\omega^2 \rho^2} = \lambda \frac{l}{D} \frac{M^2}{2\omega^2 \rho}. \quad (6.14)$$

Порівнюючи вирази (6.14) і (6.13), бачимо, що праві частини в них однакові. Оскільки

$$\frac{p_1^2 - p_2^2}{2p_1} = \frac{p_1 - p_2}{2p_1} (p_1 + p_2), \quad (6.15)$$

то втрати тиску під час руху стисливого газу в газопроводі можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} p_1 - p_2 &= \frac{2p_1}{p_1 + p_2} \Delta p_0 = \frac{2}{1 + \frac{p_2}{p_1}} \Delta p_0 = \frac{2}{2 - \frac{\Delta p}{p_1}} \lambda \frac{l}{D} \frac{M^2}{2\omega^2 \rho_1} = \\ &= \frac{1}{1 - 0,5 \frac{\Delta p}{p_1}} \lambda \frac{l}{D} \frac{M^2}{2\omega^2 \rho_1}, \end{aligned} \quad (6.16)$$

де $\Delta p = p_1 - p_2 =$ різниця тисків на початку і в кінці трубопроводу.

Рівняння (6.16) відрізняється від формули Дарсі – Вейсбаха для визначення втрат тиску під час руху нестисливої рідини лише одним множником, який залежить від величини відношення $\Delta p/p_1$. Встановлено, що за дотримання вимоги $\Delta p/p_1 < 5\%$ нехтування цим множником дає похибку близько 2,5%, що допустимо в розрахунку таких систем. Таким чином, можна дійти висновку, що не абсолютна величина початкового тиску p_1 визначає, чи можна в розрахунку газопроводу користуватися формулою Дарсі – Вейсбаха, а відносна величина зміни цього тиску вздовж газопроводу загалом.

З рівняння (6.16) вираз для пропускної здатності (масової витрати) газопроводу за умови стисливості газу матиме такий вигляд:

$$M = \omega \sqrt{2 \frac{(p_1 - p_2) \left(1 - 0,5 \frac{\Delta p}{p_1}\right) D \rho_1}{\lambda l}}. \quad (6.17)$$

Нехтуючи стисливістю газу, залежність (6.17) для визначення масової витрати можна записати так:

$$M = \omega \sqrt{2 \frac{(p_1 - p_2) D \rho}{\lambda l}}. \quad (6.18)$$

Наведені залежності (6.17), (6.18) використовують на практиці під час вимірювання і контролю витрати газу, що проходить газопроводом. З них випливає, що коли не відбувається відбір газу вздовж газопроводу, для визначення величина його масової витрати достатньо знати діаметр труби, тиск на початку і в кінці ділянки, а також густину газу на початку транспортної ділянки.

Гідравлічний коефіцієнт тертя λ , який входить в залежність (6.17), рекомендується визначати за тими самими формулами, що й у разі руху нестисливої рідини, наприклад, за універсальною формулою А.Д. Альтшуля

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{k_e}{D} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25}, \quad (6.19)$$

де k_e – еквівалентна шорсткість матеріалу стінок газопроводу; D – діаметр трубопроводу; $Re = \frac{V \cdot D}{\nu}$ – число Рейнольдса; ν – кінематична в'язкість, транспортованого середовища (газу).

6.3. Розрахунок трубопроводів некруглого поперечного перерізу

Для транспорту рідин і газів в окремих випадках застосовуються канали некруглого поперечного перерізу (наприклад, в системах вентиляції, нагрівальних чи охолоджувальних приладах систем гарячого водопостачання і тепlopостачання). Під час руху води або газу в таких каналах виникають так звані вторинні течії в площині поперечного перерізу труби, при цьому частинки рідини переносяться з центральних ділянок труби до периферії. Накладаючись на основний повздовжній рух, вторинні течії безперервно переносять кількість руху в напрямку до периферії, що спричинює на цих ділянках досить великі повздовжні швидкості руху середовища. Це призводить до збільшення втрат напору в таких каналах. Приклад наявності вторинних течій в каналах квадратного, прямокутного і трикутного перерізу приведено на рис. 6.2.

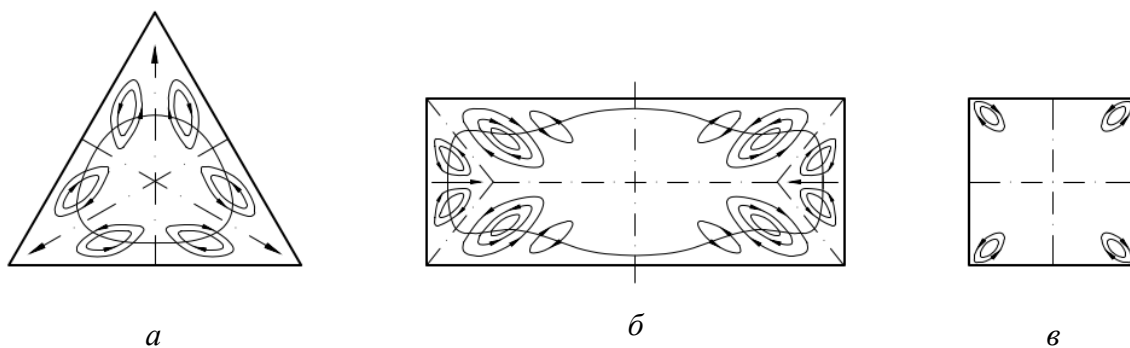


Рис. 6.2. Вторинні течії в каналах некруглого перерізу:
a – трикутний; *б* – прямокутний; *в* – квадратний

На практиці втрати напору на гідравлічне тертя в каналах некруглого поперечного перерізу рекомендується розраховувати за відомою формулою Дарсі – Вейсбаха, в яку замість діаметра труби входить еквівалентний діаметр каналу d_e :

$$h_{тер} = \lambda \frac{l V^2}{d_e 2g} = \lambda \frac{l V^2}{4R 2g}. \quad (6.20)$$

де $R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\pi d_e^2 / 4}{\pi d_e} = \frac{d_e}{4}$ – гідравлічний радіус; $d_e = 4R = d$ – для каналів

круглого поперечного перерізу; $d_e = 4R = 4 \frac{a^2}{4a} = a$ – для квадратного

перерізу; $d_e = 4R = \frac{4ab}{2(a+b)} = \frac{2ab}{a+b}$ – для прямокутного перерізу;

$d_{екв} = 4R = 4 \frac{b^2 \sqrt{3}}{4 \cdot 3b} = \frac{b}{\sqrt{3}}$ – для трикутного (b – сторона рівностороннього трикутника).

При цьому гідравлічний коефіцієнт тертя можна розраховувати за формулами, як для круглих труб (наприклад, за формулою А.Д. Альтшуля).

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\Delta_e}{d_e} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25}, \quad (6.21)$$

Δ_e – еквівалентна шорсткість матеріалу стінок каналу.

6.4. Особливості плівкового руху рідини

Пліковий рух властивий стіканню рідини по різноманітних поверхнях. Як приклад можна розглядати рух очищеної рідини в біофільтрах із завантаженням у вигляді вертикальних полотен.

Базовими працями в цій галузі вважають праці академіка П.Л. Капиці. Дослідження довели, що режим руху плівки, що стікає, цілковито визначається числом Рейнольдса:

$$\text{Re}_{нл} = \frac{V_{нл} \cdot \delta}{\nu} = \frac{q_p}{\nu} = \frac{G_p}{\mu}, \quad (6.22)$$

де $V_{нл} = \frac{q_p}{\nu}$ – середня швидкість течії рідини в плівці, м/с; δ – товщина

плівки, м; q_p , G_p – відповідно об'ємна і масова витрати рідини, віднесені до 1 м ширини плівки, м³/(с·м) і кг/(с·м).

Формула (6.22) вказує на те, що для знаходження числа Рейнольдса необов'язково знати швидкість руху V_{nl} і товщину плівки δ , треба лише встановити витрату рідини і ширину поверхні, на якій відбувається її стікання.

У загальному випадку аналітичний розрахунок тривимірного руху плівки рідини, що стікає, розроблено недостатньо, а тому надійнішими методами визначення закономірностей руху в цих умовах є експеримент.

Отримані дані свідчать, що за значень $Re < 30$ плівка, що вільно стікає, характеризується ламінарним режимом руху, при цьому на поверхні в'язкої рідини немає хвиль (рис. 6.3, а).

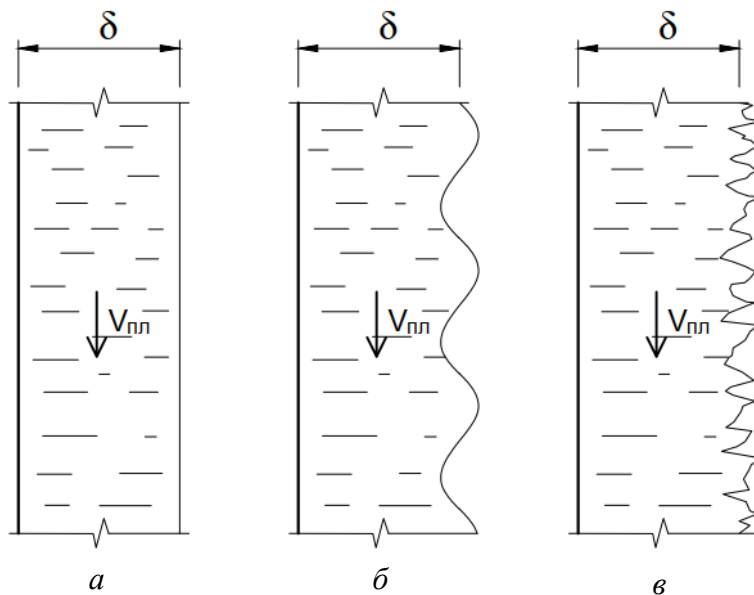


Рис. 6.3. Режими плівкового руху води

Товщину плівки при цьому визначають із залежності

$$\delta = 1,443 \sqrt[3]{\frac{Re_{nl} \cdot \nu^2}{g}}. \quad (6.23)$$

За значень $30 \leq Re_{nl} \leq 400$ у плівці режим руху залишається ламінарним, але поверхня плівки покрита регулярними тривимірними хвилями (рис. 6.3, б). Середню товщину плівки за ламінарно-хвильового руху, за даними П.Л. Капиці, визначають із залежності

$$\delta = 1,343 \sqrt[3]{\frac{\text{Re}_{nl} \cdot v^2}{g}}. \quad (6.24)$$

Якщо $\text{Re}_{nl} > 400$, в плівці має місце турбулентний режим руху, який характеризується наявністю на поверхні плівки нерегулярних хвиль (рис. 6.3, в). Середню товщину плівки в такому разі рекомендується знаходити за формулою

$$\delta = 0,308 \text{Re}^{12} \sqrt[3]{\frac{v^2}{g}}, \quad (6.25)$$

при цьому миттєві значення δ можуть відрізнятись на 50 і більше відсотків від її середніх значень.

Залежності (6.23) – (6.25) справедливі у разі стікання плівки в умовах, коли впливом газової фази на потік рідини можна знехтувати і на поверхні стікання немає місцевого опору, наприклад, як в біофільтрах із завантаженням у вигляді полотен. У разі використання для завантаження біофільтрів різних блокових або кускових матеріалів наведені формули потребують додаткового експериментального уточнення.

Під час руху плівка рідини може покривати всю тверду поверхню або тільки її частину. Масова витрата, за якої рідина покриває всю поверхню, називається **мінімальною щільністю зрошення**. Вона може бути розрахована із залежності

$$G_{\min} = 1,69 \left(\frac{v \rho^2}{g} \right)^{\frac{1}{5}} [\sigma(1 - \cos \theta)]^{3,5}, \quad (6.26)$$

де σ – поверхневий натяг рідини, Н/м; θ – крайовий кут змочення.

6.5. Гідравлічні струмини

Струминою називається потік рідини, який рухається в такій самій чи іншій рідині в обмеженому або необмеженому просторі. Якщо струмина в просторі не обмежена твердими стінками то вона називається **вільною**. У випадку, коли рух потоку рідини відбувається в обмеженому просторі, струмина називається **стисненою**.

Залежно від умов розрізняють затоплені і незатоплені струмини. **Затопленою** вважають струмину, котра поширюється в середовищі, яке має такі самі властивості і характеристики що й потік струмини (наприклад, струмина води у воді або струмина повітря в повітрі). **Незатопленою** називають струмину у разі руху струмини рідини в газовому середовищі (струмина води у повітрі).

У загальному випадку в струминах можливими є ламінарний і турбулентний режими руху. На практиці значно частіше трапляється турбулентний режим.

Затоплена турбулентна струмина

Струмини цього типу мають місце під час випускання очищених стічних вод у водойму, для створення повітряних завіс перед входами в будівлю та ін.

Схему поширення затопленої турбулентної струмини наведено на рис. 6.4.

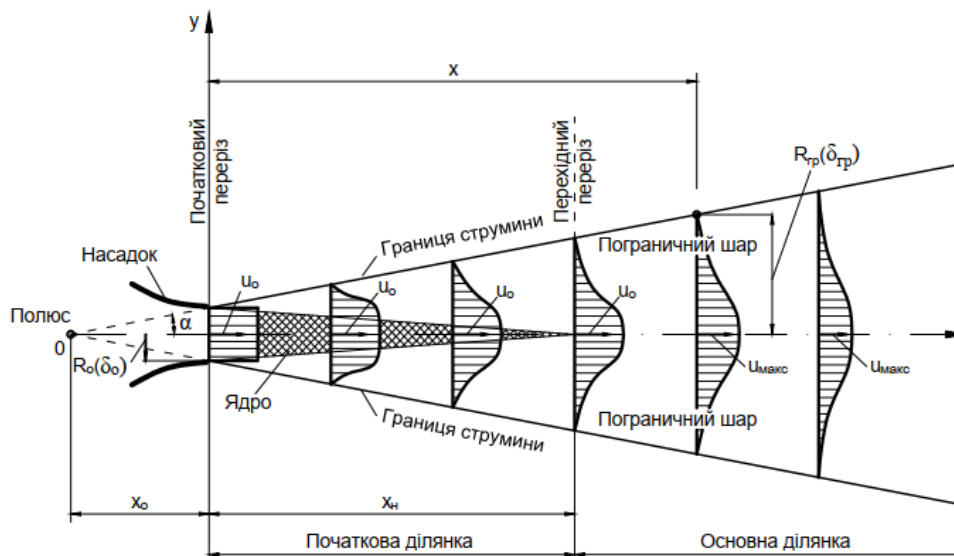


Рис. 6.4. Схеми затопленої струмини

Як видно на рисунку, затоплена струмина складається з двох характерних повздовжніх ділянок – початкової й основної.

Початкова ділянка струмини – це ділянка від початкового (вихідного) перерізу до так званого перехідного перерізу. На цій ділянці на

осі струмини (ядро потоку) швидкості руху рідини однакові, вони дорівнюють швидкості у вихідному перерізі u_0 . Ядро обмежене з боків практично прямими лініями, нахиленими під кутом приблизно 5° до осі струмини. Ці прямі відокремлюють ядро від навколишнього турбулентного пограничного шару, в межах якого швидкості змінюються за тим самим законом, що й на основній ділянці струмини.

Ділянка струмини від перехідного перерізу до закінчення струмини називається *основною ділянкою*. Вважають, що зовнішні межі турбулентного пограничного шару обмежені прямими лініями. Точка перетину (О) цих прямих називається полюсом струмини. Боковий кут розширення струмини дорівнює $\theta = 12^\circ 25'$.

У рівномірному початковому полі швидкостей полюс струмини знаходиться на відстані x_0 від центра вихідного перерізу сопла. Швидкості в пограничному шарі змінюються за залежністю

$$\frac{u}{u_{\max}} = \left[1 - \left(\frac{y}{b} \right)^{1,5} \right]^2, \quad (6.27)$$

де u_{\max} – максимальна швидкість в перерізі межового шару (на основній ділянці це швидкість на осі струмини u_{oc} , а на початковій ділянці це швидкість у ядрі постійних швидкостей u_0); y – ордината точки, в якій швидкість u ; b – половина ширини межового шару на відстані x від початкового перерізу:

$$b = x \cdot \operatorname{tg} \beta = 0,22x, \quad (6.28)$$

тут $\operatorname{tg} \beta$ – тангенс кута β , який дорівнює половині кута розширення струмини

$$\operatorname{tg} \beta = 3,4n, \quad (6.29)$$

де $n \approx 0,08$ – коефіцієнт структури круглої струмини.

Середню швидкість в перерізі межового шару для круглої струмини, яка витікає крізь отвір радіусом r_0 , розраховують за залежністю

$$V = 0,2615u_{\max}. \quad (6.30)$$

Швидкість на осі основної ділянки на відстані x від початкового перерізу становить

$$u_{oc} = 12,4 \frac{u_0 r_0}{x}. \quad (6.31)$$

Відстань від початкового перерізу до полюса струмини:

$$x_0 = 3,62r_0. \quad (6.32)$$

Відстань від початкового до перехідного перерізу (довжина початкової ділянки)

$$x_{пер} = 12,4r_0. \quad (6.33)$$

Для такої струмини беруть: коефіцієнт кількості руху (Бусінеска) $\alpha_0 = 2,08$; коефіцієнт кінетичної енергії (Коріоліса) $\alpha = 4,5$.

Незатоплена турбулентна струмина

Струмини цього типу широко використовують у практиці пожежогасіння (пожежні струмини), в гідромеханізації для розмивання ґрунту (гідромоніторні струмини), для зрошення полів (струмини дощувальних апаратів).

Схему поширення незатопленої струмини наведено на рис. 6.5.

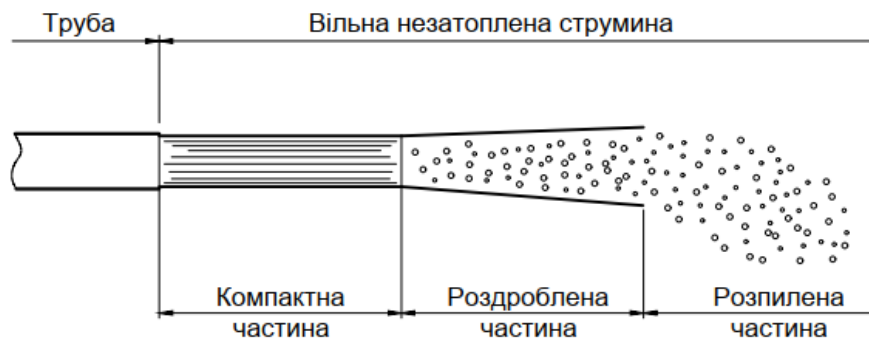


Рис. 6.5. Схема поширення незатопленої струмини

Як вказано на представленому рисунку, незатоплена струмина може бути розділена на три характерні частини: компактну, роздроблену і розпилену. *Компактна частина* струмини характеризується суцільністю потоку, струмина має циліндричну або близьку до неї форму. В межах *роздробленої частини* порушується суцільність потоку, струмина розривається на дрібніші частини, при цьому відбувається її поступове розширення. В межах *розпиленої частини* струмини відбувається остаточний розпад потоку на окремі краплі. Суму довжин компактної і

роздрібненої частини струмини у розрахунках вважають *суцільною частиною* струмини.

Руйнування другої і третьої частини струмини пояснюється її аерацією. Аерація відбувається під впливом сили тяжіння й опору повітря, що спричинює турбулентний обмін частинок на межі повітряного і водного середовищ. На кінцевій стадії розпаду струмини в ролі додаткових сил, які сприяють розпиленню, виступають сили поверхневого натягу. Основні параметри незатопленої струмини, наведені на рис. 6.6, визначають за відповідними формулами.

