

**МІНІСТЕРСТВО ВНУТРІШНІХ СПРАВ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ВНУТРІШНІХ СПРАВ
КРЕМЕНЧУЦЬКИЙ ЛЬОТНИЙ КОЛЕДЖ**

Циклова комісія аеронавігації

ТЕКСТ ЛЕКЦІЇ

навчальної дисципліни

«Гідравліка та гідропневмопристрої авіаційної техніки»

обов'язкових компонент

освітньо-професійної програми першого (бакалаврського) рівня вищої освіти

Технічне обслуговування та ремонт повітряних суден і авіадвигунів

за темою № 6 - «Витікання рідини через отвори і насадки»

Вінниця 2023

ЗАТВЕРДЖЕНО

Науково-методичною радою
Харківського національного
університету внутрішніх справ
Протокол від 30.08.2023 № 7

СХВАЛЕНО

Методичною радою
Кременчуцького льотного коледжу
Харківського національного
університету внутрішніх справ
Протокол від 28.08.2023 № 1

ПОГОДЖЕНО

Секцією науково-методичної ради
ХНУВС з технічних дисциплін
Протокол від 29.08.2023 № 7

Розглянуто на засіданні циклової комісії аеронавігації, протокол від 28.08.2023 р № 1.

Розробник:

викладач циклової комісії аеронавігації, доцент, к.т.н. Павленко О. В.

Рецензенти:

1. викладач Кременчуцького льотного коледжу Харківського національного університету внутрішніх справ, к.т.н., старший науковий співробітник, спеціаліст вищої категорії, викладач-методист Тягній В. Г.
2. доцент кафедри автомобілів і тракторів Кременчуцького національного університету ім. Михайла Остроградського, к.т.н., Черненко С. М.

План лекції

1. Витікання через малі отвори в тонкій стінці при постійному напорі
2. Витікання при недосконалому стисканні
- 3 Витікання під рівень
- 4 Витікання через насадки при постійному напорі
- 5 Витікання через отвори і насадки при змінному напорі (спорожнення посудин)

Рекомендована література:

Основна література

1. Федорець В.О., Педченко М.Н., Федорець О.О. Технічна гідромеханіка. Гідравліка та гідропневмопривод. Підручник. Житомир.: ЖІТІ, 1998. – 412 с.
2. Кулінченко, В. Р. Гідравліка, гідравлічні машини і гідропривід: підручник / В. Р. Кулінченко. — Київ: ІНК ОС, Центр навчальної літератури, 2006. - 616 с.
3. Рогалевич Ю.П. Гідравліка / Ю.П. Рогалевич. – К. : Вища шк., 1993. – 255 с.
4. Холоменюк М.В. Насосні та вентиляторні установки. – Дніпропетровськ: Національний гірничий університет, 2005. – 330 с.
4. Навроцький Б. І. Механіка рідин : [підруч. для техн. вузів]/ Б.І. Навроцький, Є. Сухін. — К. : ДІА, 2003. — 416 с.
5. Гідравліка та гідропривод: збірник задач і вправ : навч. посіб./ Л. В. Возняк, Р. Ф. Гімер, П. Р. Гімер [та ін.]. - Івано-Франківськ: Факел, 2018. - 283 с.

Допоміжна література

6. Расчет, проектирование и эксплуатация объемного гидропривода : учеб. пособие для студ. вузов / З.Л. Финкельштейн, О.М. Яхно, В.Г. Чебан и [др.]. — К.: КПИ, 2006. — 216 с.
7. Мандрус В.І., Лендїй Н.П. Машинобудівна гідравліка. Задачі та приклади. Навчальний посібник. Львів:, Світ, 1995.-264с.
8. Промисловий гідропривод : Практичний poradник / З.Л. Фінкельштейн, О.М. Яхно, І.С. Корощупов, К.С. Коваленко ; м-во освіти і науки, молоді та спорту України. ДонДТУ.НТУУ "КПІ". — Алчевськ : ДонДТУ ; К. : НТУУ "КПІ", 2012. — 176 с.
9. Башта Т.М. Надежность гидравлических систем ВС. Учебник. М.: Транспорт, 1986.-279с.
10. Артемьева Т.В., Лысенко Т.М. Гидравлика, гидромашины и гидропневмопривод. Учебник. М.: Изд. Центр "Академия", 2006.-336 с.
11. Справочник по гидравлике / В. А. Большаков, Ю. М. Константинов, В. Н. Попов и др. — 2-е изд. — К.: Вища шк. Головное изд-во, 2004.
12. Мандрус В.І. Гідравлічні та аеродинамічні машини. Підручник. Львів:, "Магнолія -2006", 2007.-340 с.

13. Сидоренко В.П., Яхно О.М. Гідравліка і гідроприводи. Навчальний посібник. К.: Університет "Україна", 2007.-164 с.

15. Левицький Б. Ф. Гідравліка. Загальний курс / Б. Ф. Левицький. Н. П. Лещій. — Львів: Світ, 1994. — 264 с.

