

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ, МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ ВИЩИЙ НАВЧАЛЬНИЙ ЗАКЛАД
„НАЦІОНАЛЬНИЙ ГІРНИЧИЙ УНІВЕРСИТЕТ”

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ТА ЗАВДАННЯ

**ДО САМОСТІЙНОЇ РОБОТИ СТУДЕНТІВ ЗАОЧНО-ДИСТАНЦІЙНОЇ
ФОРМИ НАВЧАННЯ З ДИСЦИПЛІН ТЕПЛОТЕХНІЧНОГО ПРОФІЛЮ
ЗА НАПРЯМАМИ ПІДГОТОВКИ 6.050502 ІНЖЕНЕРНА МЕХАНІКА,
6.050701 ЕЛЕКТРОТЕХНІКА ТА ЕЛЕКТРОТЕХНОЛОГІЇ,
6.050702 ЕЛЕКТРОМЕХАНІКА**

Дніпропетровськ
2011

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ, МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ ВИЩИЙ НАВЧАЛЬНИЙ ЗАКЛАД
„НАЦІОНАЛЬНИЙ ГІРНИЧИЙ УНІВЕРСИТЕТ”



МЕХАНІКО-МАШИНОБУДІВНИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра гірничої механіки

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ТА ЗАВДАННЯ

**ДО САМОСТІЙНОЇ РОБОТИ СТУДЕНТІВ ЗАОЧНО-ДИСТАНЦІЙНОЇ
ФОРМИ НАВЧАННЯ З ДИСЦИПЛІН ТЕПЛОТЕХНІЧНОГО ПРОФІЛЮ
ЗА НАПРЯМАМИ ПІДГОТОВКИ 6.050502 ІНЖЕНЕРНА МЕХАНІКА,
6.050701 ЕЛЕКТРОТЕХНІКА ТА ЕЛЕКТРОТЕХНОЛОГІЇ,
6.050702 ЕЛЕКТРОМЕХАНІКА**

Дніпропетровськ
НГУ
2011

Методичні вказівки та завдання до самостійної роботи студентів заочно-дистанційної форми навчання з дисциплін теплотехнічного профілю за напрямками підготовки 6.050502 Інженерна механіка, 6.050701 Електротехніка та електротехнології, 6.050702 Електромеханіка / В.Г. Дерюгін, О.С. Савенчук, В.Г. Шворак, О.П. Трофимова. – Д.: Національний гірничий університет, 2011. – 27 с.

Автори: В.Г. Дерюгін, канд. техн. наук, доц.,
О.С. Савенчук, канд. техн. наук, доц.,
В.Г. Шворак, канд. техн. наук, доц.,
О.П. Трофимова, асист.

Затверджено методичною комісією з напрямку 0902 Інженерна механіка (протокол № 2 від 12.04.2011 р.) за поданням кафедри гірничої механіки (протокол № 15 від 30.03.2011 р.).

Методичні вказівки містять концептуальне викладення одного з головних питань дисципліни „Теплотехніка та енергетичні установки”, які пов’язані з витіканням ідеальних газів та водяної пари через сопла паро-газотурбінних установок. Наведено контрольні завдання і вихідні дані для розрахунків.

Відповідальний за випуск завідувач кафедри гірничої механіки д-р техн. наук, проф. В.І. Самуся

ЗМІСТ

Вступ.....	4
1. Аналіз процесу витікання ідеального газу через звужуюче сопло.....	5
2. Використання одержаної аналітичної залежності до розв'язання прикладних задач теплоенергетики.....	14
2.1. Витікання ідеального газу через звужуюче сопло (конфузор).....	14
2.1.1. Докритичний режим витікання.....	14
2.1.2. Критичний режим витікання.....	15
2.1.3. Надкритичний режим витікання.....	15
2.2. Витікання реального газу через звужуюче сопло (конфузор).....	16
2.2.1. Докритичний режим витікання.....	16
2.2.2. Критичний режим витікання.....	17
2.2.3. Надкритичний режим витікання.....	19
2.3. Особливості розрахунку комбінованого сопла (сопла Лавалю).....	20
3. Термодинаміка потоку при дроселюванні газів і пари.....	21
3.1. Розрахунок кінцевих параметрів потоку при дроселюванні.....	23
Список літератури.....	24
Додаток.....	25

ВСТУП

При вивченні дисципліни „Основи теплотехніки та енергетичні установки” студенти, які навчаються за напрямами підготовки 6.050502, 6.050701 і 6.050702 заочної форми навчання, зазнають певні труднощі, пов'язані з аналізом термодинаміки потоку, що рухається по каналах різної конфігурації парогазотурбінних установок і з тим, що в наявних підручниках і навчальних посібниках цей матеріал, як правило, висловлюється з використанням математичної залежності в загальному вигляді. Також виникають певні утруднення й при вирішенні значної кількості прикладних задач, пов'язаних з визначенням кінематичних і термодинамічних параметрів газоподібних потоків, що беруть участь у процесах перетворення теплової енергії в механічну роботу в енергетичних установках різних типів.

Відомо, що термодинамічні потоки газів мають великий тиск і температуру. Все це зумовлює істотний запас потенційної енергії потоку (енергії тиску), яка в спеціальних пристроях парових або газових турбін перетворюється на кінетичну (енергію потоку) за законом збереження енергії і технічну (механічну) роботу.

В даних методичних вказівках наводяться теоретичний аналіз процесу витікання газу (пари) через звужуючі та сопла постійного перерізу, а також через комбіновані сопла; розглянуто практичне використання одержаної аналітичної залежності для різних випадків витікання ідеального газу і водяної пари. На завершення відзначені особливості розрахунку комбінованого сопла (сопла Лавалю), що дозволяє одержати швидкість газового потоку, що перевищує локальну швидкість звуку в газі.

Методичні вказівки містять стандартні задачі: визначення режимів витікання газу (пари); обчислення кінематичних і термодинамічних параметрів потоків ідеальних газів і пари; розрахунок комбінованого сопла (сопла Лавалю).

Слід зазначити, що аналіз термодинаміки потоку ідеальних газів і водяної пари нами розглянутий з використанням рівняння першого закону термодинаміки для потоку (відкритих термодинамічних систем) в такому вигляді:

$$q = i_2 - i_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}, \quad (1)$$

де q – тепло, що передається газовому потоку (робочому тілу), що бере участь у процесі перетворення енергії тепла в механічну роботу, кДж/кг; $i_2 - i_1$ – різниця ентальпії потоку відповідно на виході і вході в спеціальний канал, що служить для перетворення потенційної енергії тиску в кінетичну енергію руху, кДж/кг; $c_2^2 - c_1^2$ – різниця швидкостей газового потоку відповідно на виході і вході в спеціально спрофільований канал, м/с.

З метою закріплення знань, набутих у процесі вивчення даного розділу, студенти-енергетики виконують індивідуальне завдання, видане викладачем. Варіанти вказаних завдань наведені в додатках до методичних вказівок.

1. АНАЛІЗ ПРОЦЕСУ ВИТІКАННЯ ІДЕАЛЬНОГО ГАЗУ ЧЕРЕЗ ЗВУЖУЮЧЕ СОПЛО

Розглянемо резервуар (акумулятор газоподібного робочого тіла), заповнений газом з параметрами p_1, v_1, T_1, c_1 (підтримуються сталими). Газ через сопло (спеціально спрофільований канал) витікає в середовище з тиском p_2 . Решта параметрів газоподібної речовини на виході v_2, T_2, c_2 (рис. 1).