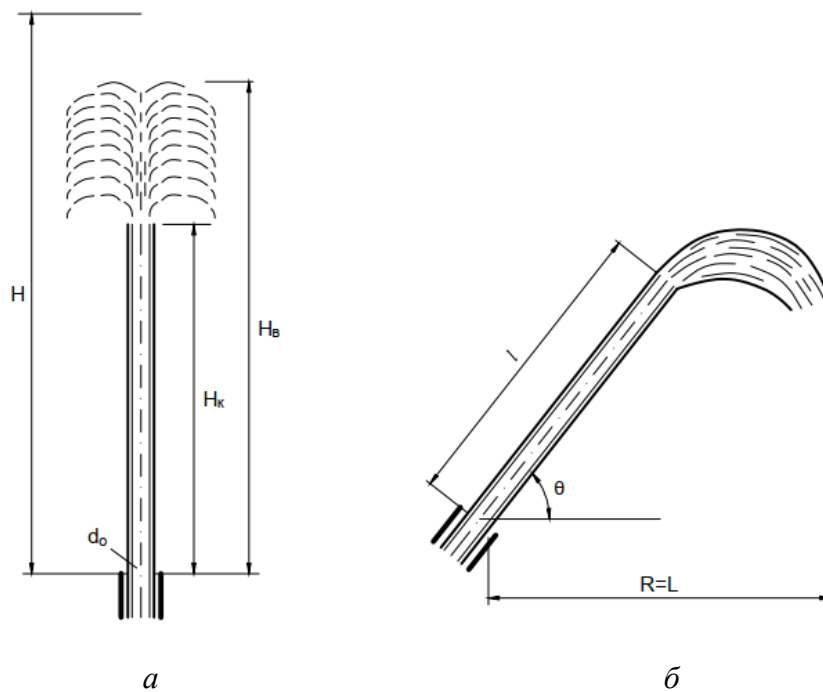


Рис. 6.6. Основні характеристики незатопленої струмини:
a – вертикальна струмина; *б* – нахилена струмина

Дальність польоту струмини (довжина її компактної частини), м:

$$L \approx 1,6\sqrt[3]{\theta \cdot d \cdot H^2} = 0,415\sqrt[3]{\theta_2 \cdot d \cdot H^2}, \quad (6.34)$$

де Θ і Θ_2 – кут нахилу струмини до горизонту відповідно в радіанах і градусах; d – діаметр насадки, мм; H – напір біля виходу з насадки, м.

Ця формула є справедливою для $d \leq 0,05\text{ м}$, $H \leq 80\text{ м}$, $\theta = 5 - 32^\circ$.

За даними експериментів встановлено, що найбільша дальnobійність струмини досягається за початкового кута нахилу до горизонту приблизно $30 - 32^\circ$. Також відомо, що після підвищення напору понад деяку величину, дальність польоту струмини вже не зростає. Таку дальність польоту зазвичай називають граничною і визначають за залежністю

$$L_{ep} = 1,27d^{0,94} \sqrt[4]{\theta_2} \approx d \sqrt[4]{\theta_2}. \quad (6.35)$$

Маючи граничне значення дальності польоту струмини, можна легко визначити і мінімальний напір, який забезпечить потрібну дальність польоту струмини. Для цього підставимо в рівняння (6.34) замість L його граничне значення L_{ep} з формули (6.35), тоді

$$H_{min} = \frac{3,75d}{\sqrt[8]{\theta_2}}. \quad (6.36)$$

Висота вертикальних струмин H_e є меншою, ніж напір H на виході з насадки. Це пояснюється опором навколишнього повітря руху струмини. Висота компактної частини струмини може бути розрахована за залежністю

$$H_k = \varphi H_e, \quad (6.37)$$

де H_e – висота суцільної частини струмини; φ – дослідний коефіцієнт, який визначають за графіком, як на рис. 6.7.

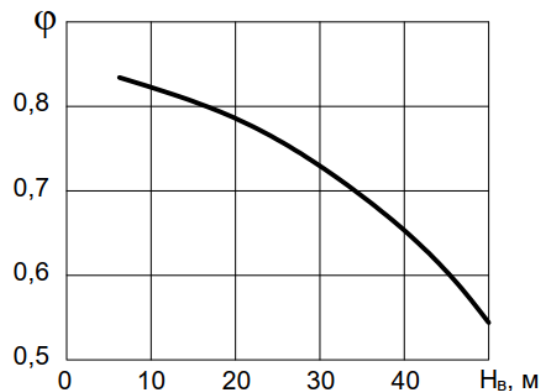


Рис. 6.7. Залежність коефіцієнта φ від H_e

Крім того, H_k можна визначати за формулою (6.34), вважаючи кут нахилу струмини рівним 90° .

Запитання для самоперевірки

1. Як розраховують трати напору за довжиною і в місцевих опорах у мулопроводах ?
2. Поясніть, що називають аномальним режимом руху мулу в мулопроводах і чим він відрізняється від руху чистої води.
3. За яких чисел Маха і реальних швидкостей руху рідини і газу слід брати до уваги стисливість середовища?
4. У розрахунку яких споруд в сантехніці треба брати до уваги стисливість транспортованої рідини?
5. Що таке гідравлічний радіус і еквівалентний діаметр каналу?
6. Який з каналів має гідравлічно найвигіднішу форму поперечного перерізу: прямокутний; квадратний; круглий; трикутний?
7. В яких очисних спорудах систем водопостачання і водовідведення відбувається плівковий рух рідини?
8. Які режими руху рідини у плівці вам відомі?
9. Які струмини використовують у пожежогасінні?
10. Який діаметр сопла насадки використовують у внутрішньому пожежогасінні будівель?

Розділ 7. ОСНОВНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ РУХУ ГАЗОРІДИННИХ ПОТОКІВ

7.1. Загальні відомості

Фазою називається один із станів речовини, який може бути газоподібним, рідким або твердим. Багатофазні потоки – це сумісний рух кількох фаз. Двофазний потік являє собою найпростіший випадок багатофазної течії, іноді його називають двокомпонентним потоком. У розділі розглянуто двофазні газорідинні потоки, які складаються з двох фаз – газової (повітря) і рідинної (вода). У цьому випадку повітря є дискретною фазою, а вода – безперервною. У зв'язку з тим, що газова фаза

в процесі руху зазнає деформації, рух газорідних потоків вважають більш складним для математичного опису порівняно з потоками, в яких переміщуються тверді частинки.

7.2. Режими руху газорідних потоків

Параметри, розраховані для всього потоку в цілому, називають **витратними параметрами**, а величини, що характеризують рух кожної з фаз, **дійсними параметрами**.

Важливою характеристикою газорідних течій є співвідношення в потоці на якійсь ділянці каналу між об'ємом газової фази ($W_г$) й об'ємом суміші загалом на тій самій ділянці ($W_{сум}$). Цю характеристику визначають також як відношення площі перерізу, яку займає газова фаза ($\omega_г$) до загальної площі перерізу потоку (ω):

$$\varphi = \frac{W_г}{W_{сум}} \quad \text{або} \quad \varphi = \frac{\omega_г}{\omega}. \quad (7.1)$$

Параметр φ називають **дійсним об'ємним газозміщенням**. З урахуванням цього параметра дійсна швидкість газу буде

$$V_г = \frac{Q_г}{\omega_г} = \frac{Q_г}{\varphi\omega}, \quad (7.2)$$

при цьому дійсна швидкість рідини дорівнює

$$V_р = \frac{Q_р}{\omega_р} = \frac{Q_р}{(1-\varphi)\omega}, \quad (7.3)$$

де $Q_г$ і $Q_р$ – витрати відповідно газової і рідинної фаз.

Відносну швидкість

$$V_{відн} = V_г - V_р \quad (7.4)$$

називають **швидкістю ковзання** (або ковзанням).

Головною причиною виникнення відносної швидкості $V_{відн}$ є те, що на об'єми рідини і газу, що знаходяться між двома довільними перерізами каналу, діє одна й та сама сила. Під її впливом за підйимального руху фаза, що має меншу густину, дістає більшого прискорення, а за опускного – меншого. Таким чином, за підйимального руху двофазного потоку $V_{відн} > 0$, за опускного – $V_{відн} < 0$. В горизонтальних каналах за незначного газозмісту, коли газова фаза захоплюється рідиною у вигляді окремих бульбашок, швидкість ковзання також може набувати від'ємних значень.

Однак у міру збільшення газовмісту потоку швидкість газової фази також може бути вищою від швидкості рідинної фази.

Залежно від властивостей рідини і газу та витрат окремих фаз (величини параметра дійсного об'ємного газовмісту φ) розрізняють чотири основних режими руху двофазних потоків.

Бульбашковий режим (рис. 7.1, *a*) є характерним за досить малого газовмісту ($\varphi \leq 0,3$). Газова фаза рухається в рідинній у вигляді дисперсних об'ємів (бульбашок), розмір яких є набагато меншим від розмірів каналу. За значної інтенсивності подавання газу цей режим називають також барботажем.

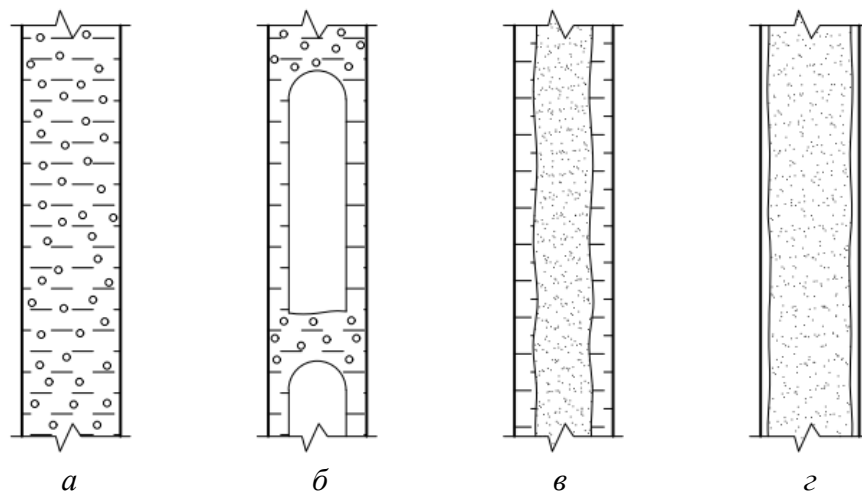


Рис. 7.1. Основні режими руху двофазних потоків:

a – бульбашковий; *b* – снарядний; *v* – емульсійний; *z* – дисперсно-кільцевий

Снарядний режим (рис. 7.1, *b*) характеризується рухом у каналі великих газових бульбашок (снарядів), які відділені одна від одної прошарком рідини, що містить маленькі газові бульбашки. Такому режиму притаманна невелика швидкість руху суміші і тиску, коли $\varphi = 0,3 - 0,7$.

Емульсійний (пінний) режим руху (рис. 7.1, *v*) настає за вищих швидкостей руху і тиску (котли тепло- й атомних електростанцій). Бульбашки вирізняються неоднаковою формою і досить рівномірно розподілені в суміші; $\varphi = 0,7 - 0,9$.

Дисперсно-кільцевий режим (рис. 7.1, *z*) характеризується високими показниками тиску, швидкості і газовмісту ($\varphi > 0,9$). За такого режиму газова фаза рухається в ядрі потоку, а рідина – у плівці на стінках каналу.

7.3. Характеристика бульбашкового (барботажного) режиму течії

Цей режим руху газорідинного потоку широко застосовують у процесі експлуатації споруд водопостачання і водовідведення: у фізико-хімічних способах очищення питних і стічних вод; для насичення води киснем у спорудах біологічного очищення; в експлуатації артезіанських свердловини та ін.

Як вже зазначалось, в такому потоці одночасно переміщуються дві фази: рідинна і газова, кожна зі своєю швидкістю. Найчастіше швидкості руху рідини і газу суттєво відрізняються між собою. Незважаючи на це, в інженерних розрахунках очисних споруд систем водопостачання і водовідведення використовують параметри, у визначенні яких знехтувано явищем ковзання, тобто розглядають середовище як гомогенну суміш. Під гомогенною моделлю двофазного потоку розуміють однорідну рідину з середньою густиною суміші $\rho_{\text{сум}}$ і середньою швидкістю руху $V_{\text{сум}}$.

Середню швидкість руху суміші можна визначити з залежності

$$V_{\text{сум}} = \frac{Q_p + Q_g}{\omega}, \quad (7.5)$$

а середню густину – за формулою

$$\rho_{\text{сум}} = \rho_g \phi + \rho_p (1 - \phi) \approx \rho_p (1 - \phi). \quad (7.6)$$

Для розрахунків швидкості руху газової фази гомогенної моделі зазвичай беруть $V_g = V_{\text{сум}}$. Однак останні дослідження довели, що для барботажного бульбашкового режиму руху більш точним є співвідношення

$$V_g = k V_{\text{сум}}, \quad (7.7)$$

де $k = 1,2$ – параметр розподілу газової фази в рідині для вказаних умов.

Втрати тиску під час руху газорідинної суміші обчислюють за відомими із загального курсу залежностями:

- повздовжні втрати

$$\Delta p_l = \lambda \frac{l}{D} \rho_{\text{сум}} \frac{V_{\text{сум}}^2}{2}; \quad (7.8)$$

- втрати в місцевому опорі

$$\Delta p_m = \zeta_m \rho_{\text{сум}} \frac{V_{\text{сум}}^2}{2}, \quad (7.9)$$

де $V_{\text{сум}}$, $\rho_{\text{сум}}$ визначають із залежностей (7.5) і (7.6), а параметр φ – із рівностей (7.1). Значення гідравлічного коефіцієнта тертя λ для напірних потоків або коефіцієнта Шезі C для безнапірних потоків розраховують за тими самими формулами, що й для однофазних рідин залежно від режиму руху. При цьому число Рейнольдса становить

$$\text{Re}_{\text{сум}} = \frac{V_{\text{сум}} D}{\nu_P}, \quad (7.10)$$

де ν_P – кінематична в'язкість рідинної фази.

Слід відмітити, що втрати напору під час руху двофазних потоків завжди перевищують втрати під час напірного руху чистої води. Це пояснюється тим, що під час руху двофазних потоків, окрім втрат енергії на гідравлічне тертя, треба врахувувати також втрати енергії на переміщення газорідинної суміші.

7.4. Рух одиночної бульбашки в рідині

Аналіз умов руху бульбашок повітря в рідині доводить, що тільки сила поверхневого натягу діє в напрямку збереження бульбашкою форми кулі. Дія решти сил спричинює її деформацію.

Величина сили поверхневого натягу на межі поділу двох фаз (рідина – газ, що не змішуються) залежить від величини параметра σ , який являє собою коефіцієнт поверхневого натягу рідини. Його можна трактувати як силу, що діє по дотичній до межі і припадає на одиницю довжини лінії поділу.

Точних теоретичних формул для розрахунку коефіцієнта поверхневого натягу для рідин немає. Деякі значення σ на межі між водою і повітрям залежно від температури наведено в табл. 7.1 [11].

Таблиця 7.1

Значення коефіцієнта поверхневого натягу

$t, ^\circ\text{C}$	10	15	20	30
$\sigma \cdot 10^3, \text{н/м}$	74,95	74,23	72,75	71,2

Виконуючи гідродинамічний аналіз двофазних потоків, поверхневий натяг зазвичай характеризують критерієм Вебера:

$$We = \frac{\rho V^2 l}{\sigma}, \quad (7.11)$$

де l – характерний лінійний розмір (наприклад, для бульбашки повітря – її діаметр).

Цей критерій є мірою відношення сил інерції до сил міжфазової взаємодії (для газу – сил поверхневого натягу). Вважають, що бульбашка повітря у воді матиме форму кулі, якщо $We \ll 1$.

Розмір газової бульбашки в рідині d_b на виході з отвору діаметром d_o залежить від фізичних властивостей рідини і газу.

Момент відриву бульбашки є відповідим умові рівності між силою Архімеда і силою поверхневого натягу, тобто

$$\frac{\pi d_b^3}{6} (\rho_p - \rho_z) g = \pi d_o \sigma. \quad (7.12)$$

Звідси діаметр бульбашки

$$d_b = 3 \sqrt[3]{\frac{6 d_o \sigma}{(\rho_p - \rho_z) g}}. \quad (7.13)$$

За наявності ланцюжка бульбашок, які виходять з отвору, дотикаючись одна до одної, можна вважати, що швидкість утворення кожної наступної бульбашки дорівнюватиме швидкості відривання попередньої, а її діаметр становитиме

$$d_b = 3 \sqrt[3]{\frac{6 Q_z}{\pi V_b}}, \quad (7.14)$$

де Q_z – об'ємна витрата газу, $\text{см}^3/\text{с}$; V_b – швидкість підймання одиночної бульбашки, $\text{см}/\text{с}$.

Залежності (7.12) – (7.14) одержані за умови, що бульбашки мають форму кулі, а також коли немає взаємодії між окремими бульбашками і між бульбашками та рідиною.

У випадку, коли форма бульбашки відрізняється від форми кулі, в розрахунках використовують параметр «еквівалентний діаметр» d_e , під яким розуміють діаметр кулі, об'єм якої дорівнює об'єму бульбашки.

Досліди засвідчили, що розмір бульбашки змінюється (збільшується) в процесі підймання. Але на практиці у зв'язку з відносно невеликою глибиною аераційних споруд у розрахунках зміною діаметра бульбашки залежно від глибини часто нехтують.

Зазвичай у спливанні одиночної бульбашки газу розрізняють два види руху: перехідний, коли швидкість зростає від нуля до деякої величини, і усталений, з постійною швидкістю. Час перехідного процесу є набагато меншим від загального часу руху. Як правило, відстань, яку при цьому проходить бульбашка, не перевищує 5 – 15 см (залежно від її діаметра). Тому на практиці швидкість спливання бульбашки вважають постійною.

На рис. 7.2 відображено експериментальну залежність швидкості підймання бульбашки від її діаметра.

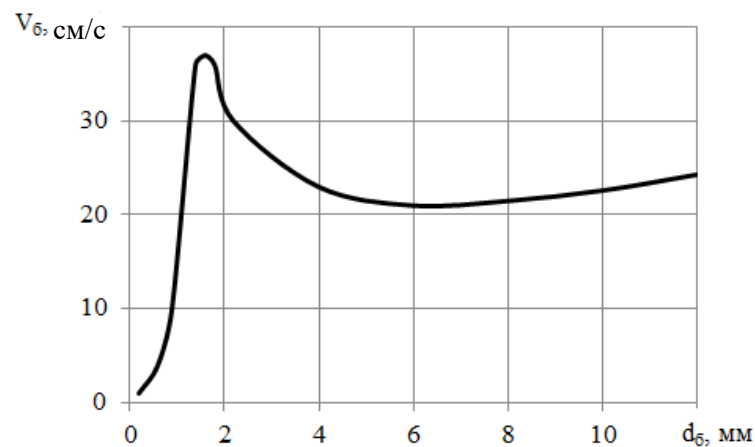


Рис. 7.2. Швидкість підймання одиночної бульбашки залежно від її діаметра

Увесь діапазон зміни швидкості підймання бульбашок орієнтовно можна розділити на чотири зони.

1. Діаметр бульбашок $d_b < 0,2$ мм, коли $Re = \frac{V_b \cdot d_b}{\nu} \leq 2$.

Вважають, що бульбашки такого розміру мають форму, яка практично не відрізняється від кулі, і поводяться як тверді частинки. Швидкість їх підймання підлягає закону Стокса.