16. Гідравліка, гідро- та пневмопривод. Навчально-методичний посібник для студентів інженерних спеціальностей ЗДІА/ Укл. В.К. Тарасов, О.В. Новокщона. Запоріжжя: Видавництво ЗДІА, 2010. - 132 с.

Текст лекції

1. Витікання через малі отвори в тонкій стінці при постійному напорі

Розглянемо різні випадки витікання рідини з резервуарів, баків, котлів через отвори і насадки (короткі трубки різної форми) в атмосферу або в простір, заповнений газом або тієї ж рідиною. Цей випадок руху рідини характерний тим, що в процесі закінчення запас потенційної енергії, якою володіє рідина в резервуарі, перетворюється з більшими чи меншими втратами в кінетичну енергію вільного струменя або крапель.

Основним питанням, є визначення швидкості витікання і витрати рідини для різних форм отворів і насадків.

Розглянемо великий резервуар з рідиною під тиском p_0 , має мале круглий отвір в стінці на досить великій глибині H_0 від вільної поверхні (рис. 1.78). Через цей отвір рідина витікає в повітряний (газовий) простір з тиском p_1 .

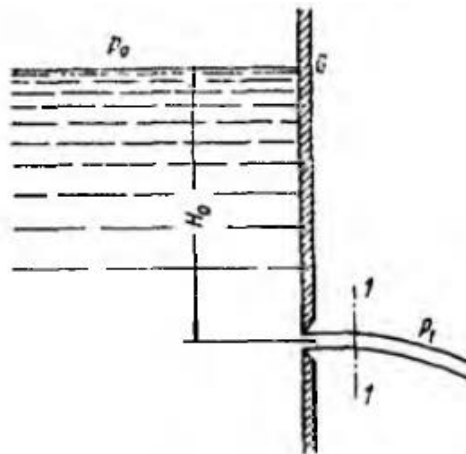


Рисунок 1.78 - Витікання з резервуара через малий отвір

Нехай отвір (рис. 1.79 а) тобто виконано у вигляді свердління в тонкій стінці без обробки входної кромки або (рис. 1.79, б) виконано в товстій стінці, але із загостренням входної кромки з зовнішньої сторони.

Умови витікання рідини в цих двох випадках будуть абсолютно однаковими:

- 1) частинки рідини наближаються до отвору з усього прилеглого об'єму, рухаючись прискорено по різним плавним траєкторіям (рис. 1.79, а).
- 2) Струмінь відривається від стінки у кромки отвору і потім кілька стискається.

3) Циліндричну форму струмись приймає на відстані, що дорівнює приблизно одному діаметру отвору.

Стиснення струменя обумовлено необхідністю плавного переходу від різних напрямків руху рідини в резервуарі, в тому числі від радіального руху по стінці, до осевого руху в струмені.

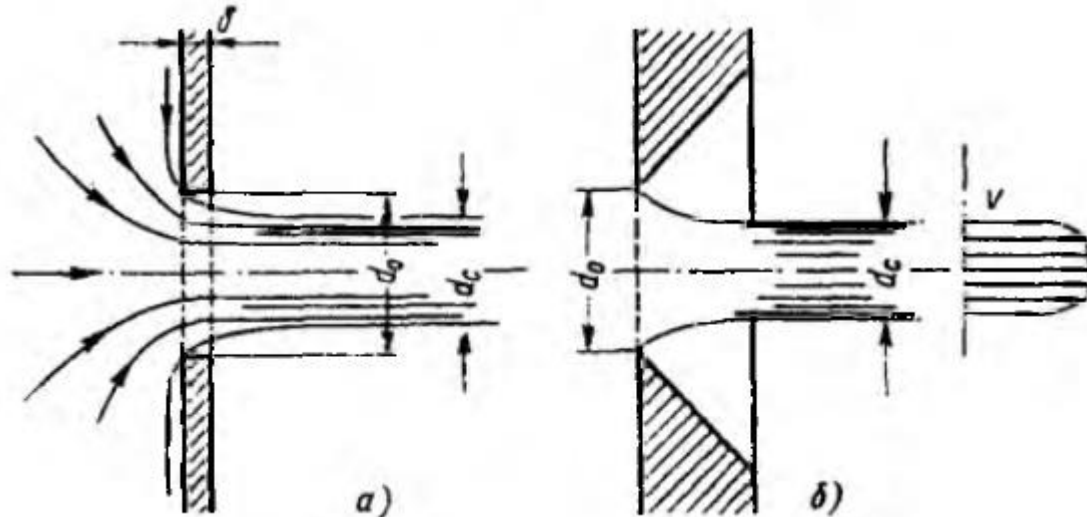


Рисунок 1.79 - Витікання через круглий отвір

Так як розмір отвору передбачається малим в порівнянні з напором H_0 і розмірами резервуара, і отже, його бічні стінки і вільна поверхня рідини не впливають на надходження рідини до отвору, то спостерігається досконале стиснення струменя - найбільше стиснення на відміну від недосконалого стиснення, яке розглянуто нижче.

