



**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ**

**Белорусский национальный
технический университет**

Кафедра «Промышленная теплоэнергетика и теплотехника»

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Лабораторный практикум

Часть 3

**Минск
БНТУ
2015**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
Белорусский национальный технический университет

Кафедра «Промышленная теплоэнергетика и теплотехника»

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Лабораторный практикум
для студентов теплоэнергетических специальностей

В 4 частях

Часть 3

ТЕРМОДИНАМИКА ПОТОКА

Минск
БНТУ
2015

УДК 536.7(076.5)
ББК 22.317я7
Т38

Издается с 2002 г.

Составители:

В. Н. Романюк, А. А. Бобич, Т. В. Бубырь, Д. Б. Муслина

Рецензенты:

Ф. И. Молочко, Т. И. Королева

Т38 **Техническая** термодинамика : лабораторный практикум для студентов теплоэнергетических специальностей : в 4 ч. / сост. : В. Н. Романюк [и др.]. – Минск : БНТУ, 2002– . – Ч. 3 : Термодинамика потока. – 2015. – 44 с.
ISBN 978-985-550-061-3 (Ч. 3).

Лабораторный практикум предназначен для студентов теплоэнергетических специальностей Белорусского национального технического университета, изучающих курс «Техническая термодинамика». Практикум состоит из нескольких частей. В первой и второй частях, изданных ранее, рассматриваются лабораторные работы, относящиеся к идеальным и реальным газам. Материал данной, третьей части практикума, объединяет сведения об истечении газов из сопл, дросселировании идеального и реального газов.

Часть 2 «Реальный газ» (сост. : В. Н. Романюк, Е. В. Томкунас, И. В. Баук, Л. А. Тарасевич) вышла в 2003 г.

УДК 536.7(076.5)
ББК 22.317я7

ISBN 978-985-550-061-3 (Ч. 3)
ISBN 978-985-550-133-7

© Белорусский национальный
технический университет, 2015

СОДЕРЖАНИЕ:

Введение	4
Основные теоретические сведения	5
Лабораторная работа № 10 Истечение идеального и реального газов из суживающегося сопла	30
Лабораторная работа № 11 Истечение идеального и реального газов из сопла Лавалья.....	39
Литература	44

ВВЕДЕНИЕ

Данное пособие является составной частью лабораторного практикума и, потому, такие разделы как «Общие указания по выполнению лабораторных работ», «Требования к отчету по лабораторным работам», «Оценка ошибки и запись приближенных величин», а также параграфы, касающийся свойств веществ, изложенные в первой и второй частях практикума «Идеальный газ» и «Реальный газ», являющиеся едиными для дисциплины, здесь не рассматриваются. Вместе с тем очевидно, что лабораторные работы этой части практикума должны выполняться на основе материала, изложенного в указанных разделах. В остальном изложение материала сохраняет преемственность.

ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Течение газа по всевозможным каналам широко распространено в технических системах. Приступая к изучению раздела «Термодинамика потока» неизбежно приходится сталкиваться с новой терминологией. В изучении незнакомого материала важно на первых шагах использовать термины, которые утверждаются компетентными институтами государственными и международными.

Прежде всего, следует понимать, что в отличие от неподвижного газа, где параметры одинаковы во всех точках объема, параметры газа в потоке меняются в пространстве (течение называется трехмерным) и во времени (течение называется неустановившимся)

$$\begin{cases} p = f_1(x, y, z, \tau) \\ T = f_2(x, y, z, \tau) \\ \rho = f_3(x, y, z, \tau) \end{cases} \quad (1)$$

где x, y, z – координаты, τ – время, ρ – плотность вещества.

Установившееся движение – движение, при котором в каждой точке потока параметры не изменяются во времени. Система (1) в этом случае преобразуется к виду

$$\begin{cases} p = f_1(x, y, z) \\ T = f_2(x, y, z) \\ \rho = f_3(x, y, z) \end{cases} \quad (2)$$

Вместе с тем, в каждой точке пространства в любой момент времени параметры газа в потоке связаны уравнением состояния

$$f(p, v, T) = 0. \quad (3)$$

Например, термическим уравнением состояния идеального газа

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad (4)$$

Часто можно считать, что параметры потока изменяются только вдоль одной оси координат – вдоль направления движения. Такое течение называется одномерным, для него (1) преобразуется

$$\begin{cases} p = f_1(x, \tau) \\ T = f_2(x, \tau) \\ \rho = f_3(x, \tau) \end{cases} \quad (5)$$

Соответственно для установившегося одномерного течения

$$\begin{cases} p = f_1(x) \\ T = f_2(x) \\ \rho = f_3(x) \end{cases} \quad (6)$$

Основные уравнения потока

Уравнение состояния. для потока идеального газа соотношение (4).

Уравнение неразрывности (сплошности) отражает закон сохранения массы. Очевидно, что в случае изолированного, одномерного, установившегося потока через сечения 1-1 и 2-2 проходит одинаковое количество вещества $G = const$, рисунок 1. Можно записать

$$G = F_1 \cdot \omega_1 \cdot \rho_1 = F_2 \cdot \omega_2 \cdot \rho_2 = F_j \cdot \omega_j \cdot \rho_j = const. \quad (7)$$

Дифференцируя (7) получаем

$$dG = F \cdot \omega \cdot dp + F \cdot \rho \cdot d\omega + \omega \cdot \rho \cdot dF = 0. \quad (8)$$

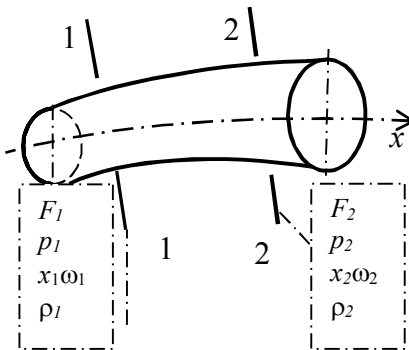


Рис. 1. Схема канала к пояснению уравнения неразрывности: F_j – площадь j -го сечения, $j = 1, 2$; p_j – давление в потоке, x_j – координата j -го сечения, ω_j – скорость потока, ρ_j – плотность вещества потока.

Деления полученного равенства (8) на исходное соотношение (7) дает уравнение неразрывности в дифференциальной форме:

$$\frac{dF}{F} + \frac{d\omega}{\omega} + \frac{dp}{\rho} = 0 \quad (9)$$

Уравнение импульсов. Рассмотрим движение в одномерном поле давления $p = f(x)$ с градиентом dp/dx , рисунок 1. Между сечениями 1–1 и 2–2, удаленными одно от другого на бесконечно малую величину dx , заключен элементарный объем $dV = F \cdot dx$.

На указанный объем вещества действует сила

$$-\frac{dp}{dx} \cdot F \cdot dx = -\frac{dp}{dx} \cdot dV \quad (10)$$

Знак “минус” в правой части указывает на противоположные направления векторов градиента давления и силы. В результате действия силы (10) масса газа ($\rho \cdot dV$), заключенная в выделенном объеме, получает ускорение

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{d\omega}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = \omega \cdot \frac{d\omega}{dx}.$$

На основании второго закона Ньютона можно записать

$$\left(-\frac{dp}{dx} \cdot dV\right) = (\rho \cdot dV) \cdot \left(\omega \cdot \frac{d\omega}{dx}\right),$$

и после преобразования получаем уравнение импульсов

$$dp = -\rho \cdot \omega \cdot d\omega, \quad (11)$$

$$\partial p = -\rho \cdot \omega \cdot \frac{d\omega^2}{2}, \quad (12)$$

Из анализа соотношения (11) следует: если скорость потока нарастает ($d\omega > 0$), то давление уменьшается ($dp < 0$) и наоборот.