Постійна швидкість підймання одиночної бульбашки у спокійній воді встановлюється за рівності сили Архімеда і сили опору, що діють на неї, тобто

$$\frac{\pi d_b^3}{6} (\rho_p - \rho_z) g = C_{on} \frac{\pi d_b^2}{4} \rho_z \frac{V_b^2}{2}, \quad (7.15)$$

де C_{on} – коефіцієнт опору, який залежить від форми бульбашки, яку обтікає рідина, числа Рейнольдса і може бути визначений за графіком на рис. 7.3.

З рівняння (7.15) отримаємо

$$V_{\delta} = \sqrt{\frac{4(\rho_p - \rho_z)gd_{\delta}}{3\rho_p C_{on}}}. \quad (7.16)$$

Залежність (7.16) має такий самий характер, що й залежність для розрахунку гідравлічної крупності твердої частинки.

Зважаючи на те, що $\rho_p \gg \rho_z$, формулу (7.16) в інженерних розрахунках використовують у вигляді

$$V_{\delta} = \sqrt{\frac{4gd_{\delta}}{3C_{on}}}. \quad (7.17)$$

Як відомо, коли $Re \leq 2$, коефіцієнт опору визначають за теоретичною формулою Стокса

$$C_{on} = \frac{24}{Re} = \frac{24\nu}{V_{\delta}d_{\delta}}. \quad (7.18)$$

Якщо підставити формулу (7.18) у вираз (7.17), формула для визначення швидкості підймання набуде вигляду

$$V_{\delta} = \frac{gd_{\delta}^2}{18\nu}. \quad (7.19)$$

2. Діаметр бульбашки $0,2 \text{ мм} < d_e < 1,4 \text{ мм}$, коли числа Рейнольдса $2 < Re < 490$. У такому разі бульбашки ще зберігають форму кулі, але вже виникає внутрішня циркуляція газу. Швидкість підймання при цьому перевищує розрахункову за законом Стокса.

3. Діаметр бульбашок $1,4 \text{ мм} < d_{\delta} < 6,0 \text{ мм}$, при цьому числа Рейнольдса $490 < Re < 4500$. Форма бульбашок вже відрізняється від кульової. Вони піднімаються за коливальною траєкторією (рух по спіралі). Опір руху дещо зростає внаслідок утворення гідродинамічного сліду. Швидкість підймання несуттєво залежить від діаметра бульбашки.

4. Діаметр бульбашок $d_{\delta} > 6 \text{ мм}$ за $Re > 4500$. Бульбашки мають форму стисненого еліпсоїда обертання, коротка вісь якого орієнтована в напрямку руху. Для цієї зони (рис. 7.3) коефіцієнт опору залишається практично постійним: $C_{on} = 2,5$. Впливом поверхневого натягу і в'язкості

рідини можна знехтувати. Визначити швидкість підймання таких бульбашок можна, підставивши значення C_{on} у рівняння (7.17):

$$V_{\delta} = \sqrt{g \frac{d_{\delta}}{2}} = \sqrt{gr_{\delta}}. \quad (7.20)$$

За досить великих об'ємів бульбашок відбувається не тільки їх деформація, а й розпад на бульбашки менших розмірів. Стійкими вважають бульбашки, еквівалентний діаметр яких не перевищує вказаної величини:

$$d_{\delta} = 2 \sqrt{\frac{3}{C_{on}}} \cdot \frac{\sigma}{V_{\delta}^2 \sqrt{\rho_z \rho_p}}. \quad (7.21)$$

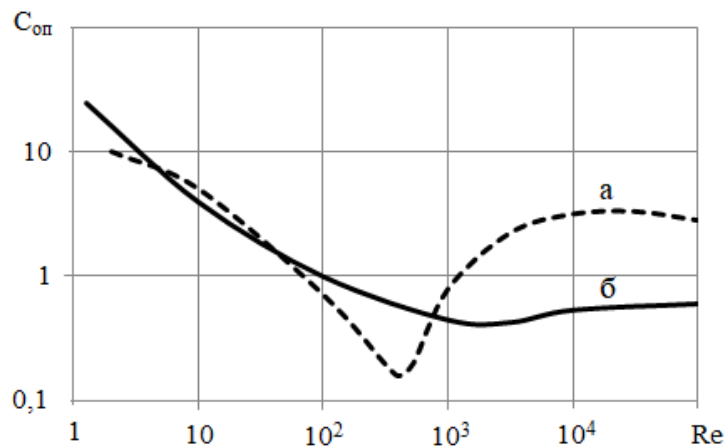


Рис. 7.3. Залежність коефіцієнта опору бульбашки від Re

Аналіз графіка на рис. 7.3 (крива «а») доводить, що коефіцієнт опору можна брати постійним тільки в 1-й і 4-й зонах. За проміжних розмірів бульбашок коефіцієнт C_{on} змінюється залежно від числа Рейнольдса. На тому самому графіку (крива «б») показана «стандартна» крива залежності C_{on} від Re для твердої кулі. Як видно, вона досить добре збігається з кривою для газової бульбашки, лише якщо $Re < 40$. За Re , що не перевищує 490, крива «а» плавно спадає, а потім зростає. Перегин кривої, коли $Re = 490$ і $C_{on} = 0,149$, пояснюється тим, що при цьому відбувається зміна форми бульбашки, зумовлена переходом від ламінарного до турбулентного режиму обтікання рідиною газової сфери.

Таким чином, для визначення величини коефіцієнта опору C_{on} за різних розмірів бульбашки спочатку знаходять швидкість підймання

бульбашки за графіком (див. рис. 7.2), потім визначають число Re і за графіком (див. рис. 7.3) обирають відповідне значення $C_{оп}$.

Наведені залежності справедливі лише для чистої води. За наявності в ній домішок (особливо поверхнево-активних речовин) у результати розрахунків слід внести певні корективи.

7.5. Загальна характеристика ерліфтних установок

Ерліфт (від англ. *air* – повітря, *lift* – піднімати) – пристрій, призначений для піднімання рідини або суміші рідини і твердого зернистого матеріалу з деякої глибини на певну висоту за допомогою стиснутого газу (повітря, пари), змішаного з водою.

Відкриття ерліфтного водопідіймання (1797 р.) належить німецькому гірничому інженеру Карлу Лошеру. Унаслідок слабого розвитку компресорної техніки того періоду ерліфтний спосіб гідропідіймання розвитку не набув і був витіснений насосним способом. Практичне впровадження ерліфтів для транспортування рідин почалося з 1882 р. Перше широке застосування ерліфтів відбулося в нафтовій промисловості на Бакинському родовищі нафти 1897 року. Від початку 30-х років ХХ століття ерліфти активно використовують в різних галузях промисловості.

Ерліфти застосовують для гідропідіймання гірської маси (вугілля і породи) з шахти на поверхню, шахтного водовідливу, видобування піску, гравію з дна різноманітних водойм (річок, озер, боліт), свердловинного гідравлічного видобутку корисних копалин, нафти і води, подавання та видалення осаду і мулу на очисних спорудах систем водопостачання і водовідведення, для подавання хімічних реагентів на водопровідних очисних спорудах та ін.

Принцип роботи ерліфта полягає в такому. Якщо в нижню частину труби, опущеної у воду, вводити повітря під достатнім тиском, то повітряна емульсія (суміш води і бульбашок повітря), що утворилася в трубці, підніматиметься завдяки різниці питомих мас емульсії в трубці і води. Природно, що емульсія тим легша, чим більше в ній бульбашок повітря.

При цьому можливі два способи підіймання води. Можна подавати повітря крізь великі отвори. У такому разі повітря буде підніматись окремими великими бульбашками і, як поршнем, виштовхувати вверх воду.

Можна вдувати повітря крізь малі отвори, досягаючи при цьому якнайбільшого роздроблення бульбашок повітря, рівномірно перемішаних з водою. У господарстві водопостачання і водовідведення більш широко застосовують другий спосіб впускання повітря.

Досвід свідчить, що попри деякі недоліки (досить малий коефіцієнт корисної дії, неможливість підіймати рідину з малої глибини), ерліфти мають ряд переваг, таких як простота пристрою, відсутність рухомих частин, допустимий вміст суспензії в необмеженій кількості транспортованої рідини, джерелом енергії слугує стиснене повітря, що надходить від повітродувок.

Розрахунок ерліфта

Ерліфт (рис. 7.4) складається з водопідіймальних і повітропровідних труб, змішувача і компресора. Компресор призначений для подавання стисненого повітря до змішувача, розміщеного в нижній частині колони повітропровідних труб. Повітря, яке надходить з повітропровідної труби в змішувач, утворює повітряно-водяну суміш, густина котрої залежить від кількості повітря. Що більша висота підймання, то меншою повинна бути густина суміші, тобто в міру збільшення висоти підймання води збільшується витрата повітря.

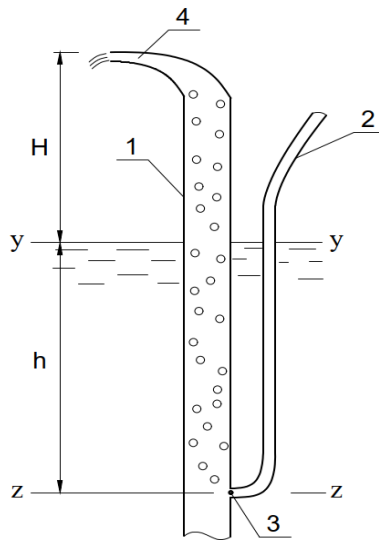


Рис. 7.4. Розрахункова схема ерліфту:

1 – водопідіймальна труба; 2 – повітропровідна труба; 3 – змішувач; 4 – рівень виливу

Для роботи ерліфта колона повітропровідних труб повинна бути опущена в свердловину нижче від рівня води на таку глибину, щоб стовп повітряно-водяної суміші був не тільки зрівноважений, але щоб йому був наданий рух вгору. За низького положення рівня води і недостатньої глибини занурення повітряно-водяна суміш не може подолати шлях від змішувача до рівня виливу.

Розрахунок ерліфта полягає у визначенні глибини занурення змішувача, витрати і тиску повітря, а також розмірів труб для подавання повітря і підймання води. Розрахунок виконують у такій послідовності:

1. Визначають коефіцієнт занурення (відношення відстані, яку вимірюють від центра змішувача до рівня виливу суміші на поверхні, до відстані від рівня поверхні води, до рівня виливу суміші) (рис. 7.4):

$$K = \frac{H + h}{H}. \quad (7.22)$$

Слід мати на увазі, що за $K < 1,6$ коефіцієнт корисної дії ерліфта є досить низьким, а за $K > 3$ робота ерліфтною установкою (ерліфт і компресор) потребує суттєвих витрат енергії двигуна.

За найменшого коефіцієнта занурення 1,4 і найбільшого 3,0 доцільною є тільки короткочасна робота ерліфта. Оптимальним коефіцієнтом занурення K для експлуатаційних установок вважають 2,0 – 2,5; більш точно його визначають дослідним шляхом.

2. Питому витрату повітря (на 1 м³ піднятої води) обчислюють за формулою

$$q_0 = \frac{H}{c \cdot \lg \frac{h+10}{10}}, \text{ м}^3, \quad (7.23)$$

де c – дослідний коефіцієнт, який залежить від коефіцієнта занурення, визначають за табл. 7.2.

Таблиця 7.2

Визначення дослідного коефіцієнта

К	4	3,35	2,85	2,5	2,2	2	1,8	1,7	1,55
с	14,3	13,9	13,6	13,1	12,4	11,5	10	9	8

2. Повну витрату повітря знаходять за формулою

$$Q_n = \frac{Q_v \cdot q_0}{3600}, \text{ м}^3/\text{с}, \quad (7.24)$$

де Q_v – розрахункова витрата води, $\text{м}^3/\text{год}$.

Діаметри труб для подавання повітря d_n , рекомендовані залежно від витрати повітря, яке подає компресор Q_n , наведено в табл. 7.3.

Таблиця 7.3

Діаметри труб для подавання повітря

$Q_n, \text{ м}^3/\text{год}$	10-30	34-59	60-100	101-200
$d_n, \text{ мм}$	15-20	20-25	25-32	32-40
$Q_n, \text{ м}^3/\text{год}$	201-400	401-700	701-1000	1001-1600
$d_n, \text{ мм}$	40-50	50-70	70-80	80-100

3. Пусковий тиск повітря визначають за залежністю

$$P_0 = 0,1(H + h + 2), \text{ кг/см}^2. \quad (7.25)$$

4. Обчислюють робочий тиск повітря:

$$P = 0,1(h + 5), \text{ кг/см}^2. \quad (7.26)$$

5. Витрата емульсії (вода і повітря) безпосередньо вище від змішувача:

$$q_1 = \frac{Q_v}{3600} + \frac{Q_n}{P-1}, \text{ м}^3/\text{с}. \quad (7.27)$$

6. Визначають витрату емульсії внаслідок виливу:

$$q_2 = \frac{Q_v}{3600} + Q_n, \text{ м}^3/\text{с}. \quad (7.28)$$

7. Площа перерізу водопідіймальної труби біля форсунки:

$$\omega_1 = \frac{q_1}{V_1}, \text{ м}^2, \quad (7.29)$$

де V_1 – швидкість руху емульсії біля форсунки, м/с , визначають за табл. 7.4.

Таблиця 7.4

Швидкість руху емульсії біля формунки

Глибина динамічного рівня води від рівня виливу, мм	≤ 10	20	40	60
Швидкість руху емульсії біля форсунки $v_1, \text{ м/с}$	1,0	1,8	2,7	3,6
Швидкість руху емульсії під час відливу $v_2, \text{ м/с}$	3,5	6	7-8	9-10

8. Площа перерізу водопідійомної труби біля виливу:

$$\omega_2 = \frac{q_2}{V_2}, \text{ м}^2, \quad (7.30)$$

де V_2 – швидкість руху емульсії на виливі, м/с, визначають за табл. 7.4.

9. Продуктивність компресора розраховують за формулою

$$Q_k = 1,2 \cdot W_n \cdot 3600, \text{ м}^3/\text{год.} \quad (7.31)$$

10. Визначають діаметр водопідіймальної труби за залежністю

$$d_2 = \sqrt{\frac{4Q_2}{\pi}}, \text{ м.} \quad (7.32)$$

11. Розраховують потрібний тиск компресора:

$$P_k = P_0 + \sum P, \text{ кг/см}^2, \quad (7.33)$$

де $\sum P$ – сума втрат тиску в повітряній лінії від компресора до місця встановлення ежектора залежно від довжини лінії (в середньому можна брати $0,5 \text{ кг/м}^3$).

12. Потужність компресора на валу:

$$N_k = \frac{1,1 \cdot N_0 \cdot P_k \cdot Q_n}{60}, \text{ кВт,} \quad (7.34)$$

де N_0 – питома потужність компресора (залежить від типу компресора).

13. Коефіцієнт корисної дії установки розраховують за формулою

$$\eta = 0,003 \frac{Q_k \cdot H}{N_k} \quad \text{або} \quad \eta = \frac{(K-1)^{0,85}}{1,05 \cdot K}. \quad (7.35)$$

За оптимального добору діаметра труб і глибини їх занурення можна підвищити коефіцієнт корисної дії ерліфта до 0,3.

Далі в табл. 7.5 наведено дані про величину ККД ерліфта залежно від співвідношення глибини занурення h до всієї висоти підймання $H/(h+H)$.

Таблиця 7.5

Визначення величини ККД ерліфта

$H/(h+H)$	89,8	84,5	79,5	74,5	69,5	65,0	59,2	54,4	49
$\eta, \%$	26,5	31,0	35,0	36,6	37,7	36,8	34,5	31,0	26,5

Для розрахунку водопідіймальної труби можна користуватись практичними даними, наведеними в табл. 7.6, за умови 70% занурення. У разі меншого відсотка занурення подавання води зменшується таким чином: 60% - на 12%, для 50% - на 22% і за 40% - на 40%.

Розрахунок водопідіймальної труби

Діаметр підіймальної труби, мм	40	50	75	100	125	150	200
Діаметр повітряної трубки, мм	12	12-20	25-30	30-38	38-50	50-63	63-75
Подавання води, л/с	1-2	2-3	6-9	12-18	21-30	30-45	65-75

Запитання для самоперевірки

1. Наведіть дійсні і витратні параметри газорідних потоків.
2. Назвіть й охарактеризуйте режими руху двофазних потоків.
3. Що характеризує бульбашковий (барботаажний) режим руху двофазної рідини?
4. Як визначають втрати тиску під час руху двофазної рідини?
5. Що таке критерій Вебера? Що він характеризує?
6. Від чого залежить швидкість підймання одиночної бульбашки в рідині?
7. Що таке ерліфт і з якою метою його використовують?
8. Що таке коефіцієнт занурення ерліфта?
9. Який коефіцієнт корисної дії (ККД) зазвичай має ерліфт?
10. Що потрібно зробити, щоб максимально збільшити ККД ерліфта?

Розділ 8. НЕУСТАЛЕНИЙ РУХ РІДИНИ**8.1. Загальні відомості**

Неусталеним називається рух рідини, за якого його гідравлічні характеристики (витрата, швидкість, тиск, площа перерізу та ін.) в деяких точках змінюються протягом якогось часу, тобто $\partial Q/\partial t \neq 0$; $\partial V/\partial t \neq 0$; $\partial p/\partial t \neq 0$ тощо.

У напірних трубопроводах потік обмежений стінками труби, при цьому площа живого перерізу не залежить від часу ($\partial \omega/\partial t = 0$). На противагу цьому у відкритих руслах зміна витрати спричинює зміну розмірів живого перерізу потоку, а тому він залежить від часу ($\partial \omega/\partial t \neq 0$).

У цьому розділі розглянуто види неусталеного руху, характерні для нестисливої рідини в напірному трубопроводі з абсолютно жорсткими стінками, а також для рідини у відкритих руслах. Перший виникає під час наповнення або випорожнення водонапірних башт і резервуарів, відведення зливових вод та інших обмежених в часі скидань води. Другий – під час паводків у річках, русі зливових вод у водотоках, відкритті (закритті) затворів на початку або в кінці каналів під час аварійних скидань з водосховищ та ін.

8.2. Рівняння неусталеного руху рідини для елементарної струминки

Розглянемо всередині неусталеного потоку рідини в напірному трубопроводі елемент циліндричної струминки з площею перерізу $d\omega$ і довжиною dl за нахилу осі елемента до горизонту β (рис. 8.1). Сили, які діють на обраний елемент, перебувають в умовах динамічної рівноваги.

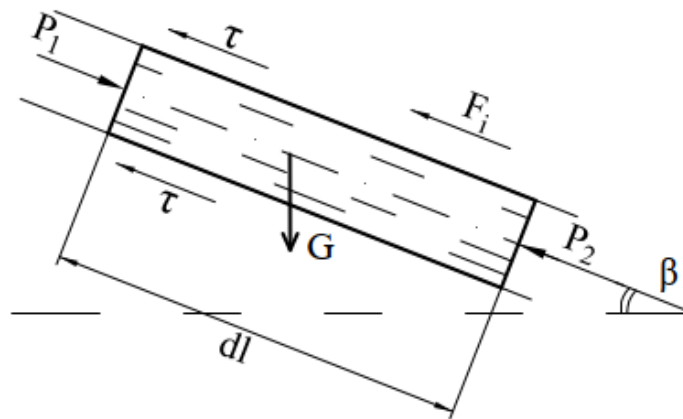


Рис. 8.1. До виведення рівняння неусталеного руху рідини для елементарної струминки

Сили гідродинамічного тиску в перерізах 1–1 і 2–2:

$$P_1 = p d\omega; \quad P_2 = \left(p + \frac{\partial p}{\partial l} dl \right) d\omega. \quad (8.1)$$

Сили тиску на бічну поверхню виділеної елементарної струминки нормальні до його осі і проектується на цю вісь у нуль.