Ступінь стиснення оцінюється *коефіцієнтом стиснення* ε , рівним відношенню площі стисненого поперечного перерізу струменя до площі отвору

$$\varepsilon = S_c/S_0 = (d_c/d_0)^2. \quad (1.123)$$

Швидкість витікання

$$v = \frac{1}{\sqrt{\alpha + \zeta}} \sqrt{2gH} = \varphi \sqrt{2gH}, \quad (1.124)$$

де φ - коефіцієнт швидкості

$$\varphi = 1/\sqrt{\alpha + \zeta}. \quad (1.125)$$

У випадку ідеальної рідини $\zeta = 0$, $\alpha = 1$ отже $\varphi = 1$ і швидкість витікання ідеальної рідини

$$v_{\text{и}} = \sqrt{2gH}. \quad (1.126)$$

З розгляду формули (1.124) можна зробити висновок, що коефіцієнт швидкості φ є відношення дійсної швидкості витікання до швидкості ідеальної рідини

$$\varphi = v/\sqrt{2gH} = v/v_{\text{и}}.$$

Дійсна швидкість витікання v завжди трохи менше ідеальної через опір, отже, коефіцієнт швидкості ϕ завжди менше одиниці.

Розподіл швидкостей по перетину струменя є рівномірним лише в середній частині перетину (в ядрі струменя), зовнішній же шар рідини кілька загальмований через тертя об стінку (рис. 1.79, б). Як показують досліди, швидкість в ядрі струменя практично дорівнює ідеальної тому введений коефіцієнт швидкості ϕ слід розглядати як коефіцієнт середньої швидкості. Якщо витікання відбувається в атмосферу, то тиск по всьому перетину циліндричної струменя дорівнює атмосферному.

Витрата рідини як твір дійсної швидкості витікання на фактичну площу перерізу струменя, а потім, використовуючи співвідношення (1.123) і (1.124), отримаємо

$$Q = S_c v = \epsilon S_0 \phi \sqrt{2gH}. \quad (1.128)$$

Добуток коефіцієнтів ϵ і ϕ прийнято позначати буквою μ і називати коефіцієнтом витрати отже

Тоді формулу (1.128) можна остаточно записати так

$$\begin{aligned} Q &= \mu S_0 \sqrt{2gH} \quad \text{або} \\ Q &= \mu S_0 \sqrt{2\Delta p / \rho}, \end{aligned} \quad (1.129)$$

де Δp - розрахункова різниця тисків, під дією якої відбувається витікання.

Цей вираз (1.129) вирішує основну задачу - визначення витрати. Він може бути застосованим для всіх випадків витікання. Труднощі використання цього виразу полягає в досить точній оцінці коефіцієнта витрати μ .

Його фізична суть в наступному (з рівняння (1.129))

$$\mu = \frac{Q}{S_0 \sqrt{2gH}} = \frac{Q}{S_0 v_{\text{и}}} = \frac{Q}{Q'_{\text{и}}}.$$

Це означає, що коефіцієнт витрати μ є відношення дійсної витрати до тієї витрати $Q'_{\text{и}}$, яка мала б місце за відсутності стиснення струменя і опору. Величина $Q'_{\text{и}}$ не є витратою при витіканні ідеальної рідини, так як стиснення струменя матиме місце і при відсутності гідравлічних втрат.

Дійсна витрата завжди менше теоретичної, і, отже, коефіцієнт μ витрати завжди менше одиниці внаслідок впливу двох факторів: стиснення струменя і опору. В одних випадках більше впливає перший фактор, в інших - другий. Введені в розгляд коефіцієнти стиснення ϵ , опору ζ , швидкості ϕ і витрати μ залежать в першу чергу від типу отвору і насадка, а також, як і всі безрозмірні коефіцієнти в гідравліці, від основного критерію гідродинамічної подібності — числа Re.

На рис. 1.80 показані залежності коефіцієнтів ϵ , ϕ і μ для круглого отвору від Re , підрахованого по ідеальній швидкості витікання