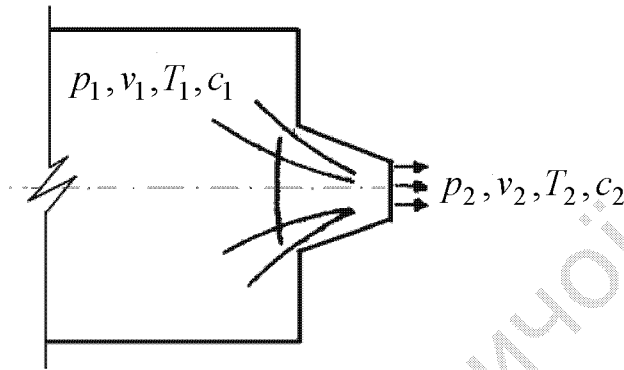


Рис. 1. Схема витікання газу через звужуюче сопло

Для визначення швидкості витікання газу (а надалі і масової витрати) скористаємося рівнянням першого закону термодинаміки для потоку (1), прийнявши відповідні умови витікання.

- Рух газу через сопло є стаціонарним; це значить, що в будь-якому його перерізі термодинамічні і кінематичні параметри не міняються з часом.

Для даного випадку справедливе рівняння нерозривності потоку, відповідно до якого через будь-який поперечний переріз каналу протікає стала маса робочого тіла, тобто

$$m = \frac{fc}{v} = \text{const} \quad \text{чи} \quad mv = fc = \text{const}, \quad (2)$$

де m – витрата газу, кг/с; f – переріз потоку, м^2 ; c – середня швидкість газу, м/с; v – питомий об'єм газу, $\text{м}^3/\text{кг}$.

- Довжина сопла, як правило, невелика, швидкість руху газу в соплі досягає декількох сот метрів за секунду, завдяки чому елемент потоку проходить його за частки секунди. Все вищесказане дозволяє нехтувати теплообміном між газом, що рухається, і поверхнею сопла, а процес витікання газу – вважати адіабатним.
- Враховуючи, що переріз резервуара значно більше перерізу сопла на виході, нехтуємо також і швидкістю газу перед соплом c_1 .

З урахуванням прийнятих умов витікання рівняння першого закону термодинаміки для потоку набуває вигляду:

$$i_2 - i_1 + \frac{c_2^2}{2} = 0. \quad (3)$$

З рівняння (3) знаходимо швидкість потоку газу на виході з сопла, яка визначиться як

$$c_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)}. \quad (4)$$

При аналізі витікання ідеального газу для визначення швидкості c_2 доцільно користуватися функціональною залежністю вигляду $c_2 = f(p_1, p_2)$, в якій швидкість витікання газу через сопло розглядається як функція тиску газу в резервуарі і тиску атмосфери навколишнього середовища, куди газ витікає.

Ентальпію ідеального газу обчислюють за відомим виразом:

$$i = c_p T, \quad (5)$$

де c_p – масова теплоємність газу при постійному тиску, кДж/(кг·К);

T – абсолютна температура газу, К.

Використовуючи рівняння Майєра і значення показника адіабатного процесу, запишемо формулу ентальпії газового потоку:

$$i = \frac{k}{k-1} RT, \quad (6)$$

де k – показник адіабатного процесу; R – газова стала, кДж/(кг·К).

Підставивши значення ентальпії з (6) в (4), одержимо:

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R(T_1 - T_2)}. \quad (7)$$

Замінивши $R(T_1 - T_2)$ на $(p_1 v_1 - p_2 v_2)$, відповідно до рівняння Менделєєва–Клапейрона для одного кілограма, маємо

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)}. \quad (8)$$

Перетворимо рівняння (8) до вигляду

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}\right)}. \quad (9)$$

Спростимо вираз у дужках, використовуючи для цього залежність між абсолютним тиском і питомим об'ємом в адіабатному процесі. Тоді

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right)}. \quad (10)$$

З метою подальшого спрощення одержаного відношення $\frac{p_2}{p_1}$, тобто відношення тиску за соплом до тиску газу перед соплом, позначимо через β . Тоді рівняння (10) запишеться так:

$$\text{або } \left. \begin{aligned} c_2 &= \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \beta^{\frac{k-1}{k}}\right)} \\ c_2 &= \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1 \left(1 - \beta^{\frac{k-1}{k}}\right)} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

З останнього видно, що швидкість газу через сопло визначається лише початковими параметрами газу, природою газу і відношенням кінцевого тиску до початкового.

Обчислимо масову витрату газу. Розв'язуючи рівняння (2) і підставляючи c_2 з рівняння (11), одержимо:

$$m = f_2 \sqrt{\frac{1}{v_2} \frac{2k}{k-1} RT_1 \left(1 - \beta^{\frac{k-1}{k}}\right)}. \quad (12)$$

Невідомий питомий об'єм газу на виході із сопла визначимо з аналітичної залежності між абсолютним тиском і питомим об'ємом в адіабатному процесі,

$$\text{тобто } v_2 = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}} v_1 \text{ або } v_2 = \frac{v_1}{\beta^{\frac{1}{k}}}.$$

Після підстановки в (12) значення питомого об'єму v_2 і подальших нескладних перетворень одержимо:

$$m = f_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1^2} \left(\beta^{\frac{2}{k}} - \beta^{\frac{k+1}{k}} \right)}. \quad (13)$$

З аналізу одержаної формули виходить, що масова витрата газу, як і швидкість його витікання, визначаються лише початковими параметрами, природою газу і відношенням кінцевого тиску до початкового. Якщо $\beta = 1$, тобто при $p_2 = p_1$, масова витрата газу дорівнює нулю. Це значить, що при однаковому тиску в резервуарі і навколишньому середовищі витікання газу через сопло не відбувається.

Здавалося б, при $\beta = 0$, що по суті суперечить здоровому глузду, тобто при $p_2 = 0$ (витікання у вакуум), або при $p_1 = \infty$ (тиск у посудині нескінченно великий) масова витрата повинна була бути максимальною. Проте відповідно до рівняння (13) і в цьому випадку тиск теж дорівнює нулю.

З метою подальшого аналізу процесу витікання побудуємо функціональну залежність $m = f(\beta)$, підставляючи значення β в межах від 1 до 0 (рис. 2). Проаналізувавши графічну залежність, робимо висновок, що із зменшенням β масова витрата збільшується (суцільна крива cb), досягаючи максимальної величини при $\beta \cong 0,5$, а потім знов зменшується до нуля (пунктирна крива ab).

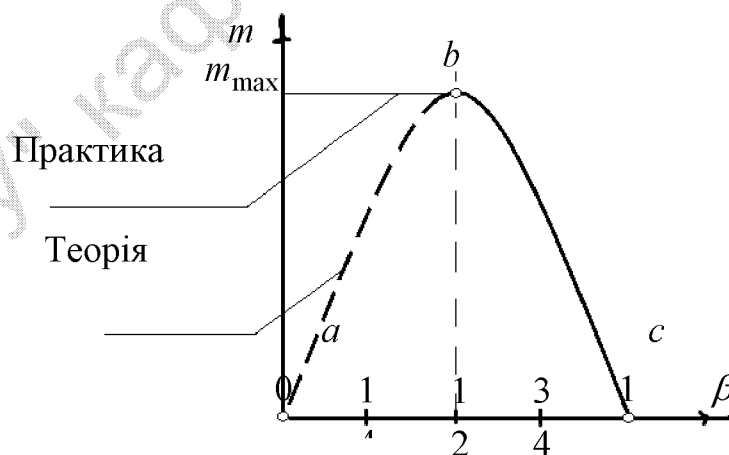


Рис. 2. Графік функціональної залежності $m = f(\beta)$

Залежності питомого об'єму і швидкості газу від β в тих самих числових межах зміни β наведені відповідно на рис. 3 і 4.