Уравнение первого закона для установившегося потока. Рассмотрим канал произвольной формы, по которому движется поток сплошной среды в одномерном поле давления, рисунок 2. Выделим

участок между сечениями 1-1 и 2-2. Высота центров сечений изменяется от z_1 до z_2 , скорость потока увеличивается от ω_1 до ω_2 , а параметры изменяются от p_1, T_1, ρ_1, h_1 , до p_2, T_2, ρ_2, h_2 . На участке к потоку из вне подводится теплота Q , и отводится техническая работа Q , и отводится техническая работа L_T . В результате перемещения

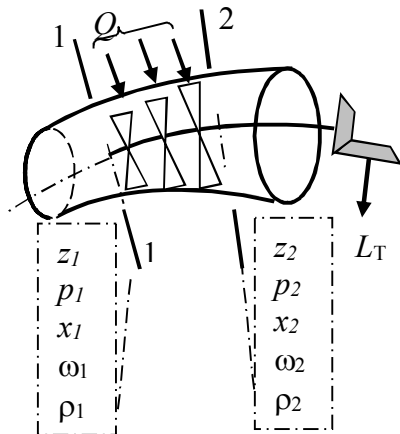


Рис. 2. Схема канала к пояснению уравнения 1-го закона термодинамики для установившегося потока

потока из сечения 1–1 в сечение 2–2 происходит: изменение его внутренней энергии от u_1 до u_2 ; изменение кинетической энергии от $\frac{G \cdot \omega_1^2}{2}$ до $\frac{G \cdot \omega_2^2}{2}$.

Наконец, изменяется потенциальная энергия потока от $G \cdot g \cdot z_1$ до $G \cdot g \cdot z_2$ (здесь g – ускорение свободного падения). Непосредственно на перемещение потока из одного сечения в другое затрачивается работа проталкивания

$$L_T = p_2 \cdot V_2 - p_1 \cdot V_1.$$

На основании закона сохранения энергии получаем выражение

$$Q = (U_2 - U_1) + L_T + (p_2 \cdot V_2 - p_1 \cdot V_1) + \frac{G \cdot \omega_2^2}{2} - \frac{G \cdot \omega_1^2}{2} + (G \cdot g \cdot z_1 - G \cdot g \cdot z_2), \quad (13)$$

которое является уравнением первого закона термодинамики для установившегося потока. Оно может быть представлено в различных формах. Например, используя $h = u + p \cdot v$, получаем его в виде

$$Q = (H_2 - H_1) + L_T + G \left(\frac{\omega_2^2}{2} - \frac{\omega_1^2}{2} \right) + G \cdot g \cdot (z_1 - z_2) \quad (14)$$

В дифференциальной форме уравнение 1-го закона для установившегося потока имеет вид

$$dQ = dH + dL_T + G \cdot d \frac{\omega^2}{2} + G \cdot g \cdot dz \quad (15)$$

$$dq = dh + dl_T + d \frac{\omega^2}{2} + g \cdot dz \quad (16)$$

Из полученных уравнений (15) и (16) следует, что теплота процесса взаимодействия потока с моделью окружения, расходуется на изменение энтальпии, кинетической и потенциальной энергий потока, совершение технической работы процесса над внешними объектами. Изменением потенциальной энергии потока пренебрегаем

$$dq = dh + dl_T + d \frac{\omega^2}{2} \quad (17)$$

$$q = \Delta h + l_T + \left(\frac{\omega_2^2}{2} - \frac{\omega_1^2}{2} \right) \quad (18)$$

В тех случаях, когда от потока не отводится техническая работа, уравнение (18) преобразуется в уравнение первого закона для одномерного установившегося потока газа

$$dq = dh + d \frac{\omega^2}{2} \quad (19)$$

При полном отсутствии энергообмена между потоком и моделью окружения, уравнение (19) трансформируется в, так называемое, уравнение энергии потока в дифференциальной (20) и интегральной (21) форме

$$dh + d \frac{\omega^2}{2} = 0 \quad (20)$$

$$h + \frac{\omega^2}{2} = h_0 = const.$$

$$h_1 + \frac{\omega_1^2}{2} = h_2 + \frac{\omega_2^2}{2} = h_0 = const \quad (21)$$

где h_0, h – соответственно энтальпия торможения и статическая энтальпия.

Характерные скорости и параметры адиабатного потока

Скоростью звука (a , м/с) – скорость распространения звуковых волн. Волнами называются распространяющиеся в среде возмущения какой-либо физической величины. Звуковые волны – механические колебания с малыми амплитудами в упругой среде слабых возмущений. Например, в некоторой точке внешнее тело, называемое источником звука, вызывает слабые механические возмущения. В результате происходит всплеск давления dp . Скорость распространения этого возмущения и есть скорость звука – a , рисунок 3. Процесс распространения звукового возмущения является адиабатным процессом,

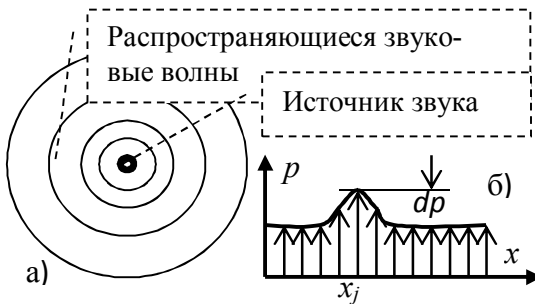


Рис. 3. Распространение звуковых волн; a – в пространстве; b – всплеск давления dp в некоторой точке x_j среды

который описывается уравнением Лапласа

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (22)$$

Обратимся к уравнению адиабатного процесса идеального газа

$$\frac{p}{\rho^k} = const.$$

и продифференцируем его

$$\frac{dp}{\rho^k} - p \cdot k \cdot \frac{dp}{\rho^{k+1}} = 0.$$

С помощью $p = \rho \cdot R \cdot T$. преобразуем полученное выражение

$$\frac{dp}{\rho^k} = \rho \cdot R \cdot T \cdot k \cdot \frac{d\rho}{\rho^{k+1}}.$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s = k \cdot R \cdot T.$$

Используя далее уравнение Лапласа получаем искомую зависимость скорости звука от параметров среды

$$a^2 = k \cdot R \cdot T \quad (23)$$

Из анализа (23) следует: скорость звука в идеально-газовой среде зависит только от температуры и свойств самой среды ($k \cdot R$).

Максимальная и критическая скорости потока. Из уравнения энергии потока (21) имеет место

$$\omega_2 = \sqrt{\omega_1 + 2 \cdot (h_1 - h_2)}, \text{ м/с} \quad (24)$$

В случае, когда можно считать $\omega_1 \approx 0$ получаем

$$\omega_2 = \sqrt{2 \cdot (h_1 - h_2)}, \text{ м/с} \quad (25)$$

В этих формулах энтальпия подставляется только в Дж/кг. Если энтальпия определена кДж/кг, то соотношение (25) изменяется

$$\omega_2 = \sqrt{2000 \cdot (h_1 - h_2)} \approx 44,72 \cdot \sqrt{h_1 - h_2}. \quad (26)$$

Из уравнения импульсов (11) вытекает: ускорение потока ($d\omega > 0$) сопровождается падением давления ($dp < 0$) и наоборот. В адиабатном процессе расширения неизбежно снижается температура ускоряющегося потока и, согласно (23), с изменением координаты сечения x изменяется его скорость звука, рисунок 4. В этой

связи вводится понятие *местной скорости звука*, под которой понимают скорость распространения звука в данной точке потока.

Из рисунка 4 видно, что имеется сечение потока, где скорость потока совпадает по величине с местной скоростью звука. Это сечение особое, поскольку разделяет дозвуковой и сверхзвуковой потоки, отличающиеся друг от друга качественно. Оно получило название *критического сечения потока*, а параметры потока в нем (где скорость течения равняется местной скорости звука), соответственно, называются *критическими параметрами потока*. Скорость потока в этом случае именуется *критической скоростью потока* – $a_{кр}$.