$$Re_{\text{и}} = v_{\text{и}} d / \nu = d \sqrt{2gH} / \nu.$$

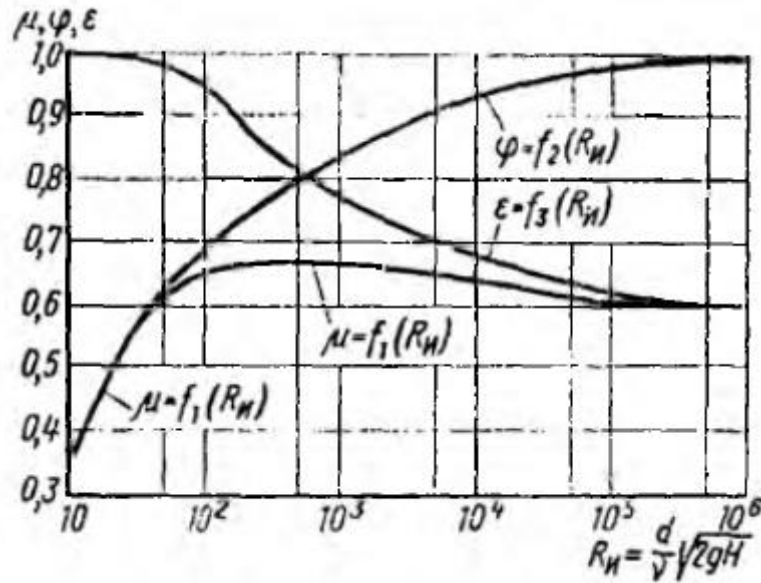


Рисунок 1.80 - Залежність ϵ , φ і μ від Re_i для круглого отвору в тонкій стінці

З графіка видно, що зі збільшенням Re тобто із зменшенням впливу сил в'язкості, коефіцієнт φ зростає в зв'язку з зменшенням коефіцієнта опору ζ , а коефіцієнт ϵ зменшується внаслідок зменшення гальмування рідини у кромки отвору і збільшення радіусів кривизни поверхні струменя на її ділянці від кромки до початку циліндричної частини. Значення коефіцієнтів φ і ϵ при цьому асимптотично наближаються до їх значень, відповідним закінченню ідеальної рідини - при $Re \rightarrow \infty$ значення $\varphi \rightarrow 1$ і $\epsilon \rightarrow 0,6$.

Коефіцієнт витрати μ , який визначається добутком ϵ на φ , зі збільшенням Re спочатку збільшується, що обумовлено крутим зростанням φ , а потім, досягнувши максимального значення 0,69, зменшується в зв'язку зі значним падінням ϵ і при великих Re_i практично стабілізується на значенні, рівному 0,60-0,61.

В області досить малих $Re_i < 25$ вплив в'язкості настільки великий, а гальмування рідини у кромки настільки значно, що стиснення струменя відсутня ($\epsilon = 1$) і $\varphi = \mu$.

Для малов'язких рідин (води, бензину, гасу та ін.), Закінчення яких зазвичай відбувається при досить великих числах Re , коефіцієнти витікання змінюються в невеликих межах. У розрахунках звичайно приймають такі їх осереднені значення: $\epsilon = 0,64$; $\varphi = 0,97$; $\mu = 0,62$; $\zeta = 0,065$.

2. Витікання при недосконалому стисканні

Недосконале стиснення струменя спостерігається в тому випадку, коли на витікання рідини через отвір і на формування струменя впливає близькість бічних стінок резервуара. Обмежимося розглядом окремого випадку, коли отвір розташований па однакових відстанях від цих стінок тобто на осі

симетрії резервуара (рис. 1.81). Так як бічні стінки частково направляють рух рідини при підході до отвору, струмінь по виході з отвору стискається в меншій мірі, ніж при витіканні з резервуара необмежених розмірів, як це розглядалося вище для досконалого стиснення. Внаслідок зменшення стиснення струменя зростає коефіцієнт стиснення ϵ , а отже, і коефіцієнт витрати μ .

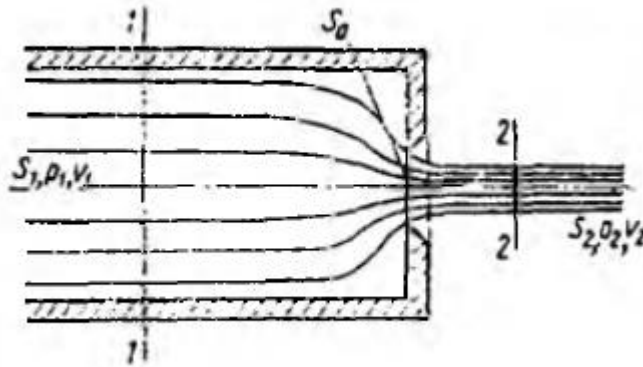


Рисунок 1.81 – Схема недосконалого стиснення струменя

При витіканні рідин з циліндричного резервуара круглого перетину через круглий отвір, розташований в центрі торцевої стінки, при великих числах Re коефіцієнт стиснення ϵ можна знаходити формулою Н. Е. Жуковського для ідеальної рідини

$$\epsilon_1 = 0,57 + 0,043/(1,1 - n), \quad (1.131)$$

де $n = S_0/S_1$ - відношення площі отвору до площі поперечного перерізу резервуара.

Коефіцієнт ζ опору отвору, а також коефіцієнт ϕ швидкості при недосконалому стисненні можна вважати незалежними від співвідношення n площ (якщо n не дуже близько до одиниці) і наближено рівними їх значенням за графіком на рис. 1.80. Тому коефіцієнт витрати $\mu = \epsilon\phi$, а витрата $Q = \mu_1 S_0 \sqrt{2gH}$, де напір H потрібно знаходити з урахуванням швидкісного напору в резервуарі

$$H = \frac{p_1 - p_2}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g}.$$

3. Витікання під рівень

Часто доводиться мати справу із витіканням рідини не в атмосферу і в газове середовище, а в простір, заповнений цією ж рідиною (рис. 1.82). Такий випадок називають витіканням під рівень, або витіканням через затоплений отвір.

У цьому випадку вся кінетична енергія струменя втрачається на вихроутворення, як при раптовому розширенні.