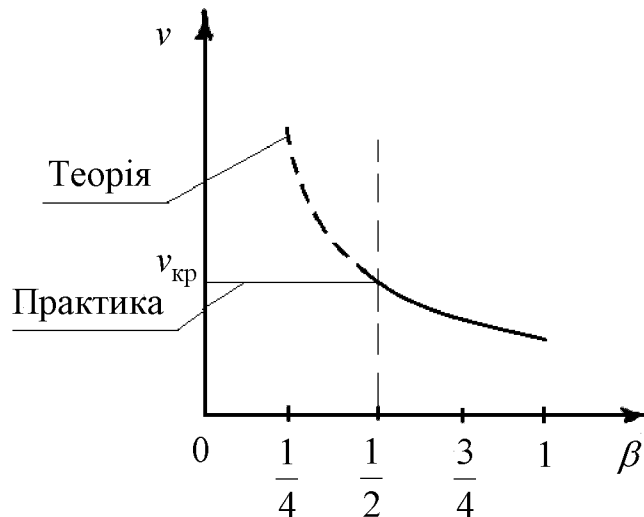


Рис. 3. Графічна залежність $v = f_1(\beta)$

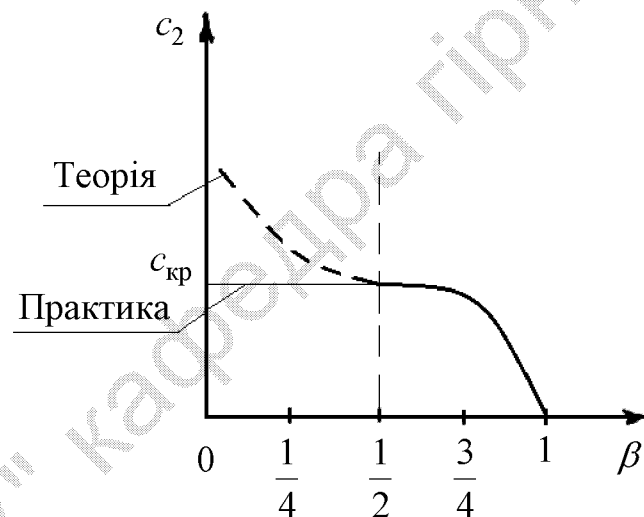


Рис. 4. Графічна залежність $c_2 = f_2(\beta)$

Експериментальна перевірка одержаного рівняння показує, що права гілка параболи (рис. 2, *cb*) повністю узгоджується з теорією. Що ж до лівої гілки параболи (рис. 2, *ba*), то тут бажаного збігу теорії з практикою немає і масова витрата залишається величиною сталою, яка дорівнює максимальному значенню. Аналогічна поведінка зберігається для таких термодинамічних і кінематичних параметрів потоку, як питомий об'єм і швидкість у тих самих числових межах зміни величини β .

Відношення тисків, при якому досягається максимальна витрата газу через сопло, називають критичним і позначають $\beta_{кр}$. Таким чином, для області значень $\beta_{кр} < \beta < 1$ тиск навколишнього середовища і результати досвіду

повністю узгоджуються з теорією. Для області значень $0 < \beta < \beta_{кр}$ тиск в усті сопла не дорівнює тиску навколишнього середовища і результати практики не узгоджуються з теорією (рис. 2, 3 і 4 – пунктирні криві).

Ця суперечність між теорією і практикою може бути пояснена з погляду фізики. Пружні деформації або збурення, що виникають при зміні тиску навколишнього середовища за соплом, розповсюджуються в газоподібному середовищі у всі сторони, у тому числі і проти струмину або течії газового потоку, із швидкістю звуку $a_{зв}$. Доти, поки фактична швидкість витікання газу c_2 залишається менше швидкості звуку, пружні деформації передаються уздовж струменя зі швидкістю $a_{зв} - c_2$, що веде до зростання масової витрати газу. Але коли швидкості стають однаковими, тобто $a_{зв} = c_2$, ніяке зменшення тиску навколишнього середовища, тобто збурення, що виникають при цьому, не може передаватися (вони як би зносяться струменем газу, що має таку саму швидкість) і на зрізі сопла встановлюється тиск $p_{2кр}$. Починаючи з цього моменту, подальше зниження тиску за соплом не впливає на тиск $p_{2кр}$ на зрізі сопла і на швидкість $c_{2кр}$, а також не змінює максимальної витрати m_{max} . Отже, швидкість газу і витрата залишаються величинами сталими.

З теорії диференціального числення відомо, що для знаходження максимуму цієї функції (витрати) необхідно взяти першу похідну від виразу, що впливає на цю функцію і визначає її, і прирівняти нулю. Тоді значення $\frac{p_2}{p_1}$, що перетворює похідну в нуль, і буде значенням $\beta_{кр}$. Таким у рівнянні (13) є вираз у дужках під знаком радикала, тобто

$$\left| \beta^{\frac{2}{k}} - \beta^{\frac{k+1}{k}} \right|^I = 0$$

і

$$\beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (14)$$

У результаті аналізу рівняння (14) дійшли висновку, що $\beta_{кр}$ залежить тільки від природи газу, оскільки воно визначається показником адиабати. Відповідно до значення коефіцієнтів адиабатного процесу для одно- і багатоатомних газів, а також для всіх видів водяної пари і відповідно до рівняння (14) $\beta_{кр}$ приймає такі числові значення: для одноатомних газів $\beta_{кр} = 0,487$; для двоатомних газів і повітря $\beta_{кр} = 0,528$; для три- і багатоатомних газів $\beta_{кр} = 0,546$; для перегрітої пари $\beta_{кр} = 0,544$; для вологої (сухої) пари $\beta_{кр} = 0,577$.

З рівняння (14) можна визначити тиск у вихідному перерізі сопла при досягненні максимальної витрати або так званій критичний тиск з виразу $p_{кр} = \beta_{кр} p_1$.

Критичний тиск є якнайменшим тиском, який встановлюється у вихідному перерізі звужуючого сопла при витіканні будь-якого газу.

Обчислимо значення критичної швидкості газу. Для цього в рівняння (11) підставимо значення $\beta_{кр}$ з рівняння (14). Тоді після підстановки і відповідних перетворень одержуємо

$$c_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} p_1 v_1} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_1}. \quad (15)$$

Аналіз формули (15) показує, що критична швидкість потоку залежить тільки від початкових параметрів і природи газу і не залежить від параметрів середовища, куди газ витікає.

Перетворимо одержане рівняння (15). Для цього початковий тиск і питомий об'єм виразимо через критичні параметри в адіабатному процесі.

Тоді після підстановки маємо:

$$p_1 = p_{кр} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (16)$$

і

$$v_1 = v_{кр} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (17)$$

Набуті значення p_1 і v_1 підставимо в рівняння (15). Тоді після перетворення одержуємо таку формулу

$$c_{кр} = \sqrt{kp_{кр} v_{кр}}. \quad (18)$$

З курсу фізики відомо, що швидкість звуку в газі обчислюється за рівнянням вигляду

$$a_{зв} = \sqrt{kp_{кр} v_{кр}}. \quad (19)$$

Порівнюючи рівняння (18) і (19), бачимо, що критична швидкість газу при витіканні через конфузور дорівнює місцевій швидкості звуку, тобто $c_{кр} = a_{зв}$. Таким чином, при протікання газу через конфузور максимальна швидкість витікання не може перевищити місцеву швидкість розповсюдження звуку в газі.

Слід відмітити, що закономірності, одержані при витіканні газу через звужуюче сопло, справедливі для сопел постійного перерізу: це дозволяє використовувати одержану аналітичну залежність для розрахунку циліндричних сопел.

Враховуючи розглянуте вище, виникають питання: чи можна на виході з сопла одержати швидкість газу більше швидкості звуку? За яких умов може бути одержана швидкість газу, яка буде перевищувати швидкість звуку, тобто надзвукова швидкість?

Для відповіді на ці питання проаналізуємо рівняння нерозривності потоку (2) після його логарифмування. Маємо $\ln m + \ln v = \ln f + \ln c$.