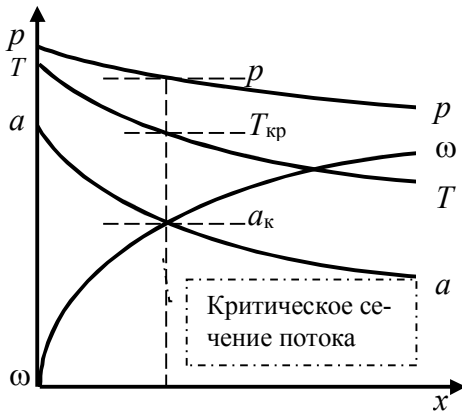


Рис. 4. Изменение характеристик адиабатного потока по длине канала

Критическим отношением давлений ($\pi_{кр}$) называют отношение критического значения давления потока газа ($p_{кр}$) к его давлению (p_0) во входном сечении канала при нулевой начальной скорости

$$\pi_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_0} \quad (27)$$

В практике вместо абсолютных значений скорости используются относительные характеристики, например, числа M , λ :

- *число M* – отношение скорости потока в данном сечении к местной скорости звука

$$M = \frac{\omega}{a} \quad (28)$$

- *число λ* – отношение скорости потока в данном сечении к критической скоростью потока

$$\lambda = \frac{\omega}{a_{кр}} \quad (29)$$

Сопло и диффузор. *Сопло* – канал, в котором происходит увеличение скорости движения газа ($d\omega > 0$). *Диффузор* – канал в котором происходит уменьшение скорости движения газа ($d\omega < 0$).

С помощью уравнений (9) и (11) получаем

$$\frac{dF}{F} + \frac{d\omega}{\omega} - \frac{dp}{dp} \cdot \omega \cdot d\omega = 0$$

На основании уравнения Лапласа (22) преобразуем полученное

$$\frac{dF}{F} + \frac{d\omega}{\omega} - \frac{\omega}{a^2} \cdot d\omega = 0$$

и, используя (28), находим условие «перехода» потока через скорость звука

$$\frac{d\omega}{\omega} \cdot (1 - M^2) = -\frac{dF}{F} \quad (30)$$

Данное соотношение позволяет установить:

1. соответствующее изменение сечения канала приводит к требуемому изменению скорости потока;
2. геометрическую форму сопла и диффузора;
3. условие, выполнение которого может привести к получению сверхзвукового течения газового потока.

Так, для дозвукового потока ($M < 1$) сопло ($d\omega > 0$) должно быть суживающимся ($dF < 0$) в направлении движения потока, а диффузор ($d\omega < 0$) должен расширяться ($dF > 0$). В случае сверхзвукового потока ($M > 1$) картина меняется на противоположную: сопло ($d\omega > 0$) должно быть расширяющимся ($dF > 0$), диффузор ($d\omega < 0$) – суживающимся ($dF < 0$). В звуковом потоке ($M = 1$) независимо от того, ускоряется ($d\omega > 0$) или замедляется ($d\omega < 0$) поток, необходимо выполнение $dF = 0$, $F = const$. Нетрудно убедиться, что и в случае сопла, и в случае диффузора звуковому потоку соответствует экстремум – минимум в изменении площади сечения канала.

Сопло, в котором увеличение скорости движения газа происходит вследствие изменения сечения канала, называется *геометрическим соплом*.

В геометрическом сопле возможно получение сверхзвукового потока, если сечение его изменяется в соответствии с соотношением (30). *Геометрическое сопло, в первой (суживающейся) части* которого происходит увеличение скорости потока газа до местной скорости звука и во второй (расширяющейся) части дальнейшее увеличение скорости, называется *соплом Лавалья*, рисунок 5.

Статические параметры и параметры торможения. Параметры движущегося потока, когда скорость его не равна нулю, называются *статическими параметрами* (p, T, v, h, \dots). *Параметры торможения, параметры заторможенного потока* ($p_0, T_0, v_0, h_0, \dots$) – термодинамические параметры газа, устанавливающиеся при обратном адиабатном торможении потока до скорости, равной нулю.

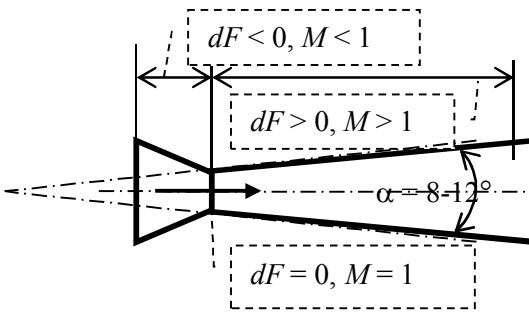


Рис. 5. Схема сопла Лавалья

Соотношение между статическими параметрами и параметрами торможения. Критическое отношение давлений. Для идеального газа уравнение энергии потока (21) можно представить в виде

$$c_p \cdot T + \frac{\omega^2}{2} = c_p \cdot T_0 \quad (31)$$

Разделим его на $c_p \cdot T$, с помощью (28) и $c_p = \frac{k \cdot R}{k-1}$ далее получаем

$$1 + M^2 \cdot \frac{k-1}{2} = \frac{T_0}{T} \quad (32)$$

Подобные соотношения для давления и плотности находим из (32) на основании соотношения параметров в адиабатном процессе

$$\left(1 + M^2 \frac{k-1}{2}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \frac{p_0}{p} \quad (33)$$

$$\left(1 + M^2 \frac{k-1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} = \frac{\rho_0}{\rho} \quad (34)$$

Соотношения позволяют связать. С помощью (32)–(34) находим статические параметры и параметры торможения через число M , а также критические параметры и критическую скорость потока: в критическом сечении $M = 1$ и подстановка данного условия в (32)–(34) дает искомые зависимости

$$T_{кр} = T_0 \cdot \frac{2}{k+1} \quad (35)$$

$$p_{кр} = p_0 \cdot \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (36)$$

$$\rho_{кр} = \rho_0 \cdot \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (37)$$

Из совместного рассмотрения (35) и (23) находим соотношение для расчета критической скорости потока

$$a_{кр} = \sqrt{2 \cdot R \cdot T_0 \cdot \frac{k}{k+1}} \quad (38)$$

Определение критического отношения давлений потока в зависимости от свойств газа, находится из (36)

$$\pi_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (39)$$

Из (39) в допущении, что $c_p = const$ несложно вычислить $\pi_{кр}$:

– для газа с одноатомными молекулами $\pi_{кр} = 0,488$;

- для газа с двухатомными молекулами $\pi_{кр} = 0,528$;
- для газа с многоатомными молекулами $\pi_{кр} = 0,54$.

Подобные соотношения, использующие число λ , получаются аналогично делением (31) на $(c_p \cdot T_0)$

$$1 = \frac{\omega^2}{2} \cdot \frac{1}{c_p \cdot T_0} + \frac{T}{T_0}.$$

С помощью (38) заменим T_0 в первом слагаемом правой части

$$1 = \frac{\omega^2}{a_{кр}^2} \cdot \frac{k \cdot R}{c_p \cdot (k+1)} + \frac{T}{T_0}.$$

С учетом (29) и $c_p = \frac{k \cdot R}{k-1}$ получаем искомое соотношение

$$1 - \lambda^2 \cdot \frac{k-1}{k+1} = \frac{T}{T_0} \quad (40)$$

На основании соотношения параметров в адиабатном процессе из (40) находим требуемые зависимости

$$\left(1 - \lambda^2 \cdot \frac{k-1}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \frac{p}{p_0} \quad (41)$$

$$\left(1 - \lambda^2 \cdot \frac{k-1}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (42)$$

Истечение потока из геометрических сопл. Все геометрические сопла удобно разделить на два типа: суживающиеся, позволяющие получить дозвуковое и звуковое течения потока, и сопла Лавалья, предназначенные для получения сверхзвукового потока. При расчете сопл будем считать: что имеет место адиабатное истечение, что близко к реальности, поскольку время пребывания потока в сопле крайне мало и теплообменом можно пренебречь;

- истечение происходит из сосуда неограниченной емкости, т.е. параметры потока перед соплом не изменяются в процессе истечения.