Сила тяжіння (вага) виділеного елемента:

$$G = \rho g W = \rho g d\omega dl. \quad (8.2)$$

Сила тертя:

$$T = \tau dS = \tau d\chi dl, \quad (8.3)$$

де τ – дотичні напруження на бічній поверхні струминки; dS , $d\chi$ – відповідно площа бічної поверхні і змочений периметр перерізу елементарної струминки.

Сила інерції:

$$F_i = dmI = \rho d\omega dl \frac{du}{dt}, \quad (8.4)$$

де dm – маса виділеної елементарної струминки; $I = \frac{du}{dt}$ – прискорення сили інерції.

Проектуючи вказані сили на вісь елемента, матимемо рівняння динамічної рівноваги:

$$p d\omega - \left(p + \frac{\partial p}{\partial l} dl \right) d\omega + \rho g d\omega dl \sin \beta - \tau d\chi dl - \rho d\omega dl \frac{du}{dt} = 0. \quad (8.5)$$

Розділимо всі члени цього рівняння на $\rho g d\omega dl$ і, зважаючи на те, що $\sin \beta dl = -dz$, отримаємо

$$-\frac{dz}{dl} - \frac{1}{\rho g} \frac{\partial p}{\partial l} - \frac{\tau d\chi}{\rho g d\omega} - \frac{1}{g} \frac{du}{dt} = 0. \quad (8.6)$$

Оскільки швидкість у загальному випадку є функцією положення точки у просторі й часі, то повний диференціал швидкості:

$$du = \frac{\partial u}{\partial l} dl + \frac{\partial u}{\partial t} dt. \quad (8.7)$$

З урахуванням цього рівняння (8.6) набуде вигляду

$$\frac{\partial z}{\partial l} + \frac{1}{\rho g} \frac{\partial p}{\partial l} = \frac{\tau}{\rho g} \frac{d\chi}{d\omega} - \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial l} \frac{dl}{dt} - \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (8.8)$$

або з огляду на те, що

$$\frac{\partial u}{\partial l} \frac{dl}{dt} = \frac{\partial u}{\partial l} u = \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{u^2}{2} \right),$$

матимемо залежність, яка є **основним диференціальним рівнянням неусталеного руху елементарної струминки:**

$$\frac{\partial}{\partial l} \left(z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} \right) = -\frac{\tau}{\rho g} \frac{d\chi}{d\omega} - \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (8.9)$$

8.3. Рівняння неусталеного руху для потоку рідини

Для отримання рівняння для потоку помножимо всі члени рівняння (8.9) на масу рідини, яка протікає крізь переріз струминки за одиницю часу $\rho dQ = \rho u d\omega$, а потім проінтегруємо цей вираз за площею живого перерізу ω і розділимо всі члени здобутого виразу на масу рідини, яка протікає за одиницю часу через площу живого перерізу:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\rho Q} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\omega} \left(z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} \right) \rho u d\omega = \\ & = -\frac{1}{\rho Q} \int_{\omega} \frac{\tau}{\rho g} \frac{d\chi}{d\omega} \rho u d\omega - \frac{1}{\rho g Q} \int_{\omega} \frac{\partial u}{\partial t} \rho u d\omega. \end{aligned} \quad (8.10)$$

Інтеграл у лівій частині цього рівняння за площею живого перерізу беруть аналогічно інтегралу за усталеного руху (інтеграл Бернуллі). Перший член у правій частині рівняння є **питомою роботою сил тертя**, яка дорівнює похилу тертя в перерізі $i_f = dh_f/dl$. Другий доданок у правій частині перетворимо таким чином:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho g Q} \int_{\omega} \frac{\partial u}{\partial t} \rho u d\omega &= \frac{1}{g Q} \int_{\omega} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u^2}{2} \right) d\omega = \frac{1}{2g V} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\omega} u^2 d\omega = \\ &= \frac{1}{2g V} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_0 V^2 \omega) = \frac{\alpha_0}{g} \frac{\partial V}{\partial t}, \end{aligned} \quad (8.11)$$

де α_0 – коефіцієнт кількості руху (коефіцієнт Бусінеска).

З урахуванням викладеного рівняння (8.10) зводиться до вигляду

$$\frac{\partial}{\partial l} \left(z + \frac{p}{\rho g} + \frac{\alpha V^2}{2g} \right) = -\frac{\partial h_l}{\partial l} - \frac{\alpha_0}{g} \frac{\partial V}{\partial t}. \quad (8.12)$$

Це рівняння називається **основним диференціальним рівнянням неусталеного плавномірного руху потоку рідини**.

Помножимо всі члени цього рівняння на dl і проінтегруємо отриманий вираз між двома довільними перерізами 1-1 і 2-2 (рис. 8.2):

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 V_2^2}{2g} + h_l + h_i, \quad (8.13)$$

де

$$h_i = \frac{\alpha_0}{g} \int_1^2 \frac{\partial V}{\partial t} dl. \quad (8.14)$$

Величина h_i називається **інерційним напором**. Формула (8.13) є рівнянням неусталеного руху рідини в трубопроводі з абсолютно жорсткими стінками і являє собою рівняння Бернуллі з додатково включеним у нього інерційним напором. Воно стосується конкретного моменту часу, для якого треба визначати всі його члени. Геометричну інтерпретацію рівняння (8.13) наведено на рис. 8.2.

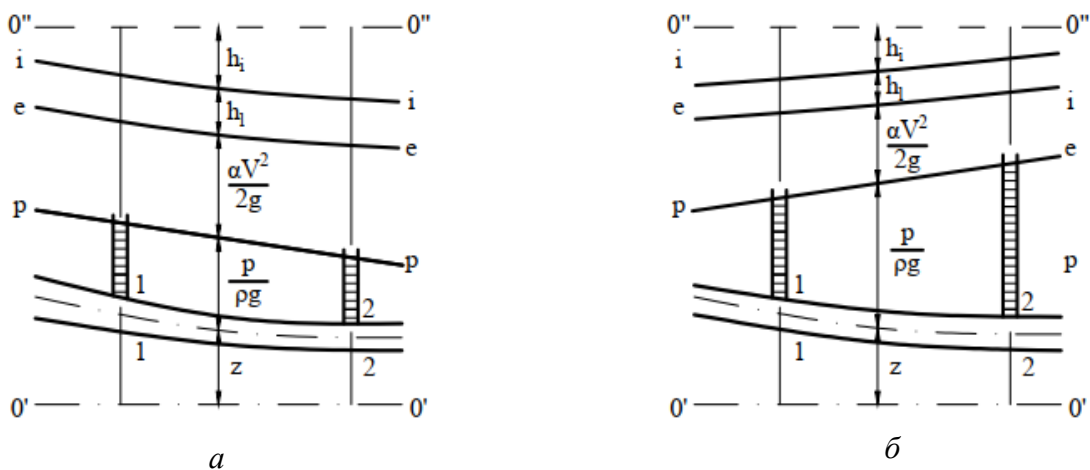


Рис. 8.2. Геометрична інтерпретація рівняння (8.13)

На представленому рисунку: лінія 0¹- 0¹ – площина зрівняння; $p-p$ – п'єзометрична лінія; $e-e$ – напірна лінія; $i-i$ – лінія інерційного напору; 0¹¹- 0¹¹ – лінія повного напору для нев'язкої рідини (горизонтальна площина).

Під час руху, що прискорюється з часом ($dV/dt > 0$), інерційний напір у формулі (8.14) буде додатним і лінія інерційного напору між перерізами 1-1 і 2-2 буде різко знижуватися (рис. 8.2, *a*). Під час руху, що уповільнюється з часом ($dV/dt < 0$), інерційний напір буде від'ємним. У такому разі, залежно від співвідношення між величиною втрат напору (h_l) та інерційним напором (h_i), лінія повного напору між розглядуваними перерізами буде і знижуватися, і підвищуватися (рис. 8.2, *б*).

Позначимо у формулі (8.13) різницю п'езометричних напорів у розрахункових перерізах $(z_1 + p_1/\rho g) - (z_2 + p_2/\rho g)$ величиною α , а також вважатимемо, що $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$. Беручи це до уваги, представимо рівняння (8.13) у вигляді

$$a = \frac{\alpha}{2g} (V_2^2 - V_1^2) + h_l + h_i. \quad (8.15)$$

Розглянемо більш докладно інерційні сили в неусталеному русі. Сила інерції F_i , віднесена до одиниці ваги рідини $\rho g d\omega dl$, згідно з виразами (8.4) і (8.7) дорівнює

$$\frac{F_i}{\rho g d\omega dl} = \frac{1}{g} \frac{du}{dt} = \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial l} \frac{dl}{dt} + \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{u^2}{2} \right) + \frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (8.16)$$

З виразу (8.16) випливає, що сила інерції, віднесена до одиниці ваги рідини, складається з двох частин: **конвекційної** $\frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{u^2}{2} \right)$, зумовленої

змінною швидкості вздовж шляху l , і **локальної** $\frac{1}{g} \frac{\partial u}{\partial t}$, яка виникає

внаслідок зміни швидкості в певній точці простору з часом. Для потоку конвекційна частина є різницею швидкісних напорів $\frac{\alpha}{2g} (V_2^2 - V_1^2)$ у кінці і

на початку шляху, а локальна частина $\frac{\alpha_0}{g} \int_1^2 \frac{\partial V}{\partial t}$ – інерційним напором.

Отже, рівняння (8.15) у загальному вигляді показує, що зміна п'езометричних напорів за неусталеного руху в трубі складається із звичайних втрат напору h_l і різниці швидкісних напорів у кінці й на початку розглядуваного шляху, зумовленої конвективною частиною сили інерції.

8.4. Неусталений рух рідини в циліндричній прямолінійній трубі

Циліндрична напірна труба працює всім своїм живим перерізом $\omega = \text{const}$. При цьому середня швидкість руху є тільки функцією часу $V = f(t)$. Інерційний напір (8.14) в такому разі можна представити у вигляді

$$h_i = \frac{1}{g} \int_1^2 \frac{dV}{dt} dl = \frac{l}{g} \frac{dV}{dl} = \frac{l}{g\omega} \frac{dQ}{dl}, \quad (8.17)$$

де l – довжина розглядуваної ділянки труби.

Втрати напору вздовж труби між перерізами 1–1 і 2–2 визначають за формулою (1.93). Оскільки швидкість руху потоку залежить тільки від часу і в певний момент $V_1 = V_2 = V$, то рівняння (8.15) з огляду на викладене матиме вигляд

$$a = \sum S_0 Q^2 l + \frac{l}{g\omega} \frac{dQ}{dl}. \quad (8.18)$$

Залежність (8.18) називається **рівнянням неусталеного руху рідини в циліндричній прямолінійній трубі**.

8.5. Основні характеристики неусталеного руху рідини у відкритих руслах

Неусталений рух часто називають **хвильовим**. Характерною особливістю хвиль, які рухаються у відкритих руслах, є їх властивість переносити значні витрати води, тому їх називають **хвилями переміщення**. Розрізняють хвилі переміщення **безперервні (довгі)** і **переривчасті**.

Найпростішою формулою неусталеного руху є **хвиля одного напрямку**, коли витрата тільки зростає або тільки спадає. У разі зростання витрати води хвилю називають **додатною**, за зменшення – **від’ємною**. Хвиля, яка поширюється вниз за течією, називається **прямою**, а хвиля, яка поширюється вгору за течією, – **зворотною**.

Залежно від співвідношення цих ознак виділяють чотири основні види хвиль.

Пряма додатна хвиля, або **хвиля наповнення** (рис. 8.3, *a*), яка виникає внаслідок збільшення витрати в початковому перерізі, переносить збільшення витрати вниз за течією і спричиняє підвищення рівня води в руслі, характеризується такими співвідношеннями:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} > 0; \quad \frac{\partial \omega}{\partial l} < 0; \quad \frac{\partial V}{\partial t} > 0; \quad \frac{\partial V}{\partial l} < 0. \quad (8.19)$$

Пряма від'ємна хвиля, або хвиля відливу (рис. 8.3, б), яка виникає за зменшення витрати в початковому перерізі, переносить зменшення витрати вниз за течією і викликає зниження рівнів води в руслі, тоді

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} < 0; \quad \frac{\partial \omega}{\partial l} > 0; \quad \frac{\partial V}{\partial t} < 0; \quad \frac{\partial V}{\partial l} > 0. \quad (8.20)$$

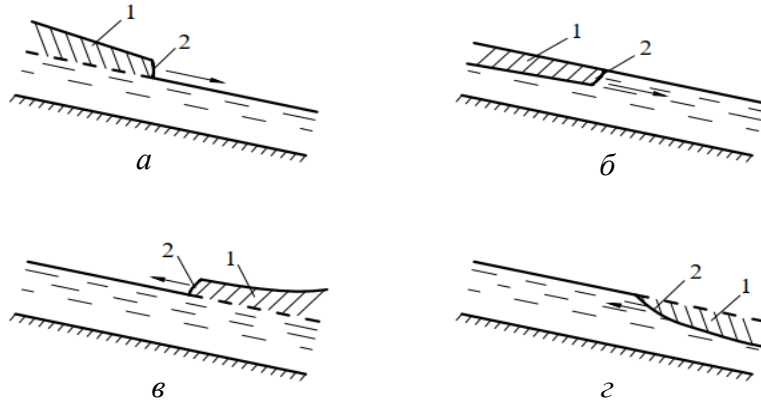


Рис. 8.3. Основні види хвиль: 1 – фронт хвилі; 2 – тіло хвилі

Зворотна додатна хвиля, або хвиля підпору (рис. 8.3, в), яка виникає за зменшення витрати в кінцевому перерізі, переносить це зменшення вниз за течією і спричинює підвищення рівня води в руслі; у такому разі

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} > 0; \quad \frac{\partial \omega}{\partial l} > 0; \quad \frac{\partial V}{\partial t} < 0; \quad \frac{\partial V}{\partial l} < 0. \quad (8.21)$$

Зворотна (від'ємна) хвиля, або хвиля виливу (рис. 8.3, г), яка виникає в разі збільшення витрати в кінцевому перерізі, переносить це збільшення вверх за течією і зумовлює зниження рівнів води в руслі; при цьому

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} < 0; \quad \frac{\partial \omega}{\partial l} < 0; \quad \frac{\partial V}{\partial t} > 0; \quad \frac{\partial V}{\partial l} > 0. \quad (8.22)$$

Передня частина хвилі, яка пересувається вздовж потоку з деякою хвильовою швидкістю, називається **фронтом хвилі**. Фронт хвилі призводить до досить різких змін у потоці. Весь об'єм води, що рухається, називається **тілом хвилі**, в якому елементи потоку змінюються повільно.

Елементи профілю прямої додатної хвилі, які лежать на більш високих відмітках, переміщуються швидше, ніж ті, що нижче за течією. Що далі створ від початкового, то менше відхилення витрати і глибини від їх значень за усталеного руху. Це явище називається **розпластуванням**, або динамічною трансформацією хвилі.

Математично неусталений рух води у відкритих руслах зазвичай описують системою диференціальних рівнянь, яка складається з рівняння нерозривності і рівняння динамічної рівноваги.

8.6. Рівняння нерозривності (рівняння балансу витрат) за неусталеного руху

Розглянемо повздовжній переріз хвилі (рис. 8.4).

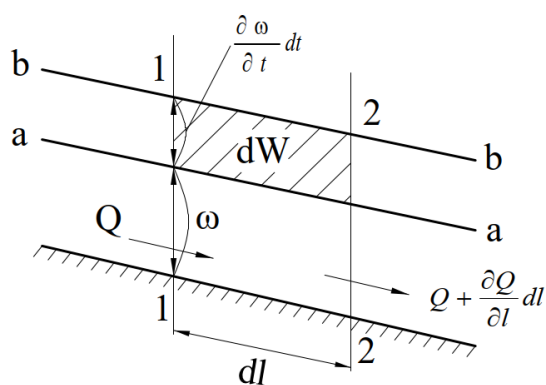


Рис. 8.4. Схема до виведення рівняння нерозривності

У момент часу t вільна поверхня хвилі перебуває в положенні $a - a$, а в момент часу $t + dt$ — у положенні $b - b$. Виберемо два нерухомих перерізи 1-1 і 2-2 з нескінченно малою відстанню між ними dl . Елементарний об'єм рідини dW , який міститься між перерізами 1-1, 2-2 і двома положеннями вільної поверхні $a - a$ і $b - b$ (на рисунку заштрихований), можна визначити як різницю об'ємів води, що надійшла за час dt з витратою Q через переріз 1-1 у розглядуваний об'єм і витікла з витратою $Q + \frac{\partial Q}{\partial t} dt$ з цього об'єму через переріз 2-2 за той самий час:

$$dW = Qdt - \left(Q + \frac{\partial Q}{\partial l} dl \right) dt = -\frac{\partial Q}{\partial l} dl dt. \quad (8.23)$$

З другого боку, елементарний об'єм dW можна виразити як добуток приросту площі живого перерізу ω на dl за час dt :

$$dW = \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} dt \right) dl. \quad (8.24)$$

Вважаючи воду нестисливою, прирівняємо вирази (8.23) і (8.24), тоді

$$\frac{\partial Q}{\partial l} + \frac{\partial \omega}{\partial t} = 0. \quad (8.25)$$

Оскільки $Q = V\omega$, з виразу (8.25) маємо

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + V \frac{\partial \omega}{\partial l} + \omega \frac{\partial V}{\partial l} = 0. \quad (8.26)$$

Залежності (8.25) або (8.26) називаються **рівняннями нерозривності для неусталеного руху води у відкритих руслах**.

8.7. Рівняння динамічної рівноваги

Таке рівняння можна отримати з основного диференціального рівняння неусталеного плавномірного руху потоку рідини (8.12). Розглянемо точку на вільній поверхні потоку (рис. 8.5), в якій манометричний тиск дорівнює нулю.

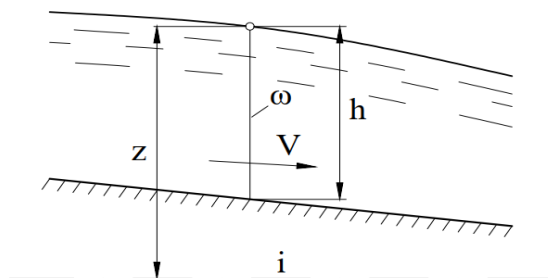


Рис. 8.5. Схема для виведення рівняння динамічної рівноваги

З огляду на це, а також вважаючи, що $\alpha \approx \alpha_0 \approx 1$, формулу (8.12) можна записати у вигляді:

$$\frac{\partial z}{\partial l} + \frac{2V\partial V}{2g\partial l} = -\frac{\partial h_l}{\partial l} - \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t}, \quad (8.27)$$

де $\partial z/\partial l = I_n$ – похил вільної поверхні потоку, який за плавномірного руху дорівнює п'єзометричному похилу i_n , і його можна представити як

$$I_n = i - \frac{\partial h}{\partial l}. \quad (8.28)$$

Похил тертя можна записати як

$$\frac{\partial h_l}{\partial l} = i_f = \frac{Q^2}{\omega^2 W^2}. \quad (8.29)$$

Підставивши вирази (8.28) і (8.29) у формулу (8.27), отримаємо

$$i - \frac{\partial h}{\partial l} = \frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{V}{g} \frac{\partial V}{\partial l} + \frac{Q^2}{\omega^2 W^2}. \quad (8.30)$$

Рівняння (8.30) є **основним диференціальним рівнянням неусталеного плавномірного руху води у відкритому руслі**.