За умови постійної масової витрати диференціюємо його по кожній змінній. Тоді

$$\frac{dv}{v} = \frac{df}{f} + \frac{dc}{c}. \quad (20)$$

Звідки

$$\frac{df}{f} = \frac{dv}{v} - \frac{dc}{c}. \quad (21)$$

Аналіз рівняння (21) показує, що якщо відносна зміна швидкості більше відносної зміни питомого об'єму, переріз повинен зменшуватися, тобто

$$\frac{dv}{v} - \frac{dc}{c} < 0 \quad \text{або} \quad \frac{dc}{c} > \frac{dv}{v}, \quad \text{тоді} \quad \frac{df}{f} < 0.$$

В цьому випадку тиск навколишнього середовища більше критичного і процес адіабатного розширення відбувається в межах довжини звужуючого сопла. А це значить, що весь запас потенційної енергії (тиск потоку) переходить в кінетичну (енергію руху) (рис. 5).

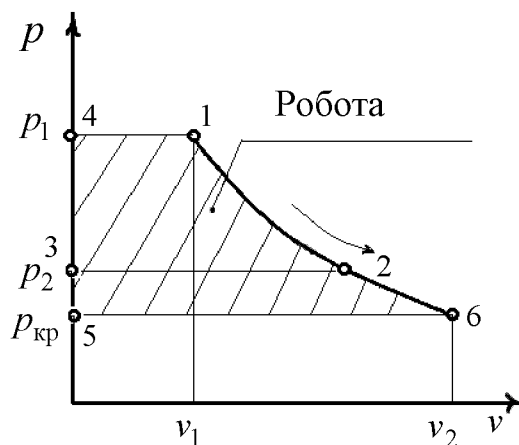


Рис. 5. Адіабатне розширення газу від p_1 до $p_2 \geq p_{кр}$

Якщо тиск навколишнього середовища дорівнює критичному, перетворення потенційної енергії потоку в кінетичну енергію струменя також відбувається в межах довжини звужуючого сопла (рис. 5).

Коли відносна зміна швидкості менше відносної зміни питомого об'єму, переріз повинен збільшуватися, тобто

$$\frac{dv}{v} - \frac{dc}{c} > 0 \quad \text{або} \quad \frac{dc}{c} < \frac{dv}{v}, \quad \text{тоді} \quad \frac{df}{f} > 0.$$

В цьому випадку тиск навколишнього середовища p_2 менше критичного, встановлюваного на зрізі звужуючого сопла $p_{кр}$, що зумовлює лише часткове адіабатне розширення газу в межах довжини сопла (від p_1 до $p_{кр}$). Останнє спричиняє лише часткове перетворення запасу потенційної енергії потоку (енергії тиску) в кінетичну (енергію руху). Для решти потенційної енергії від $p_{кр}$ до p_2 перетворення відбувається за межами довжини сопла (рис. 6), тобто для газового потоку вона є втраченою.

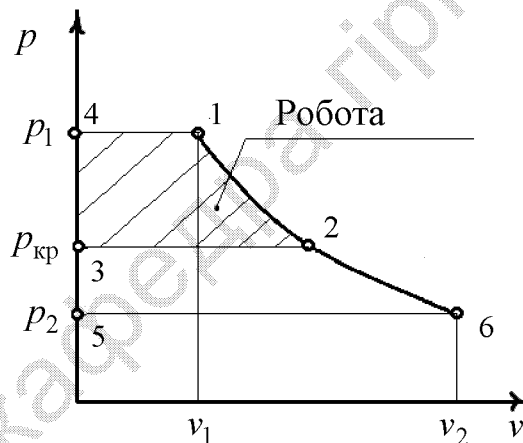


Рис. 6. Адіабатне розширення газу від p_1 до $p_2 < p_{кр}$

З метою використання частини потенційної енергії потоку, що залишилася, шведський інженер-теплотехнік Г. Лаваль запропонував конструкцію комбінованого сопла, пізніше названого на його честь соплом Лавалю. Воно складається з двох частин: звужуючої і розширюючої. Першу частину називають конфузором, а другу – дифузором (рис. 7).

Конфузор розраховують таким чином, щоб в мінімальній перетині звужуючої частини одержати критичні параметри потоку: тиск $p_{кр}$, швидкість

$c_{кр}$ і максимальну витрату m_{max} , якщо відношення $\frac{p_2}{p_1}$ лежить у діапазоні значень приблизно 0,5...0,0 (залежно від природи газу).

Дифузор розраховують так, щоб частина роботи розширення газового потоку, що залишилася, була виконана в межах довжини частини розширюючого сопла і спрямована на приріст кінетичної енергії потоку.

Таким чином, ця конструкція сопла дозволяє реалізувати повний запас потенційної енергії потоку (енергії тиску) в кінетичну (енергію руху) і за рахунок додаткового розширення потоку в розширюючій частині одержати надзвукові швидкості газу.

Слід мати на увазі, що кут розбіжності дифузора лежить в межах $8-12^\circ$. Збільшення кута понад 12° може призвести до зриву суцільності потоку, після чого сопло Лавалю працюватиме, як звичайне звукуjące сопло.

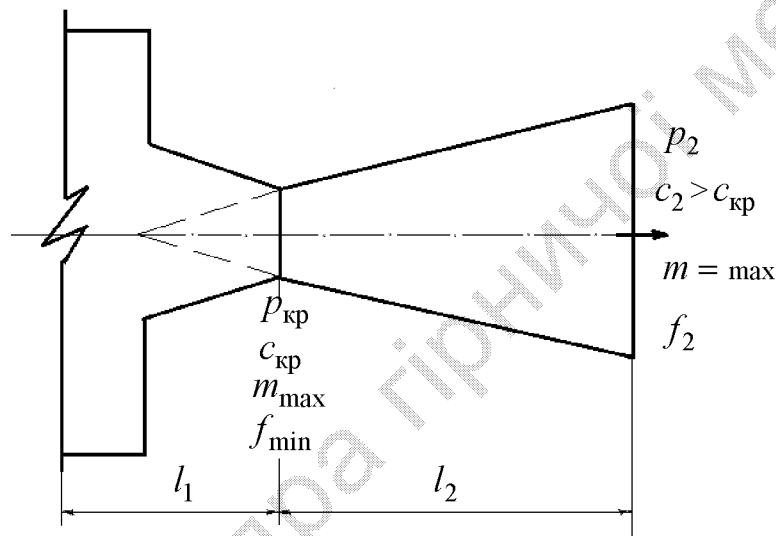


Рис. 7. Схема комбінованого сопла (сопла Лавалю):
 l_1, l_2 – звукующей та розширюючий насадки, відповідно

2. ВИКОРИСТАННЯ ОДЕРЖАНОЇ АНАЛІТИЧНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ДО РОЗВ'ЯЗАННЯ ПРИКЛАДНИХ ЗАДАЧ ТЕПЛОЕНЕРГЕТИКИ

2.1. Витікання ідеального газу через звукующее сопло (конфузор)

Розрахунок процесів витікання починається з попереднього визначення характеру режиму витікання, для чого обчислюється значення β і порівнюється з $\beta_{кр}$ для даного газу. При цьому можливі три випадки режиму витікання.

2.1.1. *Докритичний режим витікання.* В цьому випадку $\beta > \beta_{кр}$ і $p_2 > p_{кр}$.

За таких умов увесь перепад тиску газу від p_1 до p_2 реалізується в межах довжини сопла, тобто відбувається повне його розширення від початкового до кінцевого тиску. При цьому швидкість газу у вихідному перерізі звукующего сопла менше швидкості звуку, а тиск – дорівнює або більше тиску навколишнього середовища. Швидкість витікання і масова витрата газу при

заданому вихідному перетині каналу визначають відповідно за рівняннями (10) і (13). Площу вихідного перерізу сопла можна обчислити також за рівнянням (13) при заданій масовій витраті, перетворивши його до наступного вигляду

$$f_2 = \frac{m}{\sqrt{\frac{2}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\beta^{\frac{2}{k}} - \beta^{\frac{k+1}{k}} \right)}}. \quad (22)$$

В цьому випадку в конфузорах можна отримати c_{\max} менше за швидкість звуку, тобто $c_2 < c_{\text{кр}}$.