Определению подлежат расход газа и скорость его в устье сопла.

Исходными данными являются:

свойства вещества;

- параметры газа перед соплом, где будем считать, что скорость потока $\omega \approx 0$. (Если последнее равенство принять нельзя, вычисляются параметры торможения и считается, что газ расширяется от параметров торможения до давления среды, в которую происходит истечение);
- давление среды, в которую происходит истечение;
- геометрические размеры сопла. (При заданном расходе потока определяются размеры сопла).

Истечение идеального газа из суживающихся сопл. Будем считать, что имеет место обратимое адиабатное истечение, т.е. без трения. Для суживающихся сопл характерным является требование $dF < 0$, тогда из совместного анализа с условием (30) следует, что скорость потока в этих соплах не может превышать звуковую. Соответственно с этим важнейшим выводом возможны два режима истечения из суживающихся сопл: дозвуковой и звуковой.

Дозвуковой режим имеет место, если отношение давления среды p_{cp} , в которую происходит истечение, к давлению перед соплом p_0 , больше критического, определяемого соотношением (39)

$$\pi = \left(\frac{p_{cp}}{p_0} \right) > \pi_{кр} \quad (43)$$

В этом случае в устье сопла давление потока равно давлению среды, куда истекает газ $p_y = p_{cp}$, т.е. происходит непосредственно в сопле полное расширение газа. Вся техническая работа процесса превращается в кинетическую энергию потока без рассеяния. Скорость потока в устье сопла дозвуковая $\omega < a$. Остальные термодинамические параметры газа в устье определяются с помощью уравнений для протекающего адиабатного процесса 1–2, рисунок 6.

Уменьшение давления среды, в которую происходит истечение, в рамках сохранения режима в соответствии с условием (43), приводит к увеличению скорости потока на срезе сопла и к росту расхода газа через сопло, рисунок 7.

Теперь несложно составить алгоритм расчета истечения из суживающегося сопла. Расчет производится с учетом режима истечения. В случае дозвукового режима имеет место:

1. По (38) рассчитывается критическая скорость $a_{кр}$.
2. Из (41) рассчитывается λ_y по соотношению

$$\lambda_y = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_y}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (44)$$

3. Из (29) вычисляется скорость истечения газа из сопла ω_y ;

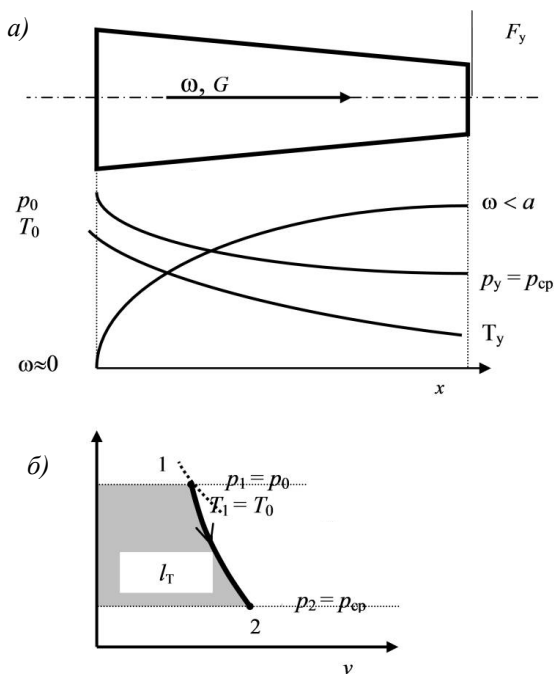


Рис. 6. Истечение из суживающегося сопла, дозвуковой режим: а – изменение параметров по длине сопла; б – процесс изменения состояния газа в $p-v$ - диаграмме

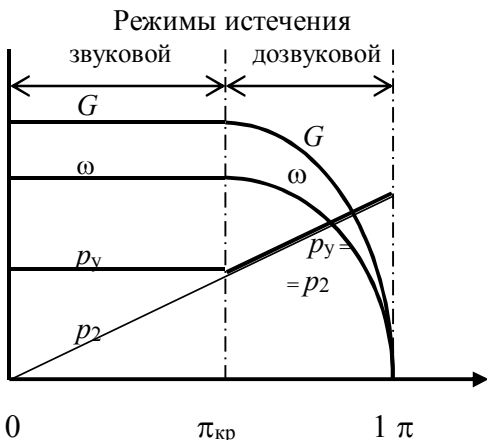


Рис. 7. Изменение расхода, скорости истечения, давления на срезе сужающегося сопла при изменении давления среды $p_{cp} = \pi \cdot p_0$

$$\pi = \left(\frac{p_{cp}}{p_0} \right) \leq \pi_{кр} \quad (46)$$

имеет место звуковой режим истечения через сужающееся сопло. В этом режиме давление потока в устье сопла не зависит от давления среды, куда вытекает газ, постоянно и равно критическому давлению потока $p_y = p_{кр}$. Другие параметры потока в критическом сечении определяются по соотношениям изоэнтропного расширения 1–2. Расширение потока от критического значения давления до давления среды в данном режиме происходит вне сопла. В результате чего часть внутренней энергии газа рассеивается в окружающей среде и не используется на увеличение кинетической энергии потока.

Изменение давления среды, в которую происходит истечение, в звуковом режиме сопла не приводит к увеличению скорости потока и не изменяет расход газа через сопло, рисунок 7. Расход здесь можно изменить лишь за счет площади устья F_y и, в этой связи, существует термин: «Сопло заперто скоростью звука». Это означает, что расход газа в звуковом режиме определяется критической скоростью и площадью устья сопла, которое совпадает с критическим сечением потока.

4. Из (42) или из уравнения изоэнтропы вычисляется плотность газа в выходном сечении ρ_y ;

5. Определяются площадь выходного сечения сопла (устья) либо расход с помощью уравнения неразрывности (7)

$$F_y \cdot \omega_y \cdot \rho_y = G \quad (45)$$

Если соотношение (43) нарушается, а выполняется обратное

В сравнении с дозвуковым режимом расчет сопла в звуковом режиме несколько упрощается и включает:

1. Определение скорости истечения $a_{кр}$ по зависимости (38).
2. Из соотношения (37) или по уравнению изоэнтропы $\frac{p}{\rho^k} = const.$ вычисляется плотность газа в устье $\rho_y = \rho_{кр}$.
3. По уравнению неразрывности (7) находится расход газа или площадь выходного сечения сопла

$$F_y \cdot a_{кр} \cdot \rho_{кр} = G \quad (47)$$

Истечение идеального газа из сопла Лавалья.

Ограничения, исходные данные и цели расчета остаются такими же, что и в случае суживающихся сопел. Истечение из сопел Лавалья может происходить в расчетном ($\pi = \pi_{расч} < \pi_{кр}$) и нерасчетных ($\pi \neq \pi_{расч}$) режимах. Здесь рассматривается расчетный режим, для которого независимо от абсолютных давлений имеет значение лишь величина $\pi = \pi_{расч}$.

Расход газа через сопло Лавалья, при заданных начальных параметрах процесса и площади минимального сечения сопла, постоянен и не зависит от изменения давления среды, в которую происходит истечение, а определяется он площадью минимального сечения и параметрами потока в последнем. Скорость и параметры потока в устье не влияют на значение расхода, поскольку «сопло заперто скоростью звука в минимальном сечении сопла». Рассчитывается расход газа через сопло по уравнению неразрывности (7), записанному для критического сечения, которым является минимальное сечение сопла

$$F_{кр} \cdot a_{кр} \cdot \rho_{кр} = G \quad (48)$$

Необходимые для расчета значения $\rho_{кр}$, $a_{кр}$ определяются по зависимостям (37), (38). Скорость в устье сопла, при заданных начальных параметрах, зависит от давления среды p_2 и рассчитывается из соотношений (29), (44). Площадь устья сопла находится из уравнения неразрывности (7), которое для устья принимает вид

$$F_y \cdot a_y \cdot \rho_y = G \quad (49)$$

Плотность газа в выходном сечении определяется либо непосредственно по уравнению изэнтропы, либо по соотношению (42).