Формули (8.25) і (8.30) називаються **рівняннями Сен-Венана**, який склав їх у 1871 році.

Рівняння Сен-Венана містять два інерційних члени, які відображають прискорення. Один з них $\frac{V}{g} \frac{\partial V}{\partial l} = \frac{\partial}{\partial l} \left(\frac{V^2}{2g} \right)$, виражає **конвективне**

прискорення за усталеного нерівномірного руху, другий $\frac{1}{g} \frac{\partial V}{\partial t}$ – **локальне прискорення**, яке відбувається за неусталеного руху.

Неусталений рух характеризується також **параметром нестационарності** $П_{н.с} = \frac{h}{V^2} \frac{\partial V}{\partial t}$. За $П_{н.с} < 0,5$, поздовжні втрати напору в кожному створі у кожний момент часу можуть бути визначені за формулами рівномірного руху.

Розв'язуючи рівняння Сен-Венана, зазвичай визначають залежності $h = f_1(t, l)$ і $Q = f_2(t, l)$. Однак точний аналітичний розв'язок цих рівнянь утруднений через їх складність, розв'язки знайдено тільки для найпростіших випадків. Розв'язують конкретні задачі неусталеного руху за допомогою ЕОМ.

За питання для самоперевірки

1. Який рух належить до неусталеного?
2. Наведіть рівняння неусталеного руху для потоку рідини.
3. Назвіть і дайте стислу характеристику основним видам хвиль.
4. Наведіть рівняння нерозривності для неусталеного руху рідини.
5. Наведіть і поясніть рівняння динамічної рівноваги.
6. Що таке параметр нестационарності?
7. Наведіть рівняння неусталеного руху в напірному трубопроводі.
8. Поясніть терміни «конвективне» і «локальне прискорення».
9. Що таке плавномірний рух?
10. Поясніть фізичний зміст рівняння нерозривності.

Розділ 9. ПЛАНОВА ЗАДАЧА ГІДРАВЛІКИ

9.1. Загальні відомості

Характеристики потоків рідини, що вивчаються в гідравліці, в загальному випадку мають просторову структуру, при цьому зміну всіх параметрів потоку математично записують у **тривимірній системі координат**. Однак в такій постановці розв'язання повних рівнянь гідродинаміки поки що утруднено. Розглядаючи практичні задачі, зазвичай вдаються до різного роду спрощень і припущень. Найбільш грубим припущенням вважають **лінеаризацію задачі**, тобто представлення реальної течії у вигляді лінійного потоку, зміни характеристик якого відбуваються тільки в одному напрямку – повздовжньому (рух рідини в напірних і безнапірних трубопроводах). Більш складною є **плоска задача**, коли довжина і ширина течії набагато перевищують її глибину. У розрахунку таких потоків беруть до уваги тільки зміну параметрів в плані, а за глибиною їх вважають постійними і рівними середнім значенням на кожній вертикалі (широкі безнапірні потоки).

Проміжною між просторовою і плоскою задачею є так звана **планова задача**, яка являє собою плоску задачу, розглядаючи її, враховують сили опору на дні потоку й опосередковано нерівномірність розподілу швидкостей за його глибиною. Вперше постановка і дослідження планових моделей потоків були виконані М.М. Бернадським у 1933 році.

Як планові можна розглядати задачі з розрахунку гідродинамічних полів і полів концентрацій домішок у річках, водосховищах, прибережних ділянках морів. Потреба у розв'язанні таких задач виникає в процесі проектування водозабірних споруд систем водопостачання, а також у вирішенні проблем охорони навколишнього повітряного і водного середовища.

Розглянемо турбулентний безнапірний потік води у різкозмінному в плані руслі. Проекцію такого потоку на горизонтальну площину наведено на рис. 9.1. Зовнішні межі проєкції будуть ті самі, що й для реального потоку. Для заміни об'ємної (тривимірної) течії на планову (двовимірну) вдаються до таких припущень:

а) живі перерізи планового потоку – це лінії довільної кривизни, які є напрямними циліндричних поверхонь дійсного тривимірного потоку (рис. 9.1, лінії 1 – 1, 2 – 2, 3 – 3 і т. д.);

б) вертикальні масштаби потоку є значно меншими від горизонтальних;

в) зміна тиску залежно від глибини практично не відрізняється від параметрів гідростатичного;

г) вертикальні складові швидкостей руху всюди дорівнюють нулю;

д) вектори горизонтальних швидкостей u , намічені в різних точках довільної вертикалі, проведеної всередині потоку, лежать в одній вертикальній площині;

е) розподіл локальних осереднених швидкостей за глибиною є досить близьким до одновимірного, тому в розрахунках можна брати середні за глибиною швидкості v .

Отже, у разі планового потоку рідини кожна точка плану характеризується конкретною швидкістю v і відповідним вектором q , довжина (модуль) якого

$$q = h \cdot v, \quad (9.1)$$

де h – глибина потоку в певній точці.

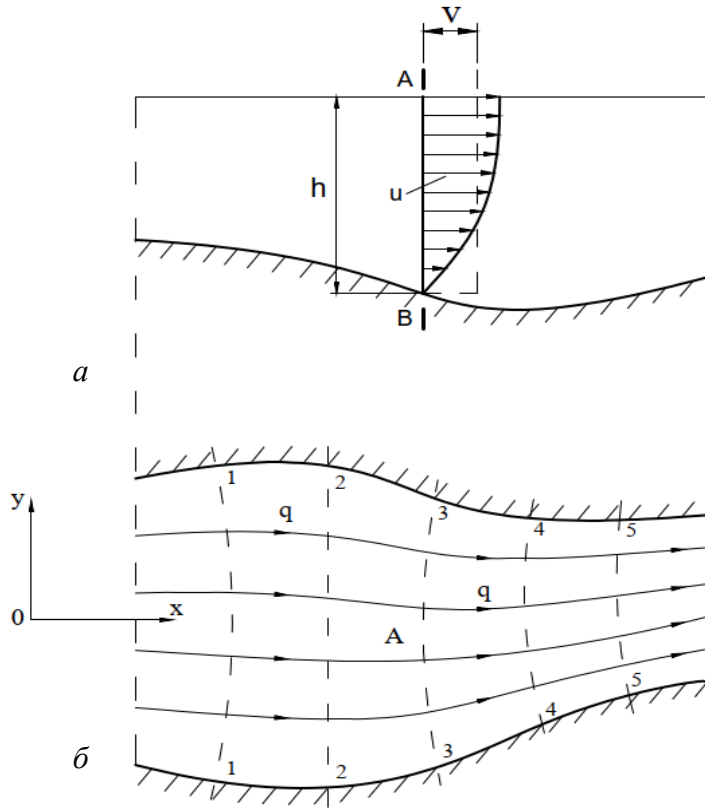


Рис. 9.1. Схема планового потоку

Таким чином, весь потік в плані можна представити як векторне поле величин q , модулі яких визначають за залежністю (9.1). Векторна величина q – це **густина розподілу витрати в плані** для розглядуваного живого перерізу; цю величину називають також **густиною витрати, або витратою в точці плану**. Очевидно, що не треба плутати вказану величину із скалярною величиною q , яка називається питомою витратою. Крім того, треба розрізняти поняття середньої швидкості на вертикалі v і середньої швидкості для живого перерізу V .

У такій постановці питому енергію вертикалі E у точці плану потоку можна визначати за залежністю:

$$E = h + \frac{v^2}{2g}, \quad (9.2)$$

критичну глибину в тій самій точці розраховують за формулою

$$h_k = 3\sqrt{\frac{q^2}{g}}. \quad (9.3)$$

Якщо глибини планового потоку всюди є більшими від критичних ($h > h_k$), такі потоки належать до **спокійних** (наприклад, став-охолоджувач), а якщо для всього потоку справедливою є умова $h < h_k$ – до **бурхливих** (наприклад, потік у нижньому б'єфі гідротехнічних споруд). У місці, де бурхливий плановий потік переходить у спокійний, виникає гідравлічний стрибок спеціального виду, який називають **косим гідравлічним стрибком**.

Зазвичай у розрахунках спокійних планових потоків слід брати до уваги втрати напору, тому що в такому разі сили тертя мають той самий порядок, що й сили інерції. Розраховуючи бурхливі потоки, часто силами тертя можна знехтувати і розглядати рідину як нев'язку.

Значні ускладнення в розрахунки спокійних планових потоків можуть вносити **коловоротні ділянки (зони)**, які в розгляді осередненого в часі руху мають вертикальну вісь. Під час аналізу бурхливих планових потоків ускладнення виникають через місця звуження каналу, де на вільній поверхні потоку утворюються **косі хвилі**.

9.2. Диференційні рівняння усталеного різкозмінного (у плані) безнапірного руху води

Вихідними для виведення рівнянь, які описують розглядуваний рух, слугують такі рівняння:

а) диференційне рівняння балансу витрат (рівняння нерозривності) для тривимірного усталеного потоку:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0; \quad (9.4)$$

б) диференційні рівняння Ейлера (які є рівняннями рівноваги, складеними для елементарного об'єму нев'язкої рідини, що заповнює в певний момент цей елементарний об'єм):

$$\begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{du_x}{dt}; \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{du_y}{dt}; \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{du_z}{dt}. \end{aligned} \quad (9.5)$$

Якщо взяти дно русла горизонтальним ($i = 0$), глибину в точці постійною ($h = \text{const}$), вертикальну складову швидкості рівною нулю ($v_z = 0$), а також $q_x = h \cdot v_x$ і $q_y = h \cdot v_y$, рівняння нерозривності (9.4) для розгляданого випадку набуде вигляду

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} = 0 \quad \text{або} \quad \frac{\partial(hv_x)}{\partial x} + \frac{\partial(hv_y)}{\partial y} = 0, \quad (9.6)$$

де q_x і q_y – проекції вектора q на відповідні вісі координат.

На підставі рівнянь (9.6) можна стверджувати: наскільки збільшується витрата вздовж осі OX , настільки ж вона повинна зменшуватись вздовж осі OY . Тільки за цієї умови вода (у разі безнапірного усталеного руху) рухатиметься суцільним потоком без виникнення розривів і порожнин.

Для планового потоку в рівняннях (9.5) беремо $u_x = v_x$, $u_y = v_y$ і $u_z = v_z = 0$, тобто нехтуємо нерівномірністю розподілу швидкостей на вертикалі і беремо вертикальну складову швидкості, рівною нулю. Крім того, для усталеного руху, що перебуває під дією сили тяжіння, маємо

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{\partial v_y}{\partial t} = 0; \quad z = -g,$$

де g – прискорення вільного падіння.

Підставивши вказані спрощення у рівняння Ейлера (9.5), отримаємо систему рівнянь, яка записана для одиниці маси рідини:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y}; \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y}; \\ -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (9.7)$$

Вважаючи, що гідростатичний закон зміни тиску за глибиною потоку $p = \rho gh$, і зважаючи на те, що $\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{\partial z}{\partial y} = 0$, систему рівнянь (9.7) після

нескладних перетворень зводимо до вигляду

$$\begin{aligned}
v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} &= -g \frac{\partial h}{\partial x}; \\
v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} &= -g \frac{\partial h}{\partial y}.
\end{aligned}
\tag{9.8}$$

Рівняння (9.8) називаються **диференціальними рівняннями динамічної рівноваги** (належать довільній точці плану потоку). Разом з рівнянням (9.6) вони описують усталений рух води в безнапірному плановому потоці. Цю систему вперше склав Н.Е. Мелещенко у 1938 р.

9.3. Окремі приклади планової задачі гідравліки

Аналitичні розв'язки вихідної системи диференціальних рівнянь (9.6) і (9.8), яка описує зміну характеристик планових потоків, через їх складність, отримано тільки для найпростіших ситуацій. У загальному випадку, аналізуючи їх, застосовують різні приблизні спеціальні методи, які реалізують за допомогою ЕОМ. У багатьох випадках для розв'язання конкретних планових задач гідравліки користуються емпіричними залежностями. Розглянемо окремі типові випадки планової задачі.

Раптове розширення русла

Якщо зміна ширини каналу відбувається раптово, то коли на виході з меншого перерізу потік перебуває у бурхливому стані, а у відповідному руслі – у спокійному, то стан від бурхливого до спокійного переходить у вигляді просторового стрибка (рис. 9.2).

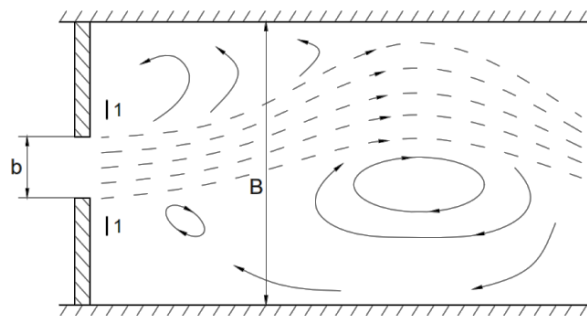


Рис. 9.2. Схема просторового стрибка

Спряжені глибини у такому разі, за даними М. Е. Абрамова, пов'язані рівнянням

$$\frac{h_2}{h_1} = A(\sqrt{1 + BFr_1} - 1), \quad (9.9)$$

де h_1 і h_2 – спряжені менша і більша глибини стрибка; $Fr_1 = \frac{\alpha Q^2}{gb^2 h_1^3}$ – число

Фруда в перерізі 1–1; A і B – коефіцієнти, які розраховують залежно від відношення ширини б'єфа до ширини верхнього каналу B/b і визначають за табл. 9.1

Таблиця 9.1

Визначення коефіцієнтів A і B

B/b	1	3	4	5	6
A	0,5	0,34	0,3	0,27	0,25
B	8,0	10,4	11,1	11,6	12,0

Стрибок буде затопленим, якщо глибина в нижньому б'єфі h_6 буде більшою від другої спряженої глибини стрибка h_2 .

Коли $h_6 < h_2$, у нижньому б'єфі стан буде бурхливим. Якщо ширина в нижньому б'єфі обмежена (рис. 9.3), то в ньому можна виділити три характерні ділянки руху рідини: ділянка власне розтікання, яка закінчується перерізом повного розтікання; ділянка косих гідравлічних стрибків; ділянка до фронту прямого стрибка, який утворюється за достатньої глибини води в нижньому б'єфі h_6 .

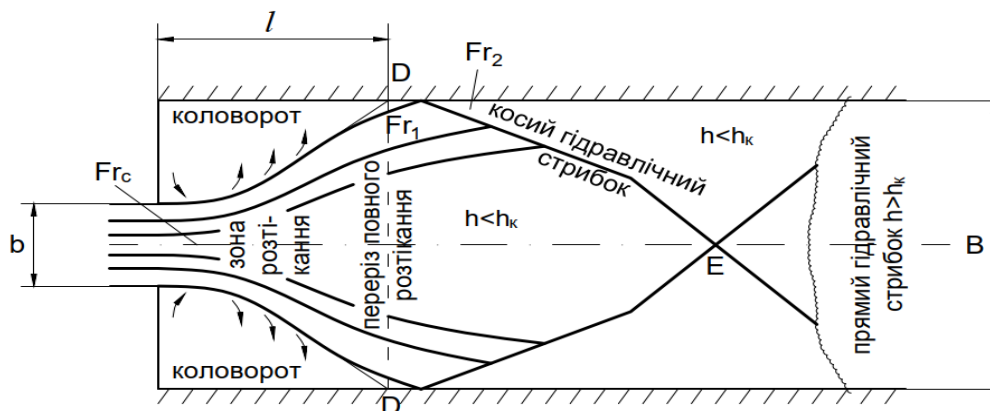


Рис. 9.3. Схема раптового розтікання потоку за обмеженої ширини нижнього б'єфа

Швидкості, глибини і питомі витрати води на ділянці розтікання визначають за універсальним графіком І.А. Шеренкова (рис. 9.4).

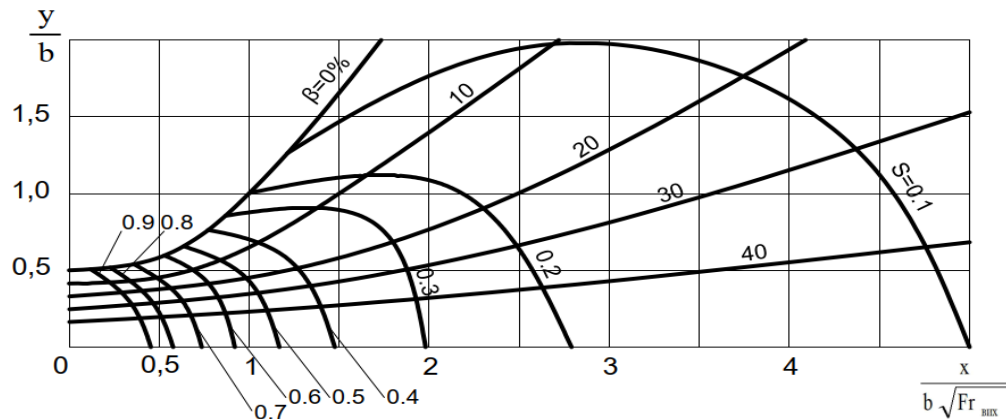


Рис. 9.4. Універсальний графік І.А. Шеренкова

На цьому графіку накреслено лінії течії, лінії рівних глибин і швидкостей на ділянці розтікання потоку (до повздовжньої осі потоку – осі симетрії). Лінії течії β накреслено так, що між двома суміжними лініями протікає 10% загальної витрати. Лінії рівних відносних глибин накреслено для різних значень $s = h/h_2$ кожні 0,1 (h – глибина в певній точці; h_1 – глибина на виході з верхнього б'єфа перерізу). Графік побудований у безрозмірних координатах y/b і $\frac{x}{b\sqrt{Fr_1}}$ (b – горизонтальний розмір каналу у верхньому б'єфі).

Знаючи величини b і Fr_1 , можна побудувати дійсні координати лінії течії і рівних глибин x та y .

Глибину потоку в кожній довільній точці графіка визначають за залежністю

$$h = sh_{vux}, \quad (9.10)$$

де h_{vux} – глибина потоку на виході з верхнього б'єфа.

Швидкість у довільній точці потоку:

$$u = \sqrt{[Fr_{vux}^2 + (1-s)]gh_{vux}}, \quad (9.11)$$

де $Fr_{vux} = \frac{V_{vux}^2}{gh_{vux}}$.

Відстань від початкового перерізу до перерізу повного розтікання можна обчислити за емпіричною формулою Г.А. Ліліцького:

$$l_{n.p} = (0,15Fr_1 + 0,27)(B - b). \quad (9.12)$$

З графіка І.А. Шеренкова (див. рис. 9.4) ця відстань визначається координатою \bar{x} , відповідною точці перетину $y = 0,5B/y$ з лінією течії $\beta = 0\%$. Глибину в перерізі повного розтікання h_p можна знайти як середню величину для п'ятих точок перерізу: на осі потоку ($\beta = 50\%$), для двох крайніх струминок, відповідних значенням $\beta = 0\%$, і двох проміжних струминок за $\beta = 25\%$.

За вільного розтікання крайні струминки в перерізі повного розтікання відбиваються від стінок русла, внаслідок чого виникають косі стрибки. Відстань від перерізу повного розтікання до точки E , в якій сходяться косі стрибки, визначають за формулою

$$L_k = B/\text{tg}\gamma, \quad (9.13)$$

де γ – кут відхилення косого гідравлічного стрибка (рис. 9.4).