2.1.2. *Критичний режим витікання.* В цьому випадку $\beta = \beta_{\text{кр}}$ і $p_2 = p_{\text{кр}}$.

За таких умов у межах сопла також реалізується весь запас потенційної енергії тиску газу від p_1 до $p_2 = p_{\text{кр}}$, тобто відбувається повне його розширення. Швидкість газу у вихідному перерізі звужуючого сопла дорівнює швидкості звуку, а його тиск – критичному або тиску навколишнього середовища. Швидкість витікання визначають за рівнянням (15), а масову витрату газу при заданому вихідному перерізі за формулою

$$m_{\max} = f_2 \sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}}. \quad (23)$$

Площу вихідного перерізу сопла можна обчислити за формулою (23) при заданій максимальній витраті, перетворивши її до вигляду

$$f_2 = \frac{m_{\max}}{\sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}}}. \quad (24)$$

В цьому випадку в конфузорах можна отримати c_{\max} , що дорівнює швидкості звуку, тобто $c_2 = c_{\text{кр}}$.

2.1.3. *Надкритичний режим витікання.* В цьому випадку $\beta < \beta_{\text{кр}}$ і $p_2 < p_{\text{кр}}$.

За цих умов у соплі реалізується не весь перепад тиску від p_1 до p_2 , а тільки частина його, яка дорівнює зміні тиску від p_1 до $p_{\text{кр}}$, тобто тут відбувається часткове розширення газу. Швидкість і тиск газу у вихідному перерізі конфузора збільшуються до критичної величини, що визначається відповідно за рівняннями (15) і (23). Решта запасу потенційної енергії реалізується у розширюючій частині сопла, що зветься дифузором. Площа вихідного перерізу сопла при заданій витраті, яка може розглядатися як

мінімальний переріз, визначається за формулою (24), яку для даного випадку можна переписати так:

$$f_{\min} = \frac{m_{\max}}{\sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}}}}.$$

В цьому випадку в конфузорах можна отримати c_{\max} , більшу за швидкість звуку, тобто $c_2 > c_{кр}$.

2.2. Витікання реального газу через звужуюче сопло (конфузор)

Для водяної пари (вологої, сухої або перегрітої), як і для ідеального газу, розрахунок процесу витікання починають також з попереднього визначення характеру режиму витікання. При розрахунку процесів витікання водяної пари не рекомендується застосовувати формули, одержані при аналізі процесів витікання для ідеальних газів. Розрахунок ведеться виходячи із загальної формули швидкості витікання (4), одержаної з рівняння першого закону термодинаміки і справедливої для будь-якої реальної газоподібної речовини.

Чисельні значення термодинамічних і калоричних параметрів реального газу – водяної пари беремо з таблиць водяної пари або ж з *is*-діаграми.

Розглянемо найбільш розповсюджені випадки, що зустрічаються в інженерній енергетиці.

2.2.1. *Докритичний режим витікання.* В цьому випадку $\beta > \beta_{кр}$ і $p_2 > p_{кр}$.

За цих умов, як було вказано вище, реалізується весь перепад тиску вздовж сопла. Швидкість витікання і масову витрату пари при заданому вихідному перерізі визначають за такими рівняннями:

$$c_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)} \quad (25)$$

і

$$m = f_2 \sqrt{2(i_1 - i_2)} \frac{1}{v_2}. \quad (26)$$

Площу вихідного перерізу сопла при заданій масовій витраті можна обчислити за формулою (26)

$$f_2 = \frac{mv_2}{\sqrt{2(i_1 - i_2)}}. \quad (27)$$

Графічне зображення процесу витікання водяної пари для даного випадку подано на рис. 8 і 9.

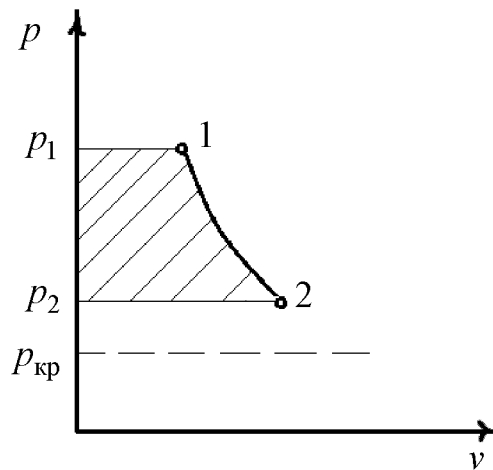


Рис. 8. Процес адиабатного розширення (витікання) водяної пари в конфузорі

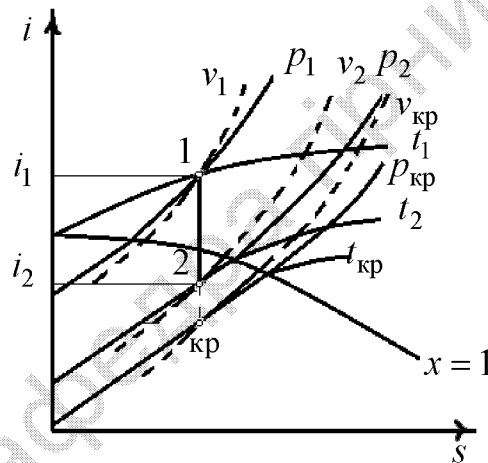


Рис. 9. Процес адиабатного розширення (витікання) перегрітої пари в конфузорі

2.2.2. Критичний режим витікання. В цьому випадку $\beta = \beta_{кр}$ і $p_2 = p_{кр}$.

За цих умов заздалегідь визначають критичний тиск пари з такого співвідношення:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \beta_{кр}. \quad (28)$$

З рівняння (28) маємо

$$p_{кр} = \beta_{кр} p_1. \quad (29)$$

Потім за is -діаграмою водяної пари або за допомогою відповідних таблиць водяної пари визначають критичне значення ентальпії, вважаючи процес витікання пари адіабатним. Після цього обчислюють критичну швидкість і масову витрату пари в мінімальному перерізі сопла Лаваля за такими рівняннями

$$c_{кр} = \sqrt{2(i_1 - i_{кр})}, \quad (30)$$

$$m_{max} = f_2 \sqrt{2(i_1 - i_{кр})} \frac{1}{v_{кр}}. \quad (31)$$

Графічне зображення процесу витікання водяної пари для даного випадку подано на рис. 10 і 11.

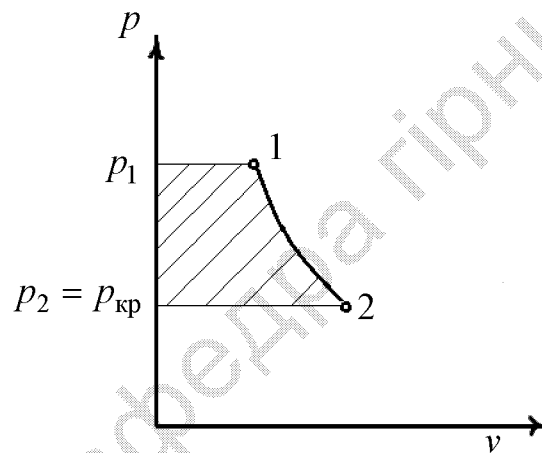


Рис. 10. Процес адіабатного розширення (витікання) водяної пари в конфузорі

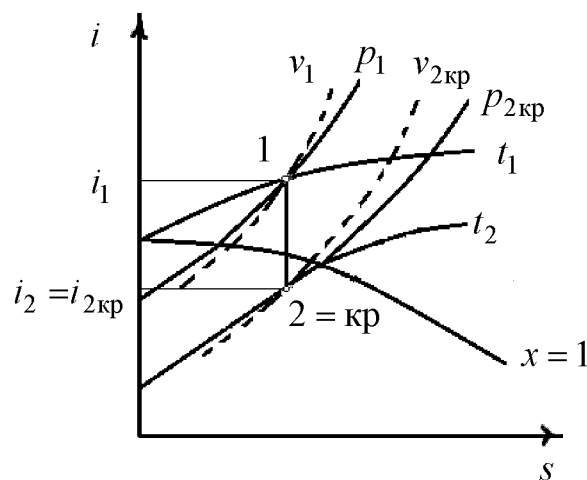


Рис. 11. Процес адіабатного розширення (витікання) перегрітої пари в конфузорі

Значення питомого об'єму в мінімальному перерізі беруть залежно від $p_{кр}$, а площу вихідного перерізу сопла можна обчислити за формулою (31) при заданій масовій витраті m_{max}

$$f_2 = \frac{m_{max} v_{кр}}{\sqrt{2(i_1 - i_{кр})}} \quad (32)$$

2.2.3. *Надкритичний режим витікання.* В цьому випадку $\beta < \beta_{кр}$, $p_2 < p_{кр}$.