Длина расширяющейся части сопла определяются по известному углу раствора сопла $\alpha = 8-12^\circ$ и установленными размерами минимального сечения и устья сопла.

Изэнтропное истечение реального газа, рисунок 8.

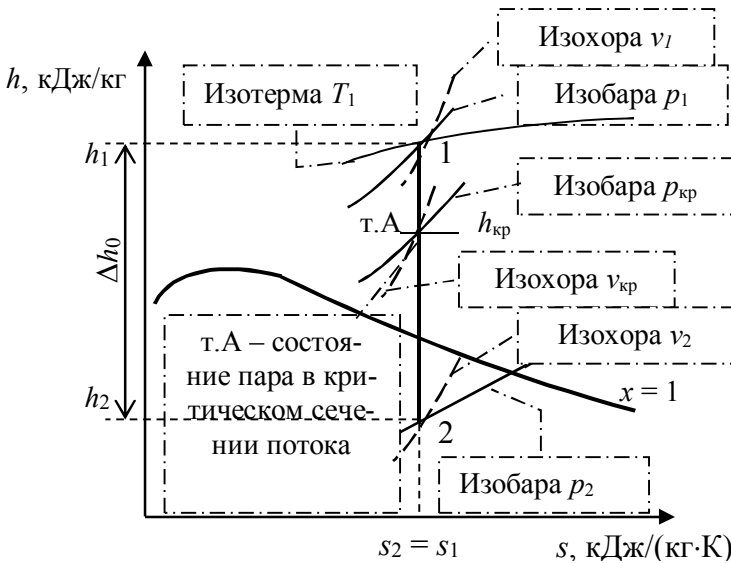


Рис. 8. Адиабатный обратимый (изэнтропный) процесс: 1-2 – расширения пара в сопле Лаваля и 1-А – в случае суживающегося сопла в звуковом режиме

Для нахождения скорости в любом сечении сопла следует применить соотношение (21). Расход и размеры сечения определяются по уравнению неразрывности (48), (49). Упомянутые зависимости справедливы для любых веществ, поскольку получены без каких-либо идеализаций в отношении свойств потока. Нахождение энтальпии и плотности вещества в характерных сечениях производится по заданным давлениям среды в них в соответствии с линией протекания процесса. При расчете сопла Лаваля, прежде всего, необходимо

знать давление потока в минимальном сечении, где имеет место критические параметры потока. Это позволяет найти далее все требуемые для расчета параметры вещества в нем. Критическое давление потока рассчитывается по соотношению (27). Величина $\pi_{кр}$ определяется из выражения (39). Значение показателя адиабаты для пара в сильной мере изменяется с изменением параметров, а потому его величина зависит от области протекания конкретного изоэнтропного процесса. В каждом случае необходимо рассчитывать осредненное для всего процесса значение показателя адиабаты. Оно вычисляется по формуле $p \cdot v^k = const.$, записанной в виде

$$k = \frac{\ln p_1/p_{кр}}{\ln v_{кр}/v_1} \quad (50)$$

Поскольку первоначально неизвестны обе величины $p_{кр}$ и k , процесс определения величины k итерационный. Задаются начальным значением k , например, $k \approx 1,3$ для перегретого пара и $k \approx 1,135$ для влажного насыщенного пара. Затем процесс повторяется по алгоритму:

1. Рассчитывается $p_{кр}$ из (36).
2. С помощью таблиц или уравнения состояния определяются параметры вещества (в частности $v_{кр}$) в критическом сечении, т. А, рисунок 8.
3. Рассчитывается осредненный для процесса 1–А показатель адиабаты с помощью соотношения (50).
4. Сравнивается предыдущее значение показателя адиабаты k_{j-1} и текущее k_j , с учетом требуемого условия $\delta \leq 1-5 \%$

$$\frac{|k_{j-1} - k_j|}{k_j} \leq \delta.$$

Если данное условие выполняется, расчет прекращается, в противном случае повторяется с последним значением k_j с пункта 1.

Необратимое адиабатное истечение потока, рисунок 9.

Необратимость процесса, как ранее доказывалось, приводит к увеличению энтропии в конце процесса адиабатного расширения газа Δs_H и к смещению точки, соответствующей окончанию процесса (т.2_д), вправо в сторону возрастания энтропии на той же изобаре p_2 . Потери

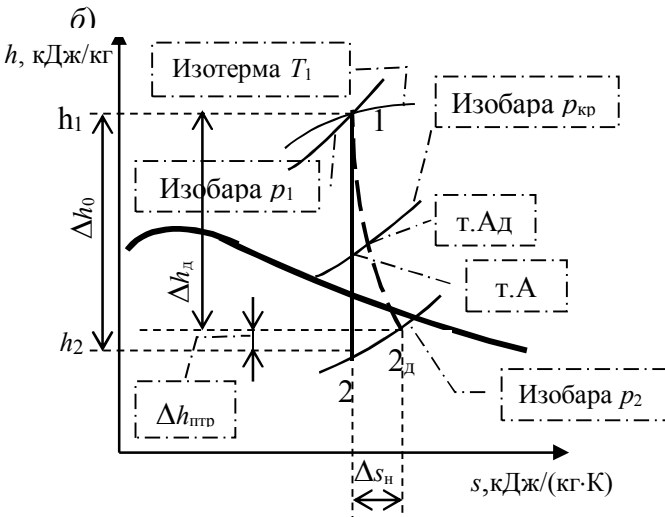
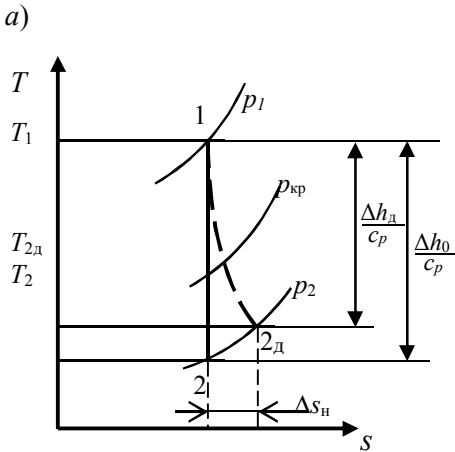


Рис. 9. Процесс необратимого адиабатного расширения при течении через сопло потока: а – идеальный газ; б – реального газа

энергии вследствие необратимости приводят к уменьшению скорости потока, что использовано в характеристике этого процесса: для

определения необратимого адиабатного процесса истечения обычно используется эмпирический коэффициент скорости сопла

$$\varphi = \frac{\omega_{\partial}}{\omega_T} \quad (51)$$

где ω_{∂} , ω_T – соответственно действительная и теоретическая скорости газа в данном сечении сопла.

Коэффициент скорости сопла – отношение скорости при необратимом истечении газа из сопла к скорости при обратимом истечении, при одинаковых начальных и конечных давлениях и начальной скорости, равной нулю. По заданному коэффициенту скорости сопла и рассчитанным по приведенным алгоритмам скоростям потока в его характерных сечениях, устанавливается скорость потока при адиабатном необратимом расширении при истечении из сопла. Для определения расхода, размеров сопла с помощью уравнения неразрывности необходимо знать плотность потока в тех же характерных сечениях. При необратимом процессе, как видно из рисунка 9, она изменяется в сравнении с обратимым адиабатным расширением. Состояние потока в т. 2_л, соответствующей окончанию действительного процесса, определяется также с помощью коэффициента скорости сопла.