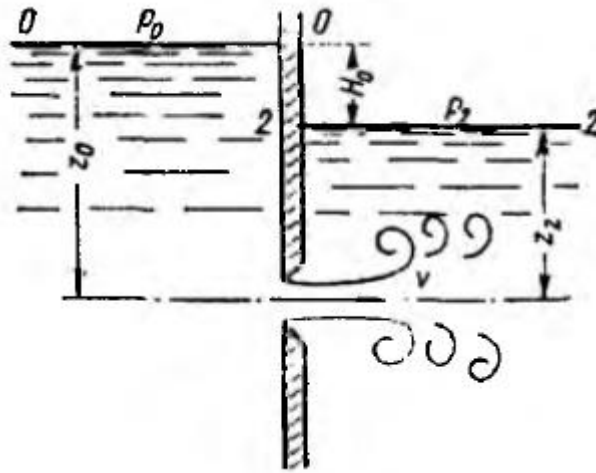


Рисунок 1.82 – Витікання під рівень

$$v = \frac{1}{\sqrt{\alpha + \zeta}} \sqrt{2gH} = \varphi \sqrt{2gH};$$

$$Q = vS_c = \epsilon \varphi S_0 \sqrt{2gH} = \mu S_0 \sqrt{2gH}.$$

Таким чином, маємо ті ж розрахункові формули, що і при витіканні в повітря (газ), тільки розрахунковий напір H в даному випадку являє собою різницю гідростатичних напорів по обидва боки стінки тобто швидкість і витрата не залежать від висоти розташування отвору.

Коефіцієнти стиснення і витрати при витіканні під рівень можна приймати ті ж, що і при витіканні в повітряне середовище.

4. Витікання через насадки при постійному напорі

Зовнішнім циліндричним насадком називається коротка трубка довжиною, рівній кільком діаметрам без заокруглення вхідної кромки (рис. 1.83, а).

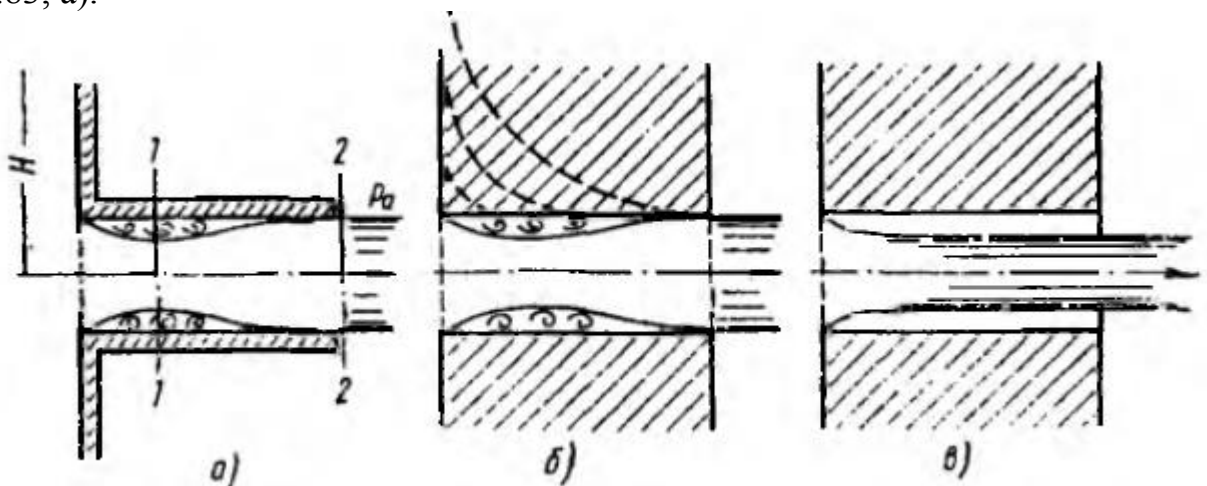


Рисунок 1.83 - Витікання через зовнішній циліндричний насадок

На практиці такий насадок часто виходить в тих випадках, коли виконують свердління в товстій стінці і не обробляють вхідну кромку (рис.

1.83, б). Витікання через такий насадок в газове середовище може відбуватися двояко. Схема течії, що відповідає першому режиму показана на рис. 1.83, а і б. Струмінь після входу в насадок стискається приблизно так само, як і при витіканні через отвір у тонкій стінці. Потім внаслідок взаємодії стислої частини струменя з навколишнім її завихреною рідиною, струмінь поступово розширюється до розмірів отвору і з насадка виходить повним перерізом. Цей *режим витікання* називають *безвідривним*.

Так як на виході з насадка діаметр струменя дорівнює діаметру отвору, то $\varepsilon = 1$ і, отже, $\mu = \varphi$.