Відривні течії

Відривні течії можуть виникати внаслідок обтікання потоком рідини як плавних поверхонь, так і поверхонь з гострими краями. Характерним прикладом такого руху може бути рух рідини в разі раптового розширення потоку після початкового перерізу між бічними стінками каналу і зоною розтікання (рис. 9.5).

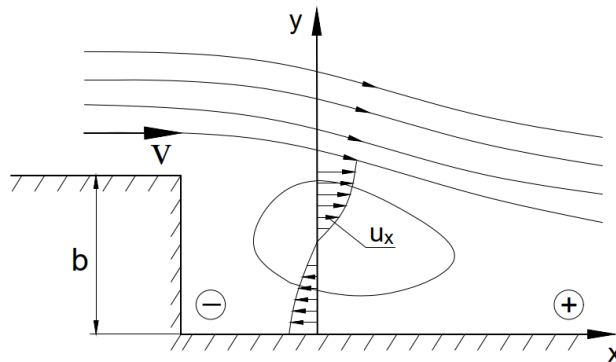


Рис. 9.5. Схема відривної течії

Головною причиною виникнення відривних течій і коловоротних зон у плані є інерція рідини, яка рухається вздовж поверхні, яку обтікає. Крім того, значний вплив має гальмівна дія самої поверхні і додатний градієнт тиску вздовж руху потоку. У разі відривання безнапірного потоку від берега суттєвим є вплив сил тертя на дні течії.

Відривні потоки з коловоротами теоретично розраховані ще недостатньо. У практиці проектування інженерних споруд, як правило, використовують емпіричні залежності.

Довжину за течією ділянки з коловоротом (рис. 9.5) визначають за формулою (9.12). Розподіл епюри швидкостей вздовж осі y , проведеної через центр коловороту

$$u_x = V \left[\frac{3}{2} \left(\frac{y}{b} \right)^2 - \frac{1}{2} \right], \quad (9.14)$$

де V – середня швидкість руху води на виході з каналу до його розширення; y – відстань, яку відраховують від стінки каналу.

Беручи $y \approx 0$, з виразу (9.14) знаходимо зворотну швидкість біля стінки каналу в зоні коловороту:

$$u_{x(y=0)} = -\frac{1}{2}V. \quad (9.15)$$

Координати центра коловороту:

$$x_{0(u_y=0)} \approx \frac{2}{3}l_{n.p}; \quad y_{0(u_x=0)} \approx \sqrt{\frac{1}{3}}b \approx 0,58b. \quad (9.16)$$

Водозабірні ковші

У практиці проектування водозабірних систем водопостачання на шугоносних річках і на річках, які несуть велику кількість намулів, широко використовують водозабірні ковші. Це штучні затоки, створені за допомогою дамби, винесеної в русло, або спеціально виритого каналу (рис. 9.6).

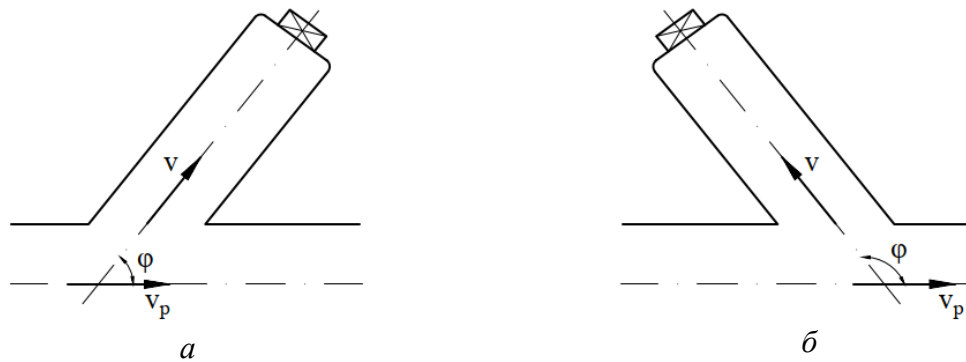


Рис. 9.6. План водозабірної ковша

Водозабірні ковші можуть мати верховий (рис. 9.6, *a*) або низовий (рис. 9.6, *б*) вхід за течією ріки.

Зазвичай, швидкість руху води в ковші беруть у межах 0,05...0,15 м/с. Причому що більша швидкість руху води в річці, то меншою її беруть у ковші. Завдяки невеликим швидкостям руху води у ковші виникають умови для більш раннього формування крижаного покриву, що унеможлиблює переохолодження води. Крім того, в ковшах відбувається часткове прояснення води, яка забирається з річок з великою кількістю зависі.

Гідравлічний режим роботи водоприймальних ковшів дуже складний. Він залежить від типу і форми ковша, його розміщення відносно русла річки, кількості води, яку відбирають. До того ж режим роботи ковша змінюється внаслідок сезонних коливань рівня і швидкості течії води в річці.

За умовам експлуатації водозабірних ковшів розрізняють два основних режими відбору – поділу і водообміну.

Режим поділу спостерігається під час вибирання досить великої кількості води. У річці нижче від місця відбору води глибина і швидкість течії зменшується, тобто в руслі виникає крива спаду. Рівень води в ковші стає нижчим, ніж у річці, і швидкості входу води в ківш мають приблизно ту саму або більшу величину, що й у річці. На вході в ківш виникають коловоротні зони на значній частині його перерізу. Якщо кут між віссю і напрямом течії річки $\varphi = 135^{\circ}$ (рис. 9.6), поділ відбувається, коли відношення $V/V_p \geq 0,132$ (V, V_p – швидкість руху води відповідно в ковші і в річці). Для інших значень φ (від 150 до 30°) – за $V/V_p > 0,125...0,242$.

Режим водообміну виникає в разі відбору з річки невеликої кількості води (відносно витрати води в річці). При цьому на вході в ківш виникає система коловоротів на більшій частині його ширини. Значна частина води, що входить в ківш, виходить з нього назад у русло річки, тобто створюється своєрідна застійна зона. Режим водообміну для кута $\varphi = 135^\circ$ спостерігається, якщо $V/V_p \leq 0,04$; для інших кутів φ (від 150° до 30°) – за $V/V_p < 0,042 \dots 0,081$.

Витрата водообміну між ковшем і річковим потоком залежить переважно від кута відведення φ , її приблизно можна визначити за формулою

$$Q_{об} = f(\varphi^0) H B V_p, \quad (9.17)$$

де $f(\varphi^0)$ – параметр, який беруть табл. 9.2; B і H – відповідно ширина і глибина води біля входу.

Таблиця 9.2

Визначення параметра $f(\varphi^0)$

φ^0	45	60	90	≥ 135
$f(\varphi^0)$	0,061	0,049	0,034	0,026

Загальна довжина ковша

$$L = l_B + l_{ш} + l_T, \quad (9.18)$$

де l_B – довжина вхідної частини ковша, яка охоплена неробочими циркуляціями, її беруть такою, що дорівнює ширині ковша ($l_B = B$); $l_{ш} = 10 \dots 20$ м – довжина ковша, яка зайнята відкладенням шуги; l_T – довжина ковша, яку визначають за умови спливання в ньому кришталіків льоду та шуги:

$$l_T = 29 \left(\sqrt{e_n^2 + 0,105 Q / u_{ш}} - e_{ш} \right), \quad (9.19)$$

де $e_n = \frac{Q}{H V_B}$ – початкова ширина транзитної частини струмини в ковші;

Q – витрата, яку відбирає водозабір; $u_{ш}$ – швидкість спливання шуги, яка дорівнює $0,016 \dots 0,02$ м/с; H – глибина ковша; V_φ – фактична швидкість входження води в ківш, яку беруть рівною $0,5 V_p$ для режиму водообміну і $0,9 V_p$ – для режиму поділу (тут V_p – середня швидкість руху води в річці).

Запитання для самоперевірки

1. Які задачі з гідравліки належать до планових?
2. Поясніть фізичний зміст рівнянь динамічної рівноваги.
3. Дайте характеристику універсальному графіку І.А. Шеренкова.
4. Знайдіть центр коловороту і побудуйте епюру швидкостей за наявності відривної течії.
5. З якою метою в практиці водопостачання використовують водозабірні ковші?
6. Що таке шуга і які методи боротьби з нею вам відомі?
7. Наведіть план водозабірної ковша з верхнім і нижнім входом.
8. Дайте характеристику роботи водозабірної ковша в режимі поділу і водообміну.
9. Від чого залежить оптимальна довжина водозабірної ковша? Як її розраховують?
10. Назвіть основні методи боротьби з шугою.

Розділ 10. СТРАТИФІКОВАНІ ТЕЧІЇ

10.1. Загальні відомості

Під **стратифікацією** розуміють явище впливу неоднорідності рідини за густиною на процес її руху, тобто на епюри швидкостей, тисків і дотичних напружень. Формально терміни «стратифікація» та «розшарування» еквівалентні.

Процеси, які розглядаються в теорії руху стратифікованих за густиною потоків, поширені в енергетиці, гідротехніці й гідрології, водопостачанні та водовідведенні, у сфері охорони водного й повітряного басейнів тощо.

Неоднорідність рідини за густиною може бути спричинена зміною за глибиною потоку концентрації завислих або розчинних частинок, а також температури. Згідно з цим течії класифікують як течії з механічною, хімічною або температурною стратифікацією. **Механічна стратифікація** характеризується різними значеннями густини залежно від глибини, які мають той самий порядок, що й сама густина, а **хімічна** – кількома

відсотками густини. У разі **температурної стратифікації** різниця в густині становить відносно невелику величину ($\Delta\rho/\rho \leq 0,005$).

Неоднорідність рідини у вертикальному напрямі в полі впливу сили тяжіння призводить до виникнення архімедових сил, під дією яких важчі частинки перемішуються вниз, а легші – вгору. Одночасна дія архімедових сил, а також інших сил гідродинамічного походження змінює запас турбулентної енергії потоку.

Якщо густина збільшується в міру збільшення глибини, то рух рідини є **статично стійким**, або з **прямою стратифікацією**, та якщо густина не залежить від глибини – **статично нестійким**, або із **зворотною стратифікацією**.

За прямої стратифікації архімедові сили гальмують турбулентне переміщення важчих частинок вгору, а легших – вниз. У такому разі енергія турбулентності переходить у потенціальну енергію положення. Отже, пряма стратифікація сприяє виникненню умов для пригнічення турбулентності. І навпаки, за зворотної стратифікації дія архімедових сил підсилює турбулентні переміщення частинок через наявність вертикальних течій, що призводить до збільшення турбулентності течій.

За певних умов, у разі прямої стратифікації, у потоці формуються ділянки в'язкої течії, які розділяють зони розвинутої турбулентності. Ці ділянки умовно називають шарами стрибка густини, а температурні стратифікації – термоклинами.

У реальних умовах товщина шару розділення є невеликою порівняно з товщинами потоків різної густини. Тому часто говорять не про шар, а про поверхню розділення, хоча це твердження є цілком справедливим тільки для рідин, які повністю не змішуються.

Залежно від величини локальних градієнтів швидкості й густини статично стійкі стратифіковані течії поділяють на два основних класи:

1) течії з безперервною зміною густини залежно від глибини (рис. 10.1, *а*);

2) двошарові (у загальному випадку – багатошарові) течії з розривом густини на поверхні розділення (рис. 10.1, *б*).

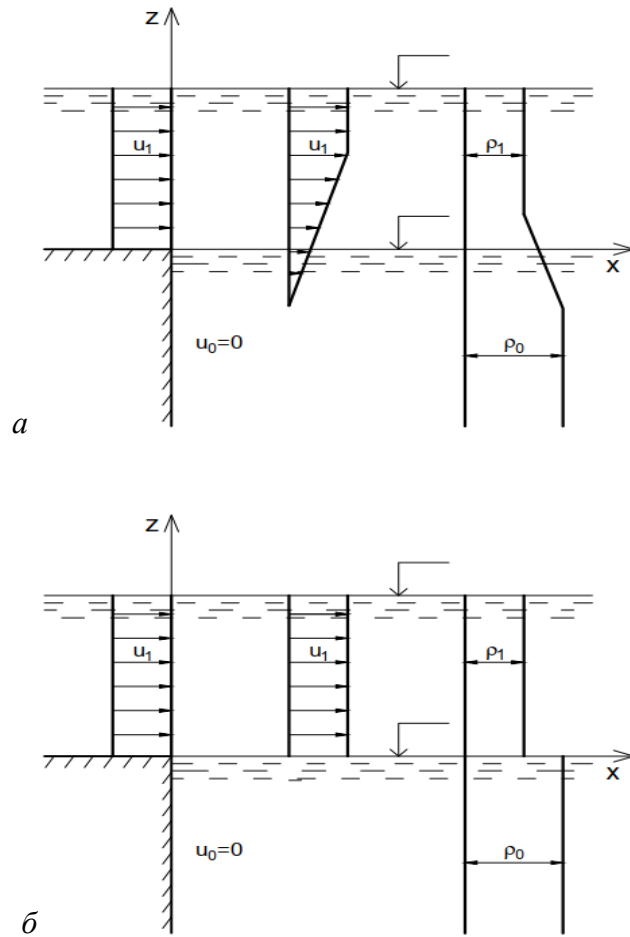


Рис. 10.1. Схеми стратифікованих потоків

10.2. Умови стійкості стратифікованих потоків

Параметри руху стратифікованого потоку описують системою диференціальних рівнянь, яка містить рівняння руху Рейнольдса, нерозривності і дифузії. Детальний аналіз цих залежностей наведено в спеціальній літературі [5]. Для характеристики розглядуваних течій використовують такі основні критерії подібності:

- число Рейнольдса

$$Re = \frac{Vh}{\nu}; \quad (10.1)$$

- густинне число Фруда

$$Fr' = \frac{V}{\sqrt{gh \frac{\Delta\rho}{\rho}}}, \quad (10.2)$$

де h , V – відповідно глибина і середня швидкість течії однакової густини (беруть швидкість верхнього шару).

Число Рейнольдса характеризує співвідношення сил тертя і сил інерції, а густинне число Фруда – відносний вплив гравітаційних та інерційних сил у стратифікованому потоці. Очевидно, що коли густиною верхнього шару ρ_1 можна знехтувати, оскільки вона є меншою порівняно з густиною нижнього ρ_0 шару $\left(\frac{\rho_0 - \rho_1}{\rho_0} \approx 1\right)$, то густинне число Фруда

переходить у звичайне. Це спостерігається під час взаємодії нижнього повітряного шару атмосфери і верхнього шару водойми.

Однією з проблем, яка потребує свого вирішення в розрахунку стратифікованих течій, є визначення умов їх стійкості. Зміна параметрів течій біля поверхні розділення виникає внаслідок дії дотичних напружень на межі потоків різної густини, а також під впливом зовнішніх факторів.

За результатами досліджень Келегана, в загальному випадку втрата усталеності внутрішніх хвиль на поверхні розділення різногустинних потоків відбувається після досягнення критичного значення параметра Ke (критерію Келегана):

$$Ke = \frac{\left(v_0 g \frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^{1/3}}{V_1} = Ke_{кр} = 0,178. \quad (10.3)$$

Залежність (10.3) часто подають у вигляді

$$Ke = Re \cdot Fr'^2 = Ke_{кр}. \quad (10.4)$$

Цей критерій усталеності отримано на підставі припущення, що перехід від двошарового за глибиною потоку з поверхнею розділення до течії з турбулентним перемішуванням відбувається стрибкоподібно. Крім того, знехтувано зміною в'язкості рідини у вертикальному напрямі залежно від глибини потоку.

Подальші експерименти засвідчили, що перехід від течії з густинним розшаруванням із стійкою межею розділення до течії з турбулентним змішуванням відбувається досить плавно залежно від ступеня розвитку внутрішніх хвиль на поверхні розділення.

У результаті умова усталеності густинного розшарування матиме вигляд

$$F = \text{Re}_\delta Fr'_\delta = F_{кр}, \quad (10.5)$$

де

$$\text{Re}_\delta = \frac{\Delta V \delta}{\frac{\rho_1 V_1 + \rho_0 V_0}{\rho_1 + \rho_0}}; \quad Fr'_\delta = \frac{\Delta V}{\sqrt{g \frac{\Delta \rho}{\rho} \delta}} \quad (10.6)$$

є відповідно числом Рейнольдса і густинним числом Фруда для динамічного межового шару розділення різногустинних потоків завтовшки δ ; ΔV – зсув швидкості на межі розділення.

Якщо розвинутий межовий шар охоплює всю товщину верхнього шару, а нижній шар нерухомий, то $\delta = h_1$ і $\Delta V = V_1$.

До характерних форм течії в зоні межового шару належать:

I. Ламінарна течія, межі якої визначають як

$$F \leq F_{кр.1} \approx 150. \quad (10.7)$$

II. Рух з регулярними стійкими внутрішніми хвилями:

$$F_{кр.1} < F \leq F_{кр.2} \approx 500. \quad (10.8)$$

III. Рух з переважанням нерегулярних довгих хвиль:

$$F_{кр.2} < F \leq F_{кр.3} \approx 800. \quad (10.9)$$

IV. Рух з переважанням коротких нестійких хвиль:

$$F_{кр.3} < F \leq F_{кр.4} \approx 1650. \quad (10.10)$$

V. Турбулентне перемішування:

$$F > F_{кр.4}. \quad (10.11)$$

На графіку рис. 10.2 наведено криві, які поділяють площини $\text{Re}_\delta = f(Fr'_\delta)$ на зони, відповідні формам руху.

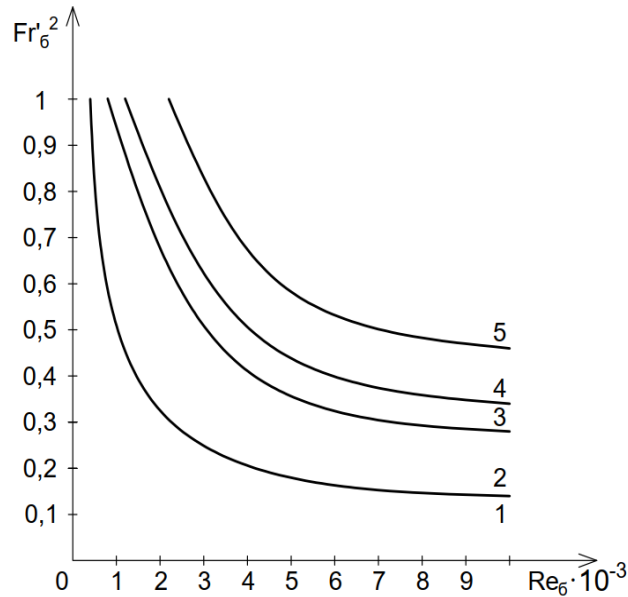


Рис. 10.2. Зони існування різних форм руху в зоні межового шару

Форми руху 1 і 2 є усталеними, а інші – нестійкими. Вони можуть існувати тільки за постійного підведення турбулентної енергії з навколишнього простору.

У практиці проектування й експлуатації об'єктів водного господарства, наприклад, у разі скидання води теплових й атомних електростанцій, проникнення солоних вод у гирла річок, відведення очищених стічних вод у водойми тощо, формуються стратифіковані потоки, які умовно схематизують як двошарові. У такому разі можна без суттєвої похибки розглядати окремо характеристики кожного шару і знехтувати турбулентним обміном між ними.