С помощью уравнения энергии для адиабатного потока (21) потери энергии, связанные с необратимостью процесса расширения, могут быть определены

$$\Delta h_{nmp} = h_{2\partial} - h_2 = \frac{\omega_2^2}{2} - \frac{\omega_{2\partial}^2}{2} = (1 - \varphi^2) \cdot \frac{\omega_2^2}{2} = \xi \cdot (h_1 - h_2) = \xi \cdot \Delta h_0.$$

где $\xi = \frac{\Delta h_{nmp}}{\Delta h_0}$. – коэффициент потерь.

Так как $\xi \cdot \Delta h_0 = \Delta h_0 - \Delta h_{\partial}$. и с учетом того, что $\eta_{oi} = \frac{\Delta h_{\partial}}{\Delta h_0}$. , то

$$\xi \cdot \Delta h_0 = \Delta h_0 \cdot (1 - \eta_{oi}).$$

Из последних уравнений следует связь между различными коэффициентами, принятыми для характеристики необратимого адиабатного процесса

$$\eta_{oi} = \varphi^2 = 1 - \xi \quad (52)$$

Полученное значение η_{oi} используется для расчета энтальпии и других параметров потока в действительной точке окончания процесса необратимого адиабатного расширения.

Дросселирование. *Общие сведения, уравнение процесса дросселирования.* Процесс дросселирования (рисунок 10) широко встречается в технике как в роли

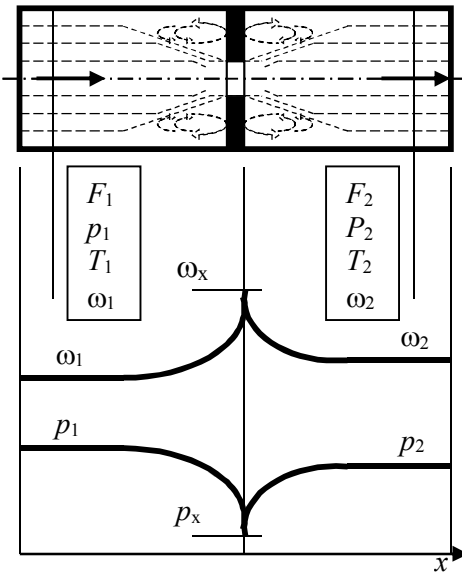
вредного и неизбежного явления, так и в роли специально организуемого технологического процесса.

Для его осуществления необходимо на пути потока создать гидравлическое сопротивление: местное сужение канала, поместить диафрагму, пористую перегородку, не полностью открытый ventиль и т.д., наконец, сам трубопровод, по которому перемещается поток, приводит к дросселированию последнего.

Дросселирование – необратимый термодинамический процесс перетекания газа (жидкости) от большего давления к меньшему, происходящий без отдачи работы вовне.

Рис. 10. Принципиальная схема дросселя и изменения некоторых характеристик потока в нем

Адиабатное дросселирование – дросселирование, протекающее без теплообмена с окружающей средой. *Изотермическое дросселирование* – дросселирование, протекающее при теплообмене с окружающей средой, в результате которого конечная температура газа (жидкости) становится равной начальной.



На рисунке 10 представлена принципиальная схема дроссельного устройства в виде диафрагмы и графики изменения давления и скорости в трубопроводе по его длине. При прохождении потока через местное сужение скорость его возрастает до ω_x , а давление падает до p_x , поскольку кинетическая энергия возрастает с $\frac{\omega_1^2}{2}$ до $\frac{\omega_x^2}{2}$. Трение, образование вихрей приводят к рассеянию части кинетической энергии и преобразованию ее в теплоту, которая усваивается потоком, сохраняя его энтальпию неизменной, но при перераспределении соотношения ее составляющих. Уменьшается механическая составляющая, связанная с давлением, в связи с чем, давление потока после прохождения дросселя не восстанавливается до начального ($p_2 < p_1$).

При адиабатном дросселировании уравнение энергии для потока газа (7) для сечений 1–1 и 2–2 можно записать, которое является уравнением процесса дросселирования

$$h_1 + \frac{\omega_1^2}{2} = h_2 + \frac{\omega_2^2}{2} \quad (53)$$

Скорость потока газа в технических трубопроводах невелика и на основании вклада кинетической составляющей в записанном уравнении энергии в данном случае можно пренебречь величиной

$$\frac{\omega_2^2}{2} - \frac{\omega_1^2}{2} \approx 0 \quad (54)$$

С учетом (54) уравнение (53) принимает вид, который принято считать уравнением адиабатного дросселирования, но оно не является точным уравнением, а лишь приближенным

$$h_1 = h_2 = const. \quad (55)$$

Точное уравнение – соотношение (53). Полученный результат справедлив для жидкостей, паров и газов, поскольку уравнение энергии и допущение о равенстве скоростей потока перед дросселем и после него справедливо во всех указанных случаях. К уравнению (55) надо относиться особым образом: оно относится к сечениям удаленным от дросселя и лишь указывает на квази постоянство энтальпии

потока до и после дросселирования, но в ходе самого процесса энтальпия не остается постоянной, а изменяется.

Анализ процесса дросселирования. При дросселировании, по определению процесса, давление уменьшается ($dp < 0$). Как в процессе необратимом, энтропия системы в ходе дросселирования возрастает ($ds > 0$). Для идеального газа во всех случаях справедливо соотношение $dh = c_p \cdot dT$. Постоянство энтальпии системы в результате дросселирования ($dh \approx 0$) в случае идеального газа означает постоянство температуры ($dT = 0, T = \text{const.}$). Из последнего с помощью уравнения состояния идеального газа становится очевидным увеличение удельного объема идеального газа при дросселировании ($dv > 0$). Более сложно с помощью дифференциальных соотношений термодинамики доказывается, что и в случае реального газа всегда имеет место увеличение удельного объема.

В случае реального газа температура в ходе процесса дросселирования может увеличиваться, оставаться неизменной, уменьшаться. Изменение температуры названо эффектом Джоуля-Томсона, которые первыми дали научное объяснение процессу дросселирования. *Эффект Джоуля – Томсона (дроссельный эффект)* – отношение приращения температуры газа (пара) или жидкости к приращению давления в процессе адиабатного дросселирования. Различают дифференциальный эффект Джоуля-Томсона α_h

$$\alpha_h = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h = \frac{\left(\frac{T \cdot \partial v}{\partial T}\right)_p - v}{c_p}.$$

и интегральный дрессельный эффект

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \int_1^2 \alpha_h \cdot dp.$$

Поскольку при дросселировании $dp < 0$, дифференциальный дрессельный эффект положителен ($\alpha_h > 0$), если температура вещества при дросселировании понижается ($dT < 0$), и наоборот, $\alpha_h < 0$, если температура вещества при дросселировании повышается ($dT > 0$), при равенстве $\alpha_h = 0$, т.е. при смене знака α_h , температура реаль-

ного газа при дросселировании не изменяется ($dT = 0$). Состояние вещества, при котором дифференциальный дроссельный эффект меняет знак, называется *точкой инверсии*, а соответствующая температура – температурой инверсии. Все точки инверсии образуют непрерывную кривую, получившую название кривой инверсии. *Кривая инверсии* – кривая на термодинамической диаграмме, в каждой точке которой дроссельный эффект равен нулю. Она делит область состояний вещества на две части: внутри кривой эффект Джоуля-Томсона положителен ($\alpha_h > 0$) и температура вещества понижается при дросселировании, снаружи – $\alpha_h < 0$ и температура растет. При давлениях ниже p_m , каждому давлению соответствует две температуры инверсии: $T_{иж}$ – относится к состоянию вещества в жидкой фазе, $T_{ип}$ – относится к состоянию в паровой фазе. Кривая инверсии охватывает пограничную кривую пар – жидкость и при дросселировании, например, водяного влажного пара или перегретого пара температура его понижается, рисунок 11. Дросселирование рабочего тела перед тепловым двигателем приводит к потере располагаемого теплоперепада $\Delta h_{птр}$ (рисунок 12) и к снижению работы, получаемой с помощью двигателя. Влажный пар при дросселировании увеличивает степень сухости (процесс 1_1-2_1) и, затем, при продолжении процесса, перегревается (процесс 1_2-2_2). Перегретый пар при дросселировании увеличивает величину перегрева

$$\Delta T_{п.п.} = T_{п.п.} - T_s$$

и, при этом, снижается температура пара (процесс 1_3-2_3).