Усереднені значення коефіцієнтів для цього режиму витікання малов'язких рідин (великі Re) такі

$$\mu = \varphi = 0,8; \quad \zeta = 0,5.$$

Коефіцієнт μ витрати циліндричного насадка при першому режимі витікання рідини в газове середовище залежить від відносної довжини насадка l/d і числа Re . На рис. 1.84 наведені дослідні криві залежності μ від Re для різних l/d , на підставі яких може бути рекомендована емпірична формула для коефіцієнта μ при *безвідривному* режимі витікання

$$\mu = \frac{1}{1,23 + \frac{58}{Re} \frac{l}{d}}.$$

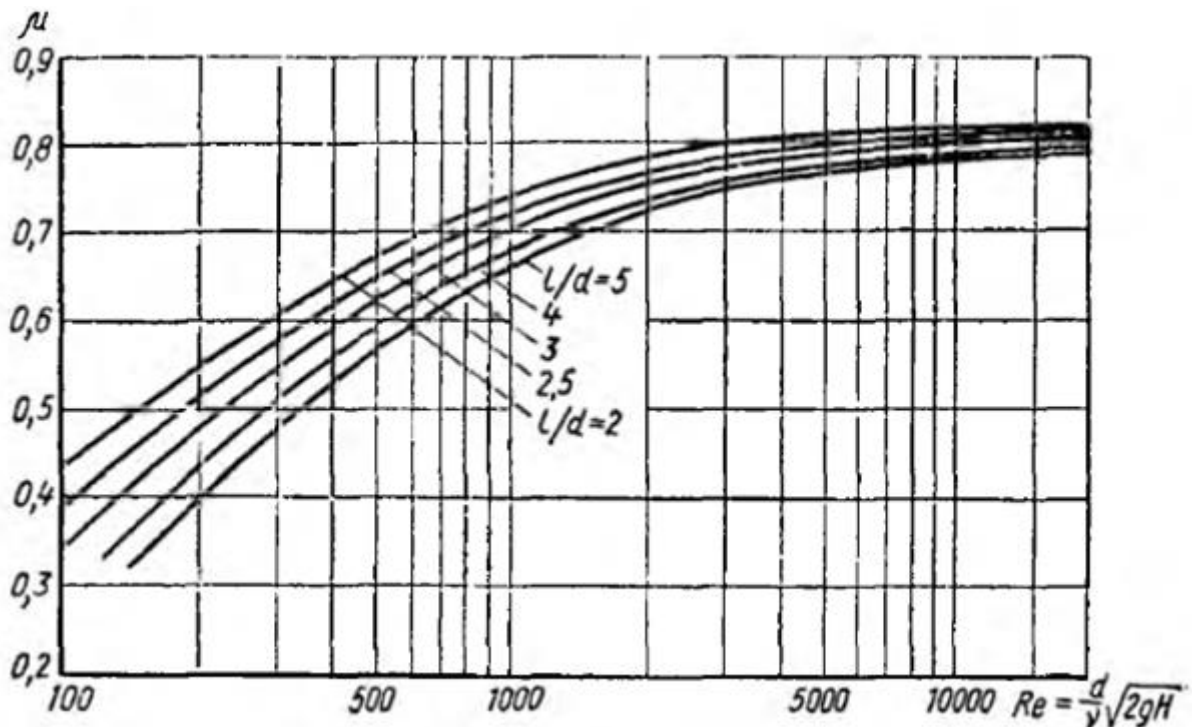


Рисунок 1.84 - Залежність коефіцієнта витрати зовнішнього циліндричного насадка від Re

Мінімальна відносна довжина насадка l/d , при якій може реалізуватися безвідливний режим витікання, дорівнює приблизно 1.

При деякому критичному напорі $H_{кр}$ абсолютний тиск всередині насадка (перетин 1-1) стає рівним нулю (або точніше дорівнює тиску насичених парів), і тому

$$H_{кр} \approx p_2 / (0,75 \rho g).$$

Перший режим існує при $H \leq H_{кр}$. При $H > H_{кр}$ відбувається раптова зміна режиму витікання, перехід від першого режиму до безвідливого (рис. 1.83, в).

Безвідливний режим витікання характеризується тим, що струмінь після стиснення вже не розширюється, а зберігає циліндричну форму і переміщається всередині насадка, не торкаючись його стінок. Витікання стає точно таким же, як і з отвору в тонкій стінці, з тими ж значеннями коефіцієнтів. Отже, при переході від першого режиму до другого швидкість зростає, а витрата зменшується завдяки стисненню струменя.

При витіканні через циліндричний насадок під рівень перший режим витікання не відрізнятиметься від описаного вище. Але коли абсолютний тиск всередині насадка завдяки збільшенню H падає до тиску насичених парів, переходу до другого режиму не відбувається, а починається кавітаційний режим, при якому витрата перестає залежати від протитиску p_2 тобто виходить ефект стабілізації.

Таким чином, при витіканні рідини через зовнішній циліндричний насадок під рівень коефіцієнт μ є функцією трьох безрозмірних критеріїв, а саме

$$\mu = f(l/d, Re, p).$$

Зовнішній циліндричний насадок має суттєві недоліки: на першому режимі - великий опір і недостатньо високий коефіцієнт витрати, а на другому - дуже низький коефіцієнт витрати. Недоліком є також подвійність режиму витікання в газове середовище при $H \leq H_{кр}$, а отже, двозначність витрати при даному H і можливість кавітації при витіканні під рівень.