Швидкість витікання і масову витрату пари, а також площу вихідного перерізу сопла в цьому випадку визначають відповідно за формулами (30), (31), (32) та аналогічно вищерозглянутому випадку 2.2.2.

Графічне зображення процесу витікання водяної пари для даного випадку подано на рис. 12 і 13.

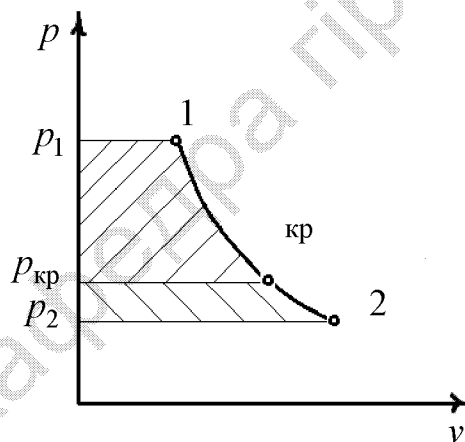


Рис. 12. Процес адіабатного розширення (витікання) водяної пари в конфузорі

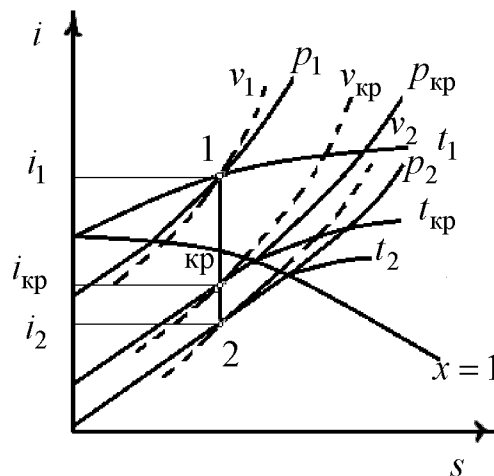


Рис. 13. Процес адіабатного розширення (витікання) перегрітої пари в конфузорі

2.3. Особливості розрахунку комбінованого сопла (сопла Лаваля)

При витіканні газу або пари через сопло Лаваля (рис. 14) в усті конфузора встановлюється критичний режим течії, при якому швидкість витікання газу дорівнює місцевій швидкості звуку. Її величину залежно від природи газу визначають відповідно за формулою (15) або (30), а масову витрату – за формулою (23) або (31). Подальше збільшення швидкості до надзвукової відбувається при додатковому розширенні газу в дифузорі.

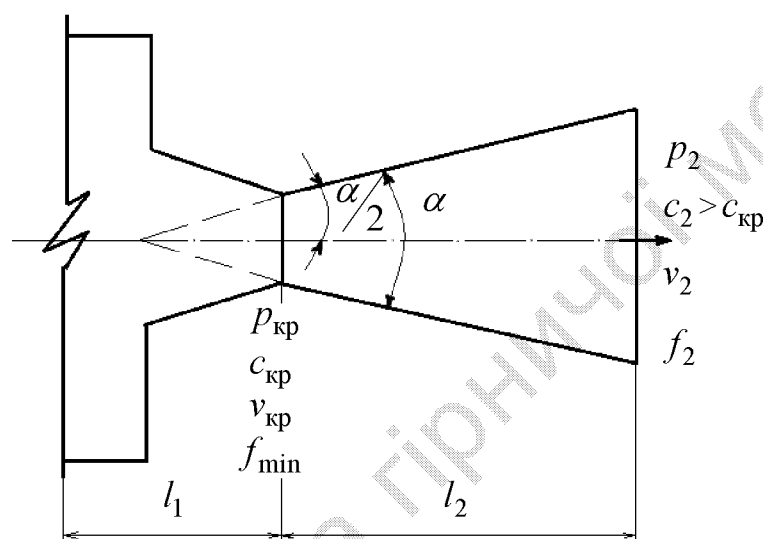


Рис. 14. Конструктивна схема сопла Лаваля:
 l_1, l_2 – звужуючий та розширюючий насадки

Величини швидкості витікання і масової витрати ідеального газу або водяної пари на виході з сопла в цьому випадку визначають відповідно за рівняннями (10) і (13) або (25) і (26). Площу вихідного перерізу конфузора при заданій масовій витраті обчислюють за формулою (24) або (32).

Згідно із схемою, поданою на рис. 14, сопло Лаваля складається з двох конструктивних елементів: конфузора і дифузора. Кут конусності дифузора складає 8–12°. Більший кут конусності приймати не рекомендується, оскільки спостерігається відрив струменя від стінки і комбіноване сопло Лаваля перетворюється на звичайний конфузор.

Площу вихідного перерізу сопла дифузора незалежно від природи газу визначають за рівнянням

$$f_2 = \frac{mv_2}{c_2} = \frac{f_{кр} c_{кр} v_2}{v_{кр} c_2}. \quad (33)$$

Довжина звужуючої частини сопла (конфузора) для ідеального газу і водяної пари звичайно береться такою, що дорівнює діаметру в найвужчому (критичному) перерізі.

При розрахунках вихідних параметрів сопла Лавалю беруть за основу не $p_{кр}$, а початковий тиск, тобто p_1 .

$$l_1 = d_{кр} = \sqrt{\frac{4 \cdot f_{кр}}{\pi}}. \quad (34)$$

Довжина розширюючої частини сопла Лавалю визначиться як

$$l_2 = \frac{d_2 - d_{кр}}{2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}. \quad (35)$$

Тут $\alpha = 8-12^\circ$.

Загальна довжина сопла незалежно від природи газу визначається сумою довжин конфузора і дифузора, тобто $l = l_1 + l_2$.

3. ТЕРМОДИНАМІКА ПОТОКУ ПРИ ДРОСЕЛЮВАННІ ГАЗІВ І ПАРИ

Дроселюванням називають термодинамічний процес, що протікає в потоці при проходженні ним місцевого опору на шляху руху, при якому відбувається зниження тиску без виконання роботи. Як правило, будь-які місцеві опори на шляху руху потоку – вентиля, засувки, трійники, хрестовини та ін. – викликають дроселювання газу і, отже, падіння тиску в потоці. Останнє залежить від природи робочого тіла, його стану, характеру місцевого опору і швидкості потоку.

Для отримання рівняння процесу дроселювання скористаємося формулою (1), прийнявши пропоновані далі умови протікання процесу. Зважаючи на незначущість ділянки дроселювання, нехтуємо теплообміном, тобто вважаємо, що $q = 0$. Якщо втрата тиску на місцеві опори значно менше початкового, тобто $\Delta p \ll p_1$, то можна вважати, що $c_2 \cong c_1$ (підтверджують практичні дані). Тоді рівняння першого закону термодинаміки для даного випадку запишеться як

$$i_2 - i_1 = 0 \quad \text{або} \quad i_2 = i_1 = \text{const}. \quad (36)$$

При дроселюванні газового потоку стан його змінюється (рис. 15): при проходженні звуженого перерізу (перерізу діафрагми) швидкість його зростає, а тиск падає. Частина приросту кінетичної енергії через вихрові рухи і удари, що мають місце за звуженням, переходить у теплоту, що приймається потоком.