Величина интегрального дроссельного эффекта определяется разностью температур t_2 и t_1 :

$$\Delta T = T_2 - T_1$$

Дросселирование является необратимым процессом. В случае дросселирования идеального газа имеет место предельная степень необратимости, в случае реального степень необратимости может изменяться, поскольку изменение при дросселировании температуры создает условия для получения работы.

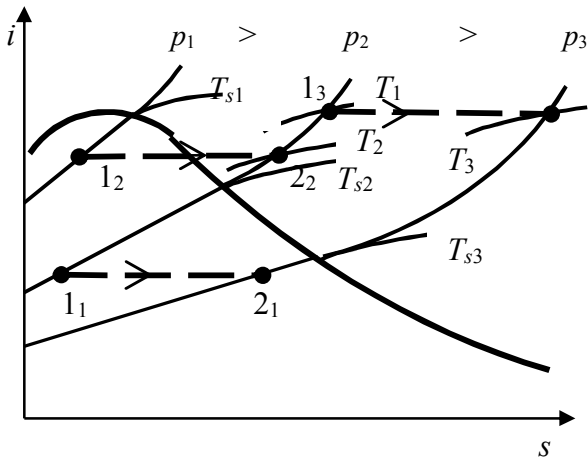


Рис. 11. Процессы дросселирования водяного пара в hs -диаграмме:
 $T_{s1} > T_1 > T_2 > T_{s2} > T_3 > T_{s3}$.

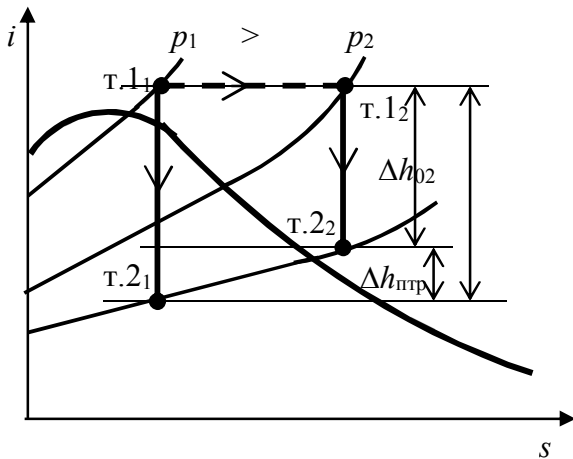


Рис. 12. Снижение работоспособности потока при его дросселировании

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 10 **ИСТЕЧЕНИЕ ИДЕАЛЬНОГО И РЕАЛЬНОГО ГАЗОВ ИЗ** **СУЖИВАЮЩЕГОСЯ СОПЛА**

Цель работы

Изучение основных закономерностей течения газа из суживающихся сопел на различных режимах его работы.

Задание

1. Ознакомиться с устройством экспериментальной установки, принципом действия средств измерения.
2. Провести эксперимент, в ходе которого:
 - определить влияние располагаемой степени понижения давления газа в сопле $\pi_{ср}$, изменяя давление среды перед соплом p_0 , давление среды, в которую происходит истечение $p_{ср}$, на параметры потока в выходном сечении сопла (p_2), скорость истечения ω_2 и число λ_2 , действительную степень понижения давления π_c , расход газа через сопло G ;
 - результаты представить в различных формах (табличной, графической, аналитической), проанализировать и сравнить с расчетными величинами;
 - рассчитать коэффициент скорости сопла (51).

Описание установки и порядок проведения работы

1. Для изучения установки получите соответствующую информацию у преподавателя.
2. Изучите полученный материал и подготовьте протокол наблюдений. Протокол наблюдений включает данные о:
 - барометрическом давлении, температуре воздуха в помещении;
 - показания приборов установки, которые зафиксированы в ходе исследований. Данные представить в форме таблицы 10.1.

Сводная таблица

№ п/п	p_0 , ати	$p_y = p_2$, ати	$p_{ср}$, ати	t , °С	G , кг/с	$\omega_{л}$, м/с	$\eta_{от}$	φ	ξ
1									
2									
...									

3. Согласовать с преподавателем устанавливаемые значения определяющих параметров потока и порядок их изменения.
4. С разрешения преподавателя в присутствии инженера включить установку и провести наблюдения.

Обработка результатов измерений

Истечение идеального газа (воздух)

1). Рассчитывается располагаемая степень понижения давления воздуха в сопле

$$\pi_{ср} = \frac{p_{ср}}{p_0},$$

где p_0 – полное давление воздуха на входе в сопло, МПа;

$p_{ср}$ – давление среды, в которую происходит истечение, МПа.

2). Вычисляется критическое отношение давлений по (39)

$$\pi_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

где $k = 1,4$ – показатель адиабаты для воздуха;

При $\pi_{ср} > \pi_{кр}$ имеет место дозвуковой режим истечения.

3д). Давление потока в устье в режиме равно $p_y = p_{ср}$.

4д). Скорость в выходном сечении (устье) сопла ω_y рассчитывается по соотношению (29), которое модифицируется к виду

$$\omega_y = \lambda_y \cdot a_{кр},$$

где число λ_y находится по соотношению (44)

$$\lambda_y = \sqrt{\left(1 - \left(\frac{p_y}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right) \cdot \frac{k+1}{k-1}};$$

$a_{кр}$ – критическая скорость потока находится по формуле (38)

$$a_{кр} = \sqrt{2RT_0 \frac{k}{k+1}},$$

T_0, K – температура торможения потока, принимается равной температуре воздуха перед соплом.

$R, Дж/(кмоль \cdot K)$ – газовая постоянная для воздуха,

5д). Плотность газа в выходном сечении находится из соотношений (41) и (42)

$$\rho_y = \rho_0 \cdot \left(\frac{p_y}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}}.$$

бд). Расход потока рассчитывается по соотношению (45)

$$G = F_y \cdot \rho_y \cdot \omega_y$$

где F_y – площадь выходного сечения (устья), диаметр устья равен 3,5 мм.

Сравниваются значения расхода потока расчетное и измеренное в опыте, которые объективно не могут совпадать, поскольку расчетное значение определено для изоэнтропного процесса расширения. На практике имеет место необратимое адиабатное расширение, для которого требуется определить скоростной коэффициент сопла (51) или относительный внутренний КПД (η_{oi}), учитывающие потери энергии из-за необратимости процесса, смотри (52).

7д). Определение η_{oi} .

7д.1). Принимается начальное значение относительного внутреннего КПД процесса расширения потока в сопле η_{oi} в интервале 0,7–0,8.

7д.2). Рассчитывается температура потока в конце теоретического процесса расширения по соотношениям изэнтропного процесса

$$T_y^r = T_0 \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}}.$$

7д.3). Вычисляется действительная температура потока

$$T_y^d = T_0 - \eta_{oi} \cdot (T_0 - T_y^r).$$

7д.4). Рассчитывается плотность потока в действительной точке из уравнения состояния идеального газа

$$\rho_\delta = \frac{P_y}{R \cdot T_y^d}.$$

7д.5). Рассчитывается действительная скорость в устье по соотношению (45), которое модифицируется к виду:

$$\omega_\delta = \frac{G_\delta}{F_y \cdot \rho_\delta}.$$

Расчетная и действительная скорости истечения не совпадают, что связано с необратимостью процесса (рисунок 1.9), а также погрешностью измерений.