При використанні циліндричного насадка (свердління в товстій стінці), наприклад, в якості жиклерів, дроселів або форсунок ці недоліки слід враховувати під час розрахунків або покращувати насадок.

Зовнішній циліндричний насадок може бути значно покращено шляхом заокруглення вхідної кромки (див. штрихові лінії на рис. 1.83) або пристрою конічного входу з кутом конусності близько 60° (див. жиклер на рис. 1.75). Чим більше радіус заокруглення, тим вище коефіцієнт витрати і нижче коефіцієнт опору. У граничному випадку при радіусі кривизни, що дорівнює товщині стінки, циліндричний насадок наближається до коноїдального насадка, або сопла.

Коніодальний насадок, або сопло, (рис. 1.86) окреслюється приблизно за формою природно стиснутого струменя і завдяки цьому забезпечує безвідливність течії всередині насадка і паралельність струй в вихідному перетині. Це досить поширений насадок, так як він має коефіцієнт витрати,

близький до одиниці, і дуже малі втрати (коефіцієнт стиснення $\varepsilon = 1$), а також стійкий режим течії без кавітації.

Значення коефіцієнта опору ті ж, що і при плавному звуженні $\zeta = 0,03 - 0,1$ (великим Re відповідають малі ζ і навпаки). Відповідно з цим $\mu = \varphi = 0,99 - 0,96$.

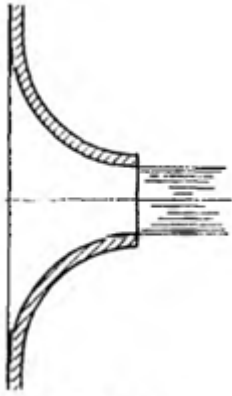


Рисунок 1.86 - Сопло

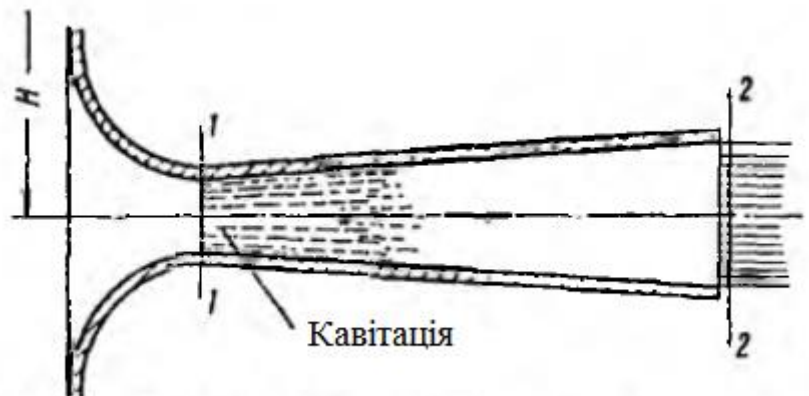


Рисунок 1.87 – Дифузорний насадок

Дифузорний насадок є комбінацією сопла і дифузора (рис. 1.87). Приставка дифузора до сопла тягне за собою зниження тиску у вузькому місці насадка, а отже, збільшення швидкості і витрати рідини через нього. При тому ж діаметрі вузького перетину, що і у сопла, і тому ж напорі дифузорний насадок може дати значно більшу витрату (збільшення до 2,5 рази), ніж сопло.

Такі насадки застосовують в тому випадку, коли задані діаметр вузького перетину і натиск і потрібно отримати якомога більшу витрату. Однак використовувати дифузорний насадок можна лише при невеликих напорах ($H = 1 - 4$ м), так як інакше у вузькому місці насадка виникає кавітація. Наслідком кавітації є збільшення опору і зменшення пропускної здатності насадка.

На рис. 1.88 показано падіння коефіцієнта витрати дифузорного насадка зі збільшенням напору внаслідок кавітації, що виникає у вузькому місці насадка при витіканні води в атмосферу.

Коефіцієнт витрати віднесений до площі вузького перетину

$$\mu_1 = Q/S_1 \sqrt{2gH}.$$

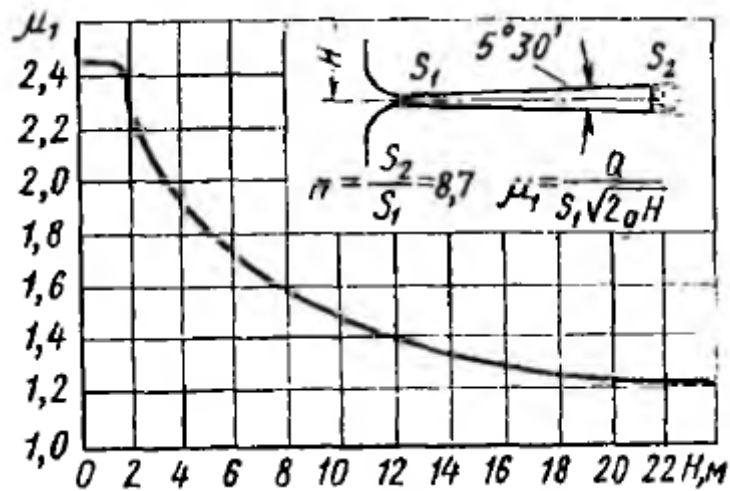


Рисунок 1.88 - Залежність коефіцієнта витрати μ_1 від напору H

Наведена крива отримана в результаті випробування дифузрного насадка, що має найвигідніший кут і ступенем розширення, які забезпечують найбільший коефіцієнт витрати.