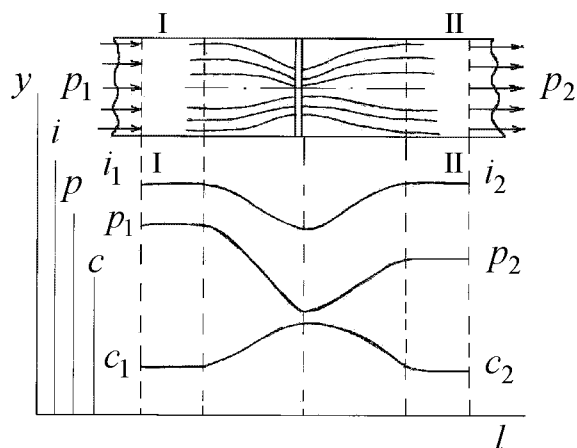


Рис. 15. Залежність ентальпії, тиску і швидкості потоку при дроселюванні

Все це призводить до зростання ентропії i , отже, потік у початковий стан не повертається, незважаючи на те, що ми прирівнюємо і швидкості потоків, і їхні ентальпії. Таким чином, процес дроселювання є необоротним процесом. По суті він є адіабатним процесом, проте пов'язаний із збільшенням ентропії. Останнє при $i_1 = i_2$ призводить до того, що $p_2 < p_1$, а $v_2 > v_1$. Для ідеального газу $i = c_p T$, тобто при дроселюванні ідеального газу $T_1 = T_2$ і $p_2 v_2 = p_1 v_1$. Процес дроселювання газу можна умовно зобразити горизонтальною пунктирною лінією АВ (рис. 16) на координатній площині (абсолютна температура – ентропія).

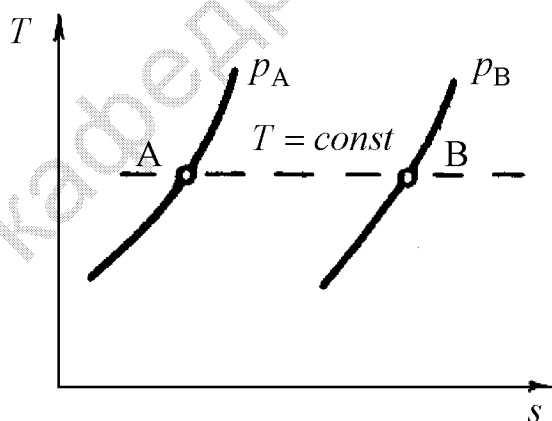


Рис. 16. Зображення процесу дроселювання ідеального газу в Ts -координатах

В даному випадку горизонтальна пунктирна лінія АВ є тільки допоміжна побудова для знаходження параметрів стану в точці В і не має фізичного сенсу в проміжних точках між ізобарами p_A і p_B .

Зважаючи на адіабатичність процесу, збільшення швидкості в місці звуження обумовлено спадом ентальпії, тобто супроводжується падінням температури. За звуженням у міру зниження кінетичної енергії потоку збільшується його ентальпія, що призводить до зростання температури, яка, зрештою, приймає первинне значення. Тому не зовсім правильно, як це іноді

робиться, визначати дроселювання як процес при $i = const$, а тільки у разі ідеального газу і при $T = const$. Слід мати на увазі, що $i_1 = i_2$ справедливе лише для перерізів, достатньо видалених від місця звуження, де стан потоку не змінюється (перетини I-I і II-II на рис. 15).

Дроселювання потоку призводить до зниження його працездатності. Це наочно видно з розгляду is -діаграми (рис. 17) та аналізу процесів адіабатного розширення водяної пари при різному початковому й однаковому кінцевому тисках.

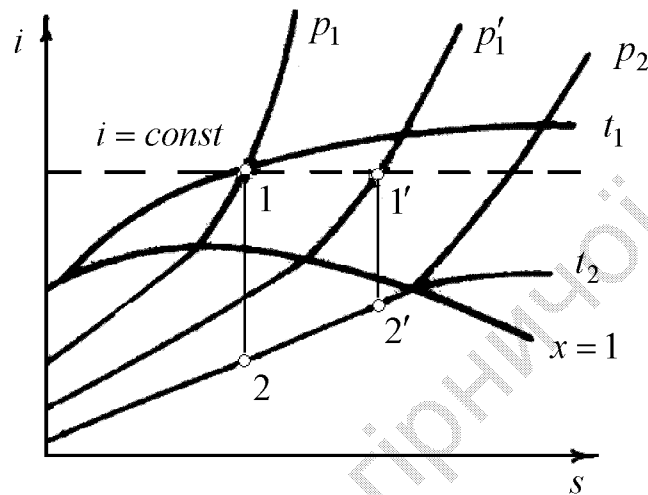


Рис. 17. Зображення процесу дроселювання водяної пари в is -координатах

Відомо, що величина роботи в паровій турбіні пропорційна різниці ентальпій, які визначаються початковими і кінцевими станами водяної пари, тобто до і після дроселювання або $l_{1-2} = i_1 - i_2$ і $l'_{1'-2'} = i'_1 - i'_2$.

Оскільки $l'_{1'-2'} < l_{1-2}$, то отже працездатність пари в результаті дроселювання знижується. Проте, незважаючи на це, дросельні пристрої широко використовуються для регулювання режиму роботи паротурбінних установок при зміні їх електричних навантажень, викликаних виробничою необхідністю (як правило, це енергетичні установки малої потужності, які працюють з малим ККД).

3.1. Розрахунок кінцевих параметрів потоку при дроселюванні

Розрахунок термодинамічних параметрів потоку при розв'язанні прикладних задач, пов'язаних з дроселюванням водяної пари, проводиться у наведеному далі порядку. Початковий тиск, швидкість, температура і коефіцієнт місцевого опору, тобто p_1 , c_1 , T_1 і ζ , задаються відповідно до умов задачі. Втрати тиску в результаті дроселювання визначається за формулою

$$\Delta p = \zeta \frac{c_1^2}{2} \rho. \quad (37)$$

Тут ζ – коефіцієнт місцевого опору; c_1 – швидкість потоку пари до дроселювання, м/с; ρ – густина потоку, кг/м³. Якщо робочим тілом є ідеальний газ, його густину визначають за рівнянням стану речовини (за рівнянням Менделєєва–Клапейрона), тобто

$$\rho = \frac{p_1}{RT_1}, \quad (38)$$

де p_1 – абсолютний тиск газу до дроселювання, Н/м²; R – газова постійна, Дж/(кг·К); T – абсолютна температура потоку при дроселюванні, К.

Якщо робочим тілом є водяна пара, густину її визначають за таблицями водяної пари або ж обчислюють з урахуванням питомого об'єму, знайденого за *is*-діаграмою.

Тиск газу після дроселювання визначають як різницю між початковим тиском і втратою енергії на дроселі, тобто

$$p_2 = p_1 - \Delta p. \quad (39)$$

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Теплотехника [Текст] / под ред. А.П. Баскакова. – М.: Энергоиздат, 1982. – 264 с.
2. Теплотехника [Текст] / И.Т. Швец, В.И. Толубинский, А.Н. Алабовский и др. – К.: Вища шк., 1976. – 520 с.
3. Нащекин, В.В. Техническая термодинамика и теплопередача [Текст] / В.В. Нащекин. – М.: Высш. шк., 1980. – 469 с.
4. Рабинович, О.М. Сборник задач по технической термодинамике [Текст] / О.М. Рабинович. – М.: Машиностроение, 1973. – 344 с.