8д). Рассчитывается коэффициент скорости сопла по соотношению (51), которое модифицируется к виду

$$\varphi = \frac{\omega_\delta}{\omega_y}.$$

9д). Рассчитываем относительный внутренний КПД по соотношению (52) и сравниваем его с заданным значением. Если ошибка

составляет менее 1,5 % принятое значение η_{oi} считается приемлемым, иначе берем в расчет полученное расчетным путем значение η_{oi} до тех пор, пока не достигнута нужная ошибка.

10д). Рассчитывается коэффициент потерь по соотношению (52), которое модифицируется к виду:

$$\xi = 1 - \eta_{oi} = 1 - \varphi^2.$$

При $\pi_{cp} < \pi_{кр}$ устанавливается звуковой режим истечения.

3з). Давление потока в сопле (устье) устанавливается равным критическому давлению потока и рассчитывается из выражения

$$p_y = \pi_{кр} \cdot p_0.$$

В остальном расчет аналогичен варианту с дозвуковым режимом истечения.

4з). Скорость в устье равна критической скорости потока, (38).

5з). Плотность газа в выходном сечении определяется из соотношения (37)

$$\rho_y = \rho_{кр} = \rho_0 \cdot \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Аналогично рассчитывается значение относительного внутреннего КПД η_{oi} , см. пункт 7д.

Истечение реального газа (водяной пар)

При выполнении части работы, связанной с истечением реального газа (водяного пара), заполняется таблица 10.1.

Определение режима истечения из сопла

1). Задаем начальным значением $k \approx 1,3$ для перегретого пара и $k \approx 1,135$ для влажного насыщенного пара.

2). Рассчитываем критическое отношение давлений по (39)

$$\pi_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

3). Рассчитывается располагаемая степень понижения давления пара в сопле

$$\pi_{ср} = \frac{p_{ср}}{p_0},$$

4). Определяются удельная энтальпия, удельный объем, удельная энтропия пара во входном сечении по начальной температуре и давлению на входе в сопло по таблицам или по уравнению состояния с помощью программного комплекса в среде *Excel*.

5). Определяется критическое давление потока по соотношению

$$p_{кр} = \pi_{кр} \cdot p_0$$

Определяется температура перегретого пара в критическом сечении по критическому давлению и удельной энтропии пара во входном сечении либо степень сухости для влажного пара (по таблицам свойств воды или уравнению состояния с помощью программного комплекса в среде *Excel*). Далее определяется удельный объем в критическом сечении по критическому давлению и степени сухости для влажного пара или по критическому давлению и температуре для перегретого пара.

6). Рассчитывается показатель адиабаты для реального газа (пара) по соотношению (50)

$$k = \frac{\ln p_1 / p_{кр}}{\ln v_{кр} / v_1}.$$

7). Сравнивается заданное значение показателя адиабаты k и рассчитанное. Процесс повторяется или заканчивается в зависимости от выполнения условия его окончания: погрешность итераций $\delta \leq 1,5\%$.

8). Уточняется критическое отношение давлений.

При $\pi_{cp} > \pi_{кр}$ имеет место дозвуковой режим течения, в противном случае – звуковой.

Дозвуковой режим.

1д). Давление потока в устье равно $p_y = p_{cp}$.

2д). По удельной энтропии пара на входе в сопло и давлению p_y рассчитываются параметры пара в устье: температура, энтальпия для перегретого пара, степень сухости и энтальпия – для влажного пара в критическом сечении (устье).

3д). Скорость потока в устье сопла рассчитывается по соотношению (26)

$$\omega_y = \sqrt{2000 \cdot (h_1 - h_2)} \approx 44,72 \cdot \sqrt{h_1 - h_2}.$$

4д). Расчетная теоретическая скорость истечения не совпадает с действительной, замеренной в опыте, что связано с необратимостью реального процесса. В этой связи требуется найти коэффициент скорости сопла по соотношению (51). Для этого сравнивается теоретическая скорость в пункте 3д и скорость, рассчитанная по уравнению неразрывности соответствующая замеренному в опыте расходу. Для этого находится относительный внутренний КПД по алгоритму, подобному изложенному в пункте 7д для истечения идеального газа.

5д.1). Задаемся η_{oi} – относительный внутренний КПД процесса расширения потока в сопле в интервале 0,7–0,8.

5д.2). По величине η_{oi} находим энтальпию в действительной точке окончания процесса из соотношения $h_{2д}$

$$\eta_{oi} = \frac{h_0 - h_{2д}}{h_0 - h_2}$$

5д.3). По давлению и энтальпии рассчитываются все параметры, прежде всего плотность, в действительной точке с помощью таблиц или программного комплекса расчета свойств воды.

5д.4). Рассчитывается скорость по уравнению неразрывности, как в пункте 3д.5.

5д.5). Рассчитывается коэффициент скорости и уточняется относительный внутренний КПД по приведенным ранее формулам.

Звуковой режим течения

Имеет место при $\pi_{cr} < \pi_{кр}$.

1з). Давление потока в устье равно $p_y = p_{кр} = \pi_{кр} \cdot p_0$.

Далее расчет аналогичен расчету дозвукового режима для конечного давления равного $p_{кр}$.

2з). Скорость в устье равна критической скорости потока, которая рассчитывается по соотношению (26), для чего рассчитывается энтальпия в устье по критическому давлению и начальной энтропии, см. п. 2д.

3з). Рассчитывается коэффициент скорости сопла по алгоритму пункта 4д и 5д для расчета истечения реального газа, см. выше.

Вопросы для самопроверки:

1. Каким процессом является распространение звукового возмущения? Каким уравнением описывается процесс распространения звукового возмущения?
2. Сформулируйте, что такое установившееся движение?
3. Запишите и поясните уравнение неразрывности. Запишите уравнение неразрывности в дифференциальной форме для одномерного, установившегося изолированного течения потока?
4. Дайте определение сопла, диффузора?
5. В каких соплах, кроме сопла Лаваля можно получить сверхзвуковой поток?
6. Какой принцип надо реализовать для получения сверхзвукового потока? Поясните его на примере сопла Лаваля?
7. Что такое геометрическое сопло?
8. Запишите условия перехода потока через скорость звука для геометрического сопла.
9. Запишите уравнение энергии для установившегося, одномерного, адиабатного потока.
10. Чему равен показатель адиабаты для одно-, двух- и многоатомных идеальных и реальных газов?
11. Как рассчитать показатель адиабаты для реального газа?
12. Дайте определение скоростному коэффициенту сопла.

13. Дайте определение относительному внутреннему КПД процесса расширения потока при истечении из сопл.
14. Дайте определение коэффициенту потерь при адиабатном истечении из сопл.
15. Что такое дозвуковой и звуковой режимы истечения?
16. Как должны соотноситься давления перед соплом и после него для применения сопла Лавалья?
17. Как определить скорость в устье сопла при истечении идеального газа?
18. Как определить скорость в устье сопла при истечении реального газа?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 11
ИСТЕЧЕНИЕ ИДЕАЛЬНОГО И РЕАЛЬНОГО ГАЗОВ ИЗ
СОПЛА ЛАВАЛЯ

Цель работы

Изучение основных закономерностей течения газа из сопла Лавая на различных режимах его работы.

Задание

1. Ознакомиться с устройством экспериментальной установки, принципом действия средств измерения.
2. Провести эксперимент в ходе которого:
 - определить влияние располагаемой степени понижения давления газа в сопле Лавая $\pi_{ср}$ в зависимости от давления среды перед соплом p_0 , давления среды, в которую происходит истечение $p_{ср}$, на параметры потока в выходном сечении p_2 , число λ_2 и скорость истечения ω_2 , действительную степень понижения давления $\pi_{ср}$, расход газа через сопло G ;
 - результаты представить в различных формах (табличной, графической, аналитической), проанализировать и сравнить с расчетными величинами;
 - определить коэффициент скорости