Одним з основних питань у розрахунку таких течій є визначення гідравлічного тертя на поверхні розділення λ_p . Згідно з наявними (відомими) даними його знаходять за формулами:

$$\lambda_p = 2,4F^{-0,9} \quad \text{для} \quad F \leq F_{кр.1}; \quad (10.12)$$

$$\lambda_p = 0,08F^{-0,54} \quad \text{для} \quad F \geq F_{кр.4}. \quad (10.13)$$

У зоні перехідного режиму (для $F_{кр.1} < F < F_{кр.4}$) для визначення λ_p рекомендується використовувати графік (рис. 10.3), складений

Ю. Георгієвим, де $Re_R = \frac{VR}{\nu}$; $Fr'_R = \frac{V^2}{gR \frac{\Delta\rho}{\rho}}$.

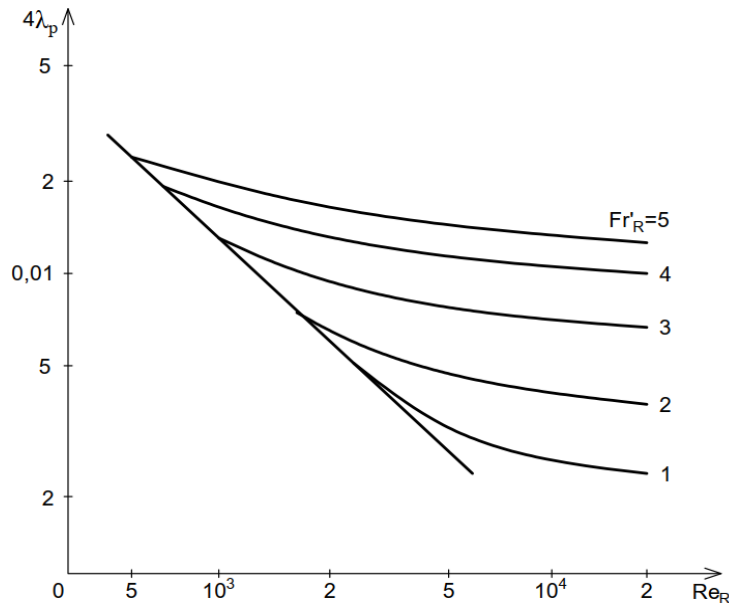


Рис. 10.3. Графік для визначення гідравлічного коефіцієнта тертя λ_p на поверхні розділення шарів стратифікації

10.3. Селективний водозабір

Для потреб водопостачання промислових підприємств, теплових електростанцій та інших технологічних потреб часто виникає необхідність забирати воду з якогось певного глибинного шару. У результаті можна одержувати воду потрібної якості й температури, що суттєво зменшує витрати на її очищення. Водозабори такого типу називають **селективними**.

У гідравлічному розрахунку селективного водозабору із стратифікованої водойми насамперед треба визначити критичне положення поверхні розділення, тобто таке положення, за якого не відбувається захоплення води з інших шарів.

Коли воду забирають з нижнього шару, критичне положення поверхні розділення називають **верхнім положенням**, а під час забору з верхнього шару – **нижнім положенням**.

Теоретичний розрахунок селективних водозаборів пов'язаний із значними труднощами через складність задачі, тому розрахунки таких споруд зазвичай виконують з використанням емпіричних формул.

Водозбір з нижнього шару стратифікованої водойми

Типовий варіант забору води з нижнього шару двошарової стратифікованої водойми (стратифікація пряма) наведено на рис. 10.4.

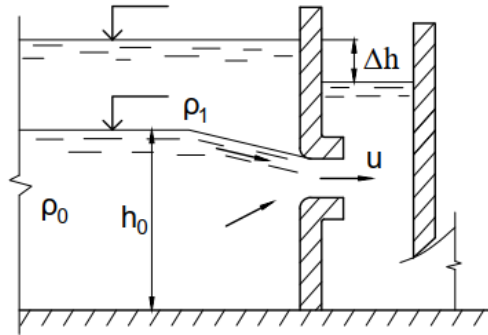


Рис. 10.4. Схема забору води з нижнього шару

За даними М. Кулеша, розрахунок у такому разі рекомендується виконувати за формулою

$$h_0 = 1,7 \sqrt{\frac{\rho_1 \alpha q_{ex}^2}{g \Delta \rho}}, \quad (10.14)$$

де q_{ex} – витрата води, яка надійшла на 1 м погонної довжини приймального вікна.

Коли товщина h_0 відома за даними натурних або модельних спостережень, тоді із залежності (10.14) знаходять розмір (площу перерізу) водоприймального вікна, який би забезпечував задану витрату q_{ex} , або за відомими розмірами визначають витрату.

Якщо відомо, що в разі прямої стратифікації густина середовища на всій глибині змінюється (рис. 10.5), то в розрахунку беруть до уваги швидкість на вході V_{ex} у водозабірну споруду відповідно до заданого положення поверхні розділення і товщини нижнього шару h_0 , за яких відбувається забір води потрібної густини.

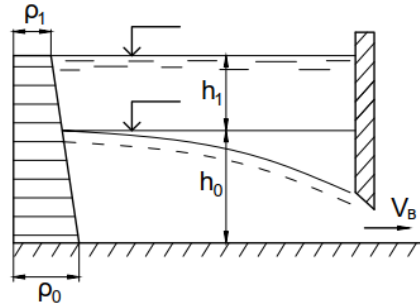


Рис. 10.5. Схема забору води за умови зміни густини на всій глибині водойми

Умови, за яких не відбувається захоплення рідини з верхнього шару і внаслідок локального перемішування перед водозабором формується двошарова система, описують залежністю

$$\frac{h_0}{h_1 + h_0} = \frac{V_{ex}}{\sqrt{g \frac{\Delta\rho}{\rho_1} (h_1 + h_0)}}. \quad (10.15)$$

Водозабір з верхнього шару стратифікованої водойми

У разі потреби забирати воду з верхнього шару (рис. 10.6) визначають нижнє критичне положення поверхні розділення за формулою

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_1} g \frac{\Delta h^3}{q_{ex}^2} = 0,438. \quad (10.16)$$

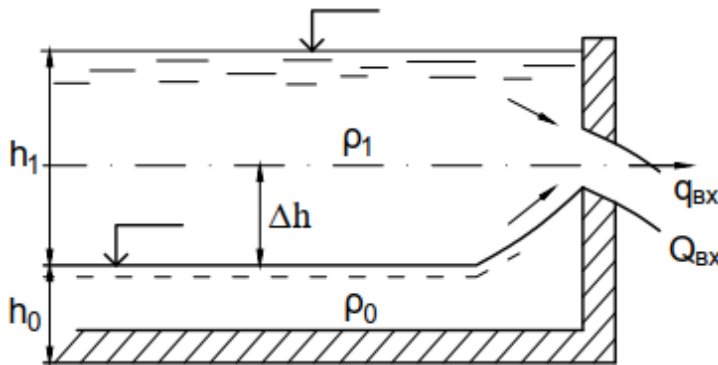


Рис. 10.6. Схема забору води з верхнього шару

Якщо положення поверхні розділення в стратифікованій водоймі відоме, то за наведеними вище залежностями розраховують критичні швидкості $V_{кр}$ або Q_{ex} чи q_{ex} , потім визначають розміри водозабірних вікон, потрібних для селективного водозабору.

В інженерній практиці використовують також інші варіанти схем селективних водозаборів. Докладніші відомості з їх розрахунку наведено в довідковій літературі [5].

Запитання для самоперевірки

1. Які види стратифікації вам відомі?
2. Наведіть основні умови стійкості стратифікованих потоків.
3. Назвіть характерні форми течії в зоні межового шару й умови їх виникнення.
4. Що характеризує критичне значення критерію Келегана?
5. Як визначають гідравлічне тертя на поверхні розділення потоків λ_p ?
6. У яких випадках вдаються до селективного водозабору ?
7. Наведіть схему забору води з нижнього шару.
8. Наведіть схему забору води за зміни густини на всю глибину водойми.
9. Наведіть схему забору води з верхнього шару.
10. Як визначають довжину водозабірної отвори?

Розділ 11. ПРИСТРОЇ ДЛЯ ВИРІВНЮВАННЯ ЕПЮРИ ШВИДКОСТЕЙ У ПОТОЦІ РІДИНИ

11.1. Загальні відомості

У проектуванні й експлуатації очисних споруд систем водопостачання і водовідведення однією з основних вимог до потоку оброблюваної рідини є її рівномірне подавання і розподіл по площі перерізу каналу або всієї очисної споруди. Однак під час транспортування рідини трубопроводами під дією місцевого опору і подальшого подавання в споруду обов'язково виникає певна нерівномірність швидкостей руху деяких її об'ємів. Для вирівнювання профілю швидкостей руху води по площі поперечного перерізу очисної споруди на практиці використовують спеціальні розподільні пристрої, найчастіше решітки, сітки і шари насипних матеріалів.

Решітками називають опори, розсосереджені по перерізу каналу. Опір, виконаний у вигляді тонкого перфорованого листа, круглих стержнів, тонких смуг або сітки з дроту (сита), називається **плоскою**, або **тонкостінною**, **решіткою**. Тонкостінна решітка може бути не тільки плоскою, а й криволінійною, або просторовою. Насипні шари та інші подібні опори називають **об'ємними решітками**. До **товстостінних решіток** належать перфоровані листи з відносною глибиною отворів, більшою від одного-двох діаметрів отворів ($l_{омв} / d_{омв} \geq 1-2$), решітки з грубих стержнів, завтовшки не менших від однієї-двох величин ширини щілини між ними ($l_{омв} / b_{щл} = 1-1,2$).

11.2. Характеристики ступеня нерівномірності швидкості потоку

Нерівномірність осереднених швидкостей в перерізі каналу залежно від характеристик потоку поділяють так:

1. **Мала регулярна нерівномірність** (малі збурення потоку), коли по всьому перерізу труби рідина рухається тільки поступально (повздовжні складові швидкості завжди додатні), а поперечні складові швидкостей малі порівняно з повздовжніми. Така нерівномірність властива руху рідини в довгих прямих трубах, на початкових ділянках дифузорів з малими кутами розширення, в перерізах за плавними поворотами тощо (рис. 11.1, а).

2. **Велика регулярна нерівномірність**, яка характеризується суттєвою різницею швидкостей потоку в різних точках поперечного перерізу, коли навіть зворотні токи спричинені зривом потоку, але з обмеженим розміром вихорних діянок. Нерівномірність такого типу трапляється в дифузорах з великими кутами розширення ($\alpha = 8 - 90^\circ$), в перерізах за колінами і відводами з різким поворотом та іншими фасонними частинами трубопроводів (рис. 11.1, б).

3. **Повна нерівномірність**, коли потік заповнює тільки частину поперечного перерізу, в той час коли в іншій, більшій частині перерізу поступального руху зовсім немає. Така нерівномірність виникає в місцях різкого розширення потоку, на ділянках з діафрагмами, вхідними отворами в апаратах (рис. 11.1, в).

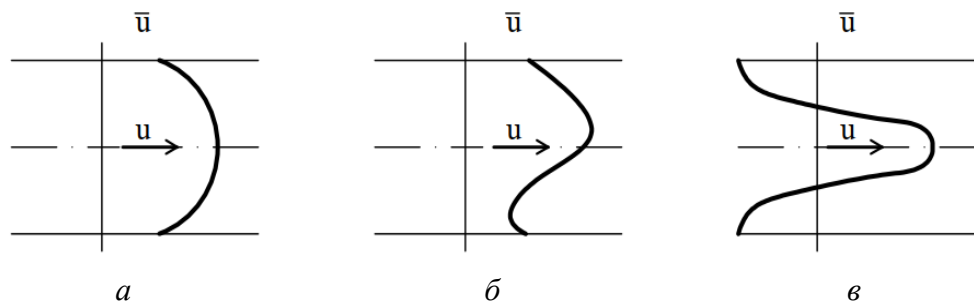


Рис. 11.1. Типи нерівномірності потоку рідини:
a – мала регулярна нерівномірність; *б* – велика регулярна нерівномірність;
в – повна нерівномірність

Чисельними теоретичними й експериментальними дослідженнями встановлено, що в напірних трубопроводах в ізотермічних умовах (за постійної температури) руху нестисливої рідини характер розподілу осереднених швидкостей в перерізі залежить від числа Рейнольдса $Re = VD/\nu$ і матеріалу стінок каналу.

Оцінюють ступінь нерівномірності розподілу швидкостей в перерізі зазвичай в безрозмірних величинах, наприклад, відносних швидкостях

$$\bar{u} = \frac{u}{V}; \quad \bar{u} = \frac{u}{u_{\max}}; \quad \bar{u}_{\max} = \frac{u_{\max}}{V}, \quad (11.1)$$

де u , V , і u_{\max} – відповідно змінна, середня і максимальна в перерізі каналу швидкість.

У деяких випадках (за відносно невеликої нерівномірності епюр швидкостей (див. рис. 11.1, *a*)) наведені співвідношення дійсно можуть слугувати мірою відхилення швидкостей. Однак коли зона максимальних швидкостей припадає на невелику частину загального перерізу (див. рис. 11.1, *б*, і 11.1, *в*), оцінити ступінь нерівномірності поля швидкостей в перерізі за цим методом важко.

Точнішу оцінку ступеня нерівномірності розподілення швидкостей можна скласти за величиною, яка характеризує сумарний стан потоку в усьому перерізі, наприклад, за допомогою відношення дійсного значення кінетичної енергії (E) чи кількості руху потоку (K), котрий проходить через переріз, до кінетичної енергії або кількості руху потоку, розрахованим за середньою швидкістю в тому самому перерізі V . Ці параметри називають коефіцієнтом кінетичної енергії (коефіцієнт Коріюліса, α) і коефіцієнтом кількості руху (коефіцієнт Бусінеска α_0), які визначають за відповідними формулами

$$\alpha = \frac{E_{icm}}{E_{сер}} = \frac{0,5\rho \int u^3 d\omega}{0,5m\omega^2} = \frac{\int u^3 d\omega}{V^3\omega}; \quad (11.2)$$

$$\alpha_0 = \frac{K_{icm}}{K} = \frac{\rho \int V^2 d\omega}{mV} = \frac{\int V^2 d\omega}{V^2\omega}, \quad (11.3)$$

де ω – площа перерізу каналу (апарата); $m = \rho Q = \rho V\omega$ – маса рідини, яка протікає через переріз ω за одиницю часу.

З загального курсу гідравліки відомо, що коефіцієнти $\alpha \geq 1$ і $\alpha_0 \geq 1$. Що більше вони відрізняються від одиниці, то вищий ступінь нерівномірності розподілення швидкостей за перерізом. Між коефіцієнтами Коріюліса і Бусінеска за симетричних профілів швидкості справедливим є приблизне співвідношення

$$\alpha \approx 3\alpha_0 - 2. \quad (11.4)$$

У разі різко несиметричних профілів осереднених швидкостей в перерізі це співвідношення може не бути справедливим.

11.3. Розрахунок решіток, встановлених у напірних системах подавання рідини

Часто ефективність перебігу того чи іншого технологічного процесу залежить від дотримання в очисній споруді або в окремій її частині заданого закону розподілення швидкості потоку, переважно рівномірного. Зазвичай вирівнювання швидкостей в перерізі досягають за допомогою пристроїв, в яких опір розосереджений по перерізу. З цією метою використовують різні види решіток. За результатами дослідів встановлено, що заданому ступеню рівномірності розподілення швидкостей в перерізі потоку відповідним є конкретне значення коефіцієнта опору решітки.

Вирівнювальна дія опору залежить від кількох основних факторів:

- 1) умов підведення потоку до розподільного пристрою;
- 2) відношення площі перерізу робочої камери апарата F_k до площі F_0 його вхідного отвору (F_k/F_0);
- 3) коефіцієнта опору розподільного пристрою ζ_p ;
- 4) наявності у розподільному пристрої різних напрямних поверхонь;
- 5) кількості тонкостінних решіток, встановлених тандемом, і відносної відстані між ними l_p/d_k .

Для пояснення механізму вирівнювання швидкостей за допомогою пристроїв розглянемо потік рідини в трубопроводі, в якому перпендикулярно потоку встановлено решітку (рис. 11.2).

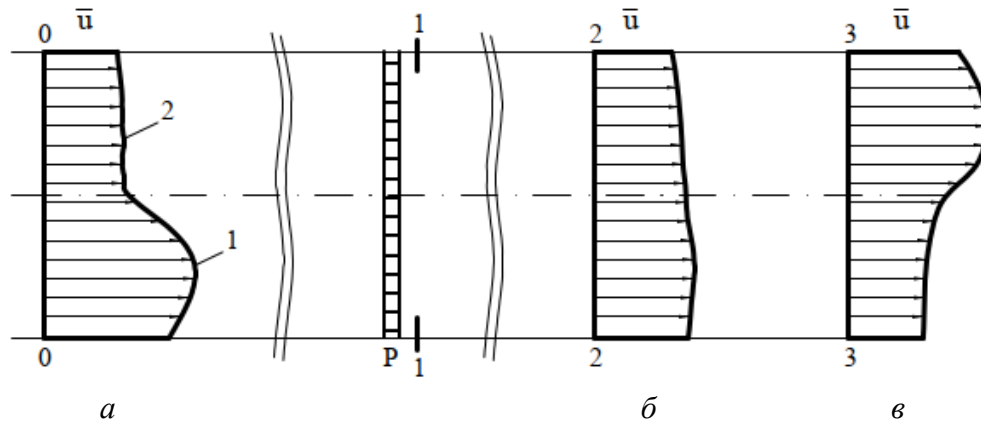


Рис. 11.2. Схема до пояснення вирівнюючої дії решітки

Елюра швидкостей рідини, що набігає на решітку, є нерівномірною (рис. 11.2, а). Потік складається з двох струмин, з більшою (1) і меншою швидкістю (2). Попадаючи на решітку (Р), струмини будуть розтікатися по ній, причому підвищення статичного тиску в струмині з більшою швидкістю буде більшим, ніж в струмині з меншою швидкістю. Унаслідок нерозривності руху потоку уповільнення (розширення) струмини, що має більшу швидкість, призводить до прискорення (звуження) струмини з меншою швидкістю, отже, до підвищення статичного тиску в першій струмині. Таким чином виникає поперечний градієнт тиску, під дією якого рідина перед решіткою перетікатиме від ділянки з більшими швидкостями в ділянку з меншими швидкостями. Це зумовить вирівнювання швидкостей в поперечному перерізі труби (див. рис. 11.2, б).

Втрати енергії після перетину решітки в прискореній струмині будуть більшими, ніж в уповільненій. Внаслідок цього по перерізу за решіткою відбуватиметься вирівнювання не тільки швидкостей, а й повної енергії потоку.

Що більший коефіцієнт опору решітки, то різкішим є викривлення ліній току під час розтікання рідини по її фронту і, відповідно, за решіткою значнішим є розширення перерізу і зменшення швидкості струмини (1)

унаслідок збільшення швидкості струмини (2). Після деякого (критичного чи оптимального) збільшення значення коефіцієнта опору $\zeta_{кр} = \zeta_{opt}$ плоскої решітки потік за нею повністю вирівнюється, тобто швидкості в обох струминах стають однаковими. Подальше збільшення коефіцієнта опору решітки (ζ_p) призводить до збільшення швидкості струмини (2) навіть порівняно зі швидкістю струмини (1), тобто виникає нова деформація поля швидкостей у вигляді «перевернутої» попередньої нерівномірності, коли максимальна швидкість за решіткою буде в тій частині перерізу, в якій перед решіткою вона була мінімальною, і навпаки (див. рис. 11.2, в).