Внутрішній циліндричний насадок, або насадок Борда, зображений на рис. 1.89. Там же схематично показані два режими витікання, аналогічні режимам закінчення через зовнішній циліндричний насадок; обриси струменя при першому режимі показані суцільними лініями, а при другому - штриховими. Так як частинки рідини наближаються до вхідного отвору насадка з усього прилеглого об'єму, а деякі з них, що потрапляють на периферію струменя, змінюють напрямок свого руху на 180° , то ступінь стиснення струменя в даному насадку більше, а коефіцієнт ϵ менше, ніж у зовнішньому циліндричному насадку

$$\epsilon = S_c / S_0 = 1/2.$$

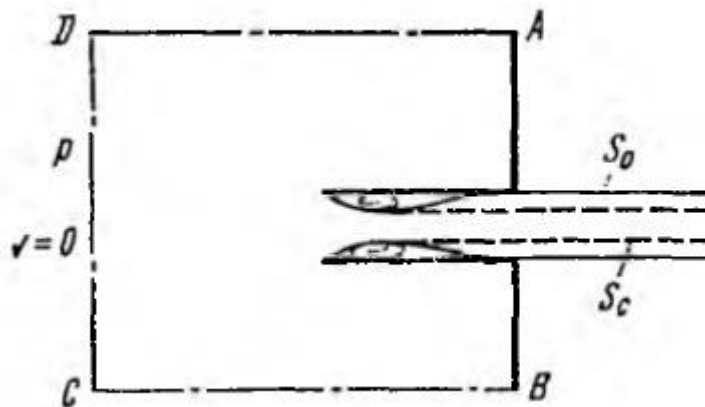


Рисунок 1.89 – Внутрішній циліндричний насадок

Цьому значенню ϵ відповідають значення коефіцієнтів витрати $\mu = 0,71$ і втрат $\zeta = 1$, що підтверджується дослідями при першому режимі витікання і великих числах Рейнольдса.

5. Витікання через отвори і насадки при змінному напорі (спорожнення посудин)

Розглянемо спорожнення відкритого в атмосферу судини довільної форми через донний отвір або насадок з коефіцієнтом μ (рис. 1.90). В цьому випадку витікання буде відбуватися при змінному, поступово зменшуваному напорі тобто суворо кажучи, течія є несталою.

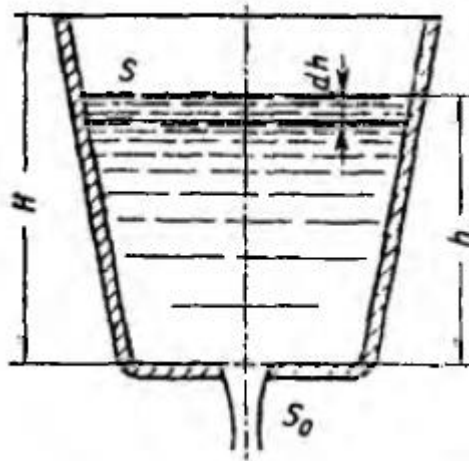


Рисунок 1.90 - Схема спорожнення резервуара

Однак якщо напір а, отже, і швидкість витікання змінюються повільно, то рух в кожен даний момент часу можна розглядати сталим, і для вирішення завдання застосувати рівняння Бернуллі (квазістаціонарне протягом). Позначивши змінну висоту рівня рідини в посудині, відлічувану від дна, через h , площа перетину резервуара на цьому рівні S , а площу отвору S_0 н взявши нескінченно малий відрізок часу dt , можна записати наступне рівняння об'ємів (рівність витеклих об'ємів, витрат)

$$S dh = -Q dt \quad \text{або} \quad S dh = -\mu S_0 \sqrt{2gh} dt,$$

де dh – зміна рівня рідини у посудині протягом dt .

Інтеграл можна підрахувати, якщо відомий закон зміни площі S по висоті h . Для призматичного судини $S = \text{const}$, тоді

$$t = \frac{S}{\mu S_0 \sqrt{2g}} \int_0^H \frac{dh}{\sqrt{h}} \quad \text{або} \quad t = \frac{2S}{\mu S_0 \sqrt{2g}} \sqrt{H} = \frac{2SH}{\mu S_0 \sqrt{2gH}}. \quad (1.137)$$

Чисельник цієї формули дорівнює подвоєному об'єму посудини, а знаменник являє собою витрату в початковий момент спорожнення, тобто при напорі H . Отже, час повного спорожнення судини в 2 рази більше часу закінчення того ж об'єму рідини при постійному напорі, що дорівнює початковому.