Завдання для розрахунку параметрів витікання ідеального газу і водяної пари через сопло

Завдання 1. В резервуарі, який заповнений газом, підтримується надлишковий тиск p_1 і температура t_1 . Газ витікає через сопло у середовище з абсолютним тиском p_2 . Вибрати раціональну форму сопла і визначити швидкість витікання, витрату, а також кінцеву температуру газу. Площа вихідного перерізу сопла дорівнює F . Витікання газу прийняти адіабатним. Вихідні дані для розрахунків вибрати з табл. 1.

Завдання 2. Газ із резервуара зі сталим тиском p_1 і температурою t_1 витікає в атмосферу через комбіноване сопло. Визначити витрату, швидкість і кінцеву температуру газу на виході із сопла. Для розрахунку прийняти атмосферний тиск p_2 та мінімальний переріз сопла F_{\min} , а також інші дані з табл. 1.

Завдання 3. Водяна пара під тиском p_1 і з температурою t_1 дроселюється до тиску p_d , після чого надходить до сопел парової турбіни, де адіабатно розширюється до кінцевого тиску p_2 . Визначити доцільну форму каналу сопла, швидкість витікання, витрату і кінцеву температуру пари. Площа вихідного перерізу сопла F . Зобразити термодинамічні процеси на is -діаграмі. Вихідні дані для розрахунків вибрати з табл. 2.

Завдання 4. Водяна пара під тиском p_1 і з температурою t_1 дроселюється до тиску p_d , після чого надходить до сопел парової турбіни, де адіабатно розширюється до кінцевого тиску p_2 . Визначити швидкість витікання, витрату і кінцеву температуру пари. Площа мінімального перерізу сопла Лаваля F_{\min} . Зобразити термодинамічні процеси на is -діаграмі. Вихідні дані для розрахунків вибрати згідно з табл. 2.

Таблиця 1

Вихідні дані для розрахунку параметрів витікання ідеального газу

Завдання 1						Завдання 2					
Варіант	Газ	p_1 , МПа	p_2 , МПа	t_1 , °C	F , мм ²	Варіант	Газ	p_1 , МПа	p_2 , МПа	t_1 , °C	F_{\min} , мм ²
101	Повітря	0,2	0,1	40	150	201	CO	3,5	0,5	70	190
102	CO	0,4	0,2	60	160	202	SO ₂	4,5	0,7	75	210
103	CO ₂	0,6	0,3	80	170	203	H ₂	5,5	0,8	80	230
104	N ₂	0,8	0,2	100	175	204	CO ₂	0,9	0,2	85	180
105	Ar	1,0	0,4	120	180	205	Ar	1,1	0,1	90	300
106	He	1,2	0,1	130	190	206	CH ₄	1,2	0,3	95	170
107	SO ₂	1,6	0,2	160	200	207	Повітря	1,5	0,4	100	210
108	NH ₃	1,8	0,4	140	210	208	He	2,1	0,6	105	225
109	O ₂	2,0	0,5	170	260	209	CO	2,2	0,5	140	240
110	H ₂	0,3	0,2	50	160	210	NH ₃	2,4	0,3	130	190
111	Повітря	0,5	0,3	70	140	211	CO ₂	1,6	0,2	110	185
112	CH ₄	0,7	0,2	80	190	212	N ₂	1,7	0,4	120	235
113	N ₂	0,9	0,1	60	180	213	Повітря	2,3	0,5	145	225
114	SO ₂	1,2	0,4	110	210	214	O ₂	2,7	0,3	210	215
115	Ar	0,4	0,3	75	160	215	Ar	2,9	0,5	135	305
116	O ₂	1,1	0,3	95	210	216	SO ₂	3,0	0,6	145	320
117	H ₂	1,3	0,4	105	220	217	CO	2,4	0,3	115	325
118	He	1,5	0,1	120	240	218	N ₂	2,3	0,2	90	195
119	Повітря	1,7	0,5	140	250	219	CO ₂	1,7	0,7	116	235
120	NH ₃	2,0	0,3	180	300	220	H ₂	1,8	0,2	145	240
121	N ₂	2,3	0,2	175	350	221	SO ₂	3,6	0,5	210	255
122	H ₂	0,5	0,3	60	180	222	He	3,7	0,9	235	265
123	Ar	0,3	0,2	55	165	223	NH ₃	4,1	0,4	205	190
124	CO	0,6	0,1	70	190	224	CH ₄	2,8	0,7	195	185
125	NH ₃	2,9	0,4	180	350	225	O ₂	2,5	0,8	145	175
126	O ₂	0,4	0,2	60	170	226	CO	1,9	0,3	117	200

Таблиця 2

Вихідні данні для розрахунку параметрів витікання водяної пари

Завдання 3						Завдання 4					
Варіант	p_1 , бар	p_2 , бар	$p_{дв}$, бар	t_1 , °C	F , Мм ²	Варіант	p_1 , бар	p_2 , бар	$p_{дв}$, бар	t_1 , °C	F_{min} , ММ ²
301	30	1,1	12	330	190	401	15	0,5	8	320	160
302	32	1,4	14	340	160	402	20	0,6	12	330	190
303	40	0,9	28	350	220	403	22	0,7	14	340	200
304	42	0,8	26	355	250	404	24	0,9	11	360	210
305	37	1,5	25	320	300	405	30	1,0	16	290	240
306	36	2,5	24	340	320	406	32	1,2	18	350	250
307	50	1,6	20	360	310	407	40	1,4	25	410	260
308	55	1,8	25	380	280	408	45	1,6	28	420	280
309	40	0,8	15	390	270	409	37	1,5	25	400	230
310	45	1,0	20	410	420	410	52	1,8	30	450	290
311	35	1,2	15	420	405	411	55	2,0	35	460	280
312	24	0,7	12	310	350	412	45	1,7	24	380	180
313	38	0,9	16	340	340	413	38	1,4	19	340	190
314	52	1,5	40	320	240	414	18	0,8	9	280	150
315	45	1,3	20	400	260	415	15	0,6	8	260	130
316	25	0,5	10	360	360	416	16	0,4	7	290	120
317	28	0,6	14	320	190	417	20	0,7	8	300	140
318	38	2,5	28	340	280	418	32	0,8	18	340	180
319	24	0,4	16	280	300	419	34	1,1	19	350	160
320	22	0,3	12	260	160	420	22	1,3	10	280	120
321	42	1,6	22	360	410	421	28	1,2	23	310	210
322	48	1,8	28	380	305	422	33	1,0	21	370	220
323	36	1,3	18	350	280	423	48	1,6	28	410	240
324	35	1,2	20	340	290	424	37	1,7	26	420	250
325	30	0,8	18	300	260	425	25	1,3	16	270	180
326	45	1,5	28	410	320	426	35	1,4	20	360	220

Автори:
Дерюгін Валентин Георгійович
Савенчук Олексій Степанович
Шворак Віталій Григорович
Трофимова Олена Павлівна

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ТА ЗАВДАННЯ

ДО САМОСТІЙНОЇ РОБОТИ СТУДЕНТІВ ЗАОЧНО-ДИСТАНЦІЙНОЇ
ФОРМИ НАВЧАННЯ З ДИСЦИПЛІН ТЕПЛОТЕХНІЧНОГО ПРОФІЛЮ ЗА
НАПРЯМАМИ ПІДГОТОВКИ 6.050502 ІНЖЕНЕРНА МЕХАНІКА,
6.050701 ЕЛЕКТРОТЕХНІКА ТА ЕЛЕКТРОТЕХНОЛОГІЇ,
6.050702 ЕЛЕКТРОМЕХАНІКА

Редактор Ю.В. Рачковська

Підписано до друку 11.01.11. Формат 30×42/4.
Папір офсет. Ризографія. Ум. друк. арк. 1,6.
Обл.-вид. арк. 1,6. Тираж 150 прим. Зам. №

Державний вищий навчальний заклад
«Національний гірничий університет»

49027, м. Дніпропетровськ, просп. К. Маркса, 19.