Нагадаємо, що коефіцієнт опору решітки визначається за формулою

$$\zeta_p = \frac{\Delta p}{\rho V^2 / 2} = \frac{\Delta h}{V^2 / 2g}, \quad (11.5)$$

де Δp і Δh – втрати відповідно тиску і напору внаслідок проходження рідини крізь решітку; V – швидкість рідини перед решіткою.

Для вирівнювання потоку можуть бути використані просторові решітки у вигляді пучків труб, стержнів і стаціонарні насипні шари (об'ємні решітки). При цьому величина їх коефіцієнтів опору не повинна перевищувати його оптимального значення ζ_{opt} .

Чисельно описати характер зміни профілю осереднених швидкостей в перерізі потоку від нерівномірного до рівномірного можна за величиною коефіцієнта вирівнювання потоку K , який розраховують за залежністю

$$K = \frac{\bar{u}_2 - 1}{\bar{u}_0 - 1} = \frac{\Delta \bar{u}_2}{\Delta \bar{u}_0}, \quad (11.6)$$

тут $\Delta \bar{u}_0$, $\Delta \bar{u}_2$ – максимальні відхилення від середньої швидкості відповідно

в перерізах до решітки 0-0 і після неї 2-2; $\Delta \bar{u} = \frac{u_{\max} - V_{сер}}{V_{сер}}$.

Коефіцієнт вирівнювання потоку K для потоків з малою і великою регулярною нерівномірністю можна визначати за приблизною залежністю

$$K = \frac{2 - \zeta_p}{2 + \zeta_p}, \quad (11.7)$$

де ζ_p – коефіцієнт опору решітки для певного випадку визначають за формулою

$$\zeta_p = \frac{2(\Delta\bar{u}_0 - \Delta\bar{u}_2)}{\Delta\bar{u}_0 + \Delta\bar{u}_2}. \quad (11.8)$$

Згідно з формулою (11.7) нерівномірність потоку зменшується в міру збільшення коефіцієнта опору решітки до $\zeta_p = \zeta_{кр} = \zeta_{onm} = 2$ (більш точним є значення $\zeta_p = 2,76$). За $\zeta_p = 2$ величина $K = \frac{\Delta\bar{u}_2}{\Delta\bar{u}_0} = 0$, тобто нерівномірність

епюри осереднених швидкостей в перерізах зникає. У разі подальшого збільшення ζ_p нерівномірність виникає знову і зростає, але має зворотній знак, що свідчить про створення «перевернутого» поля швидкостей. За критичного значення коефіцієнта опору ($\zeta_p = 2$) за решіткою встановлюється $\Delta\bar{u}_2 = 0$.

Слід зазначити, що перевернутий профіль швидкості в кінцевому перерізі за решіткою за $\zeta_p > 2$ (2,76) є можливим тільки за тонкостінної решітки. У разі застосування товстостінної або об'ємної решітки перевертання профілю швидкості не відбувається.

У випадку, коли характер епюри швидкостей потоку перед плоскою решіткою невідомий, коефіцієнт опору такої решітки можна визначати за приблизною формулою

$$\zeta_p = \left[0,707(1 - \bar{f})^{0,375} + 1 - \bar{f} \right]^2 \frac{1}{\bar{f}^2}, \quad (11.9)$$

де $\bar{f} = \sum f_{отв} / F_p$ – відносна площа перфорації (відношення площі отворів до площі решітки, зазвичай беруть $\bar{f} = 0,2 - 0,4$). При цьому кількість отворів в решітці буде становити

$$n_{отв} = 1,27 \bar{f} F_p / d_{отв}^2. \quad (11.10)$$

За повної нерівномірності потоку маємо:

$$K = \frac{4 - \zeta_p}{4 + \zeta_p}; \quad (11.11)$$

$$\zeta_{onm} = \frac{4(F_k / F_0 - 1)}{F_k / F_0 + 1}, \quad (11.12)$$

де F_k і F_0 – відповідно площі перерізу каналу і струмини (отвору).

Якщо для вирівнювання потоку в каналі встановлено декілька плоских тонкостінних решіток з однаковими коефіцієнтами опору, то для визначення їх оптимальної кількості рекомендується приблизна емпірична формула:

$$n_{opt} \approx 0,7 \sqrt{(F_k / F_0)} \sqrt{\alpha}, \quad (11.13)$$

тут α – коефіцієнт Коріоліса в перерізі перед решіткою.

Отримане за формулою (11.13) значення n_{opt} округлюють до найближчого цілого числа. Слід відмітити, що навіть коли коефіцієнти опору всіх n решіток будуть мати однакове значення, втрати тиску під час протікання рідини через них будуть різні, оскільки швидкість набігання струмینی на кожну з решіток через безперервне розтікання струмینی зменшується вниз за потоком. Тому сумарний опір всіх решіток неможливо отримати як просту суму величин ζ_{pi} .

Для вирівнювання потоку за центрального (знизу вгору) входу в апарат (рис. 11.3) оптимальне значення коефіцієнта опору рекомендується розраховувати за приближною залежністю

$$\zeta_{opt} \approx [0,0037 / (H_0 / D_0)] (F_k / F_0)^3. \quad (11.14)$$

Формула (11.14) є дійсною, якщо $F_k / F_0 \leq 50$ і $0,8 < H_0 / D_0 < 5$.

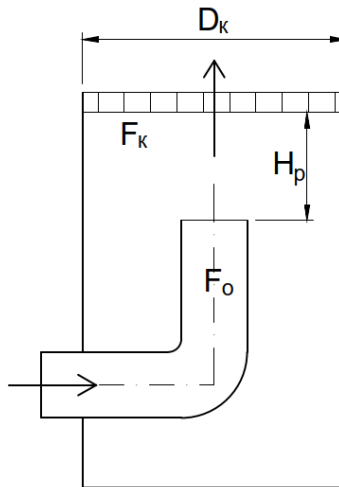


Рис. 11.3. Схема розподілу потоку за центрального (знизу вгору) входу в апарат

За центрального входу (зверху вниз) в апарат (рис. 11.4) коефіцієнт опору розраховують за залежністю

$$\zeta_{onm} \approx 0,06 \left[\left(F_k / F_0 \right)^2 - 1 \right], \quad (11.15)$$

при цьому співвідношення $H_p / D_k = 0,2 - 0,25$.

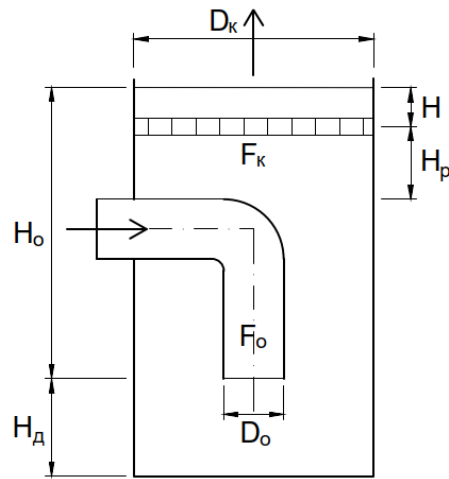


Рис. 11.4. Схема розподілу потоку за центрального (згори вниз) входу в апарат

За центрального входу (згори вниз) кількість решіток можна на одну зменшити порівняно з випадком входу знизу вгору. Коефіцієнт кінетичної енергії в перерізі перед решіткою можна брати $\alpha \approx 1,5$.

За бічного входу в апарат (рис. 11.5) коефіцієнт опору визначають за формулою

$$\zeta_{onm} \approx 0,5\alpha^{3/4} \left[\left(F_k / F_0 \right)^{3/2} - 1 \right], \quad (11.16)$$

при цьому $H_p / D_0 \approx 0,7 - 0,11$.

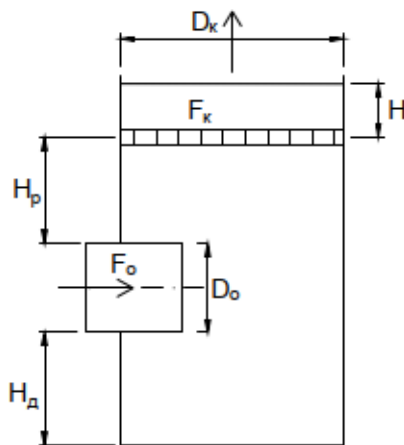


Рис. 11.5. Схема розподілу потоку за бічного входу в апарат

У разі застосування для вирівнювання потоку насипного матеріалу (рис. 11.6) коефіцієнт опору насипного шару розраховують за приблизною залежністю

$$\zeta_{ш.онт} \approx 33,3(\alpha F_{\kappa}/F_0)^{0,6}, \quad (11.17)$$

яка справедлива в межах $10 < \alpha F_{\kappa}/F_0 < 200$.

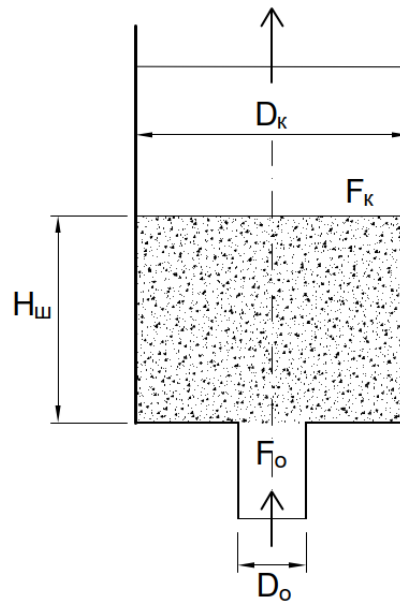


Рис. 11.6. Схема розподілу потоку в разі використання насипного шару

При цьому мінімальна відносна висота шару насипного матеріалу, потрібного для повного вирівнювання епюри швидкостей, становитиме

$$\bar{H}_{ш.е} = H_{ш}/d_e \approx 50(1 - \sqrt{F_{\kappa}/F_0}), \quad (11.18)$$

де d_e – еквівалентний діаметр частинок насипного матеріалу.

11.4. Розрахунок сіток

Сітки широко застосовують у водопостачанні для очищення від твердих включень у річковій і морській воді, у водовідведенні – для додаткового очищення стічних вод та ін. Схему улаштування сітки наведено на рис. 11.7.

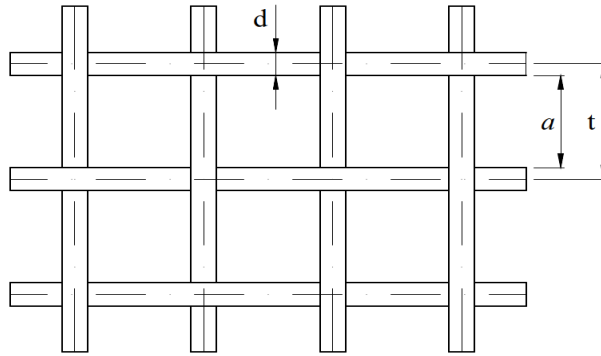


Рис. 11.7. Схема улаштування сітки

Втрати напору в сітках визначають за формулою Вейсбаха

$$h_c = \zeta_c \frac{V^2}{2g} = \zeta_c \frac{Q^2}{2gm^2\omega^2}, \quad (11.19)$$

де ω – площа чарунок сітки; V – середня швидкість руху води в чарунках сітки ($V = V_1/m$); V_1 – середня швидкість потоку на підході до сітки; $m = a^2/t^2$ – коефіцієнт скважності сітки (коефіцієнт «живого» перерізу сітки); a – розмір сторони чарунки; t – крок сітки.

Досліди засвідчили, що для більшості сіток, які застосовують на практиці, для розрахунку їх коефіцієнта опору можна використовувати формулу

$$\zeta_c = \frac{92 - 78m}{Re_a} + 0,7(1,05 - m), \quad (11.20)$$

тут $Re_a = Va/\nu$ – число Рейнольдса.

Для визначення коефіцієнтів опору сіток з металевої проволочки рекомендуються залежності:

- одноплощинна сітка

$$\zeta_c = 1,3(1 - \bar{f}) + (1/\bar{f} - 1)^2; \quad (11.21)$$

- двоплощинна сітка

$$\zeta_c = 1,28(1 - \bar{f})/\bar{f}. \quad (11.22)$$

11.5. Решітки на безнапірних каналах

Решітки цього типу встановлюють на безнапірних каналах систем водовідведення на підході до каналізаційних станцій або до очисних споруд.

Коефіцієнт опору решітки ζ_p визначають за залежністю

$$\zeta_p = \frac{1}{M^2} \left[\left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + (1-M)^2 \right] \sin \alpha, \quad (11.23)$$

де $M = \frac{b}{b+s}$ (b – відстань між стержнями решітки; s – товщина стержнів);

α – кут нахилу решітки до горизонту; ε – коефіцієнт стиснення струмини під час проходження крізь решітку, який визначають за формулою

$$\varepsilon = 0,57 + \frac{0,043}{1,1-M}. \quad (11.24)$$

Для стержнів іншої форми перерізу розрахунок можна виконувати за формулою

$$\zeta_{resh} = \beta \left(\frac{s}{b} \right)^{4/3} \sin \alpha. \quad (11.25)$$

Коефіцієнт β залежить від форми стержнів, визначають його за табл. 11.1 і рис. 11.8.

Таблиця 11.1

Значення коефіцієнта β

Форма стержня	a	b	c	d	e	f	g
β	2,42	1,83	1,67	1,035	0,92	0,76	1,79

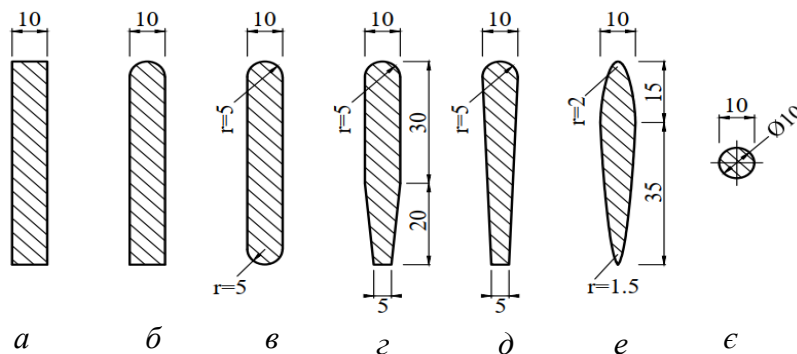


Рис. 11.8. Форми перерізу решіток

У проектуванні сміттєвловлювальних решіток слід мати на увазі, що швидкість руху води в них не повинна перевищувати 1 м/с для можливості їх очищення під час експлуатації.

Запитання для самоперевірки

1. Назвіть основні типи решіток.
2. Назвіть основні ступені нерівномірності епюр швидкостей.
3. Назвіть основні фактори, від яких залежить вирівнювальна дія опору.
4. Як залежить вирівнювальна дія опору від коефіцієнта опору решітки?
5. Наведіть і поясніть схему розподілу потоку за центрального (знизу вгору) входу в апарат.
6. Наведіть і поясніть схему розподілу потоку за центрального (згори вниз) входу в апарат.
7. Наведіть і поясніть схему розподілу потоку за бічного входу в апарат.
8. Наведіть і поясніть схему розподілу потоку в разі використання замість решітки насипного шару матеріалу.
9. Наведіть і поясніть схему влаштування сітки, яку використовують як вирівнювальний пристрій.
10. Обґрунтуйте оптимальну форму стержнів решітки, яку встановлюють на безнапірних каналах.

Список літератури

1. *Абрамов Н.Н.* Водоснабжение. – 2-е изд. / Н.Н. Абрамов. – М.: Стройиздат, 1974. – 480 с.
2. *Абрамович Г.И.* Теория турбулентных струй / Г.И. Абрамов. – М.: Наука, 1984. – 717 с.
3. *Альтшуль А.Д.* Гидравлические сопротивления / А.Д. Альтшуль. – М.: Недра, 1970.-216 с.
4. *Богомолов А.И.* Гидравлика. – 2-е изд. / А.И. Богомолов, К.А. Михайлов. – М.: Стройиздат, 1972. – 648 с.
5. *Большаков В.А.* Справочник по гидравлике / В.А. Большаков, Ю.М. Константинов, В.Н. Попов и др. – Київ: Вища шк., 1984. - 343 с.
6. *Егоров А.И.* Гидравлика напорных трубчатых систем в водопроводных очистных сооружениях / А.И. Егоров. – М.: Стройиздат, 1984. – 95 с.
7. *Идельчик И.Е.* Справочник по гидравлическим сопротивлениям / И.Е. Идельчик. – М.: Машиностроение, 1975. – 559 с.
8. *Константинов Ю.М.* Гидравлика: підручник / Ю.М. Константинов. – Київ: Вища шк., 1988. – 398 с.
9. *Константинов Ю.М.* Спеціальні питання гідравліки систем водопостачання і водовідведення: навч. посіб. / Ю.М. Константинов, А.М. Кравчук. – Київ: КНУБА, 1993. – 136 с.
10. *Константинов Ю.М.* Гидравлический расчет сетей водоотведения: расчетные таблицы / Ю.М. Константинов, О.А. Василенко, О.А. Сапухін, Б.Ф. Батченко. – Київ: Будівельник, 1987. – 120 с.
11. *Кравчук А.М.* Масопередача в спорудах систем водопостачання і водовідведення: навч. посіб./ А.М. Кравчук. – Київ: ВІПОЛ, 2000. – 168 с.
12. *Курганов А.М.* Справочник по гидравлическим расчетам систем водоснабжения и канализации / А.М. Курганов, И.Ф. Федоров. – Ленинград: Стройиздат, 1978. – 424 с.
13. *Мицц Д.М.* Гидравлика зернистых материалов / Д.М. Мицц, С.А. Шуберт. – М.: Изд-во мин-ва коммунального хозяйства РСФСР, 1955. – 102 с.
14. *Петров Г.А.* Гидравлика переменной массы / Г.А. Петров. – Харків: Изд.-во Харьковского ун-та, 1964. – 224 с.

15. *Поляков В.Л.* О прогнозе динамики потерь напора в загрузке фильтра / В.Л. Поляков // Доповіді Національної академії наук України. – 2010. – №3. – С. 70-76.
16. *Рейнольдс А.Д.* Турбулентные течения в инженерных приложениях / А.Д. Рейнольдс. – М.: Энергия, 1979. – 405 с.
17. *Тугай А.М.* Водопостачання: підручник / А.М. Тугай, В.О. Орлов. – Київ: Знання, 2009. – 735 с.
18. *Штеренлихт Д.В.* Гидравлика: учебник для вузов / Д.В. Штеренлихт. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 640 с.
19. *Яковлев С.В.* Канализация: учебник – 5-е изд. / С.В. Яковлев, Я.А. Карелин, А.И. Жуков, С.К. Колобанов. – М.: Стройиздат, 1975. – 632 с.

Навчальне видання

КРАВЧУК Андрій Михайлович,
КРАВЧУК Олександр Андрійович

СПЕЦІАЛЬНІ ПИТАННЯ ГІДРАВЛІКИ СИСТЕМ ВОДОПОСТАЧАННЯ ТА ВОДОВІДВЕДЕННЯ

Навчальний посібник

Редагування та коректура *Г.В. Кобриної*
Комп'ютерне верстання *А.П. Селівестрової*

Підписано до друку 17.11.2020. Формат 60x84 1/ 16
Ум. друк. арк. 11,0 Обл.-вид. арк. 10,23 .
Тираж 25 прим. Вид № 9/І-20. Зам. №24/1-20.

Видавець і виготовлювач
Київський національний університет будівництва і архітектури

Повітрофлотський проспект, 31, Київ, Україна, 03680
Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єктів
видавничої справи ДК № 808 від 13.02.2002 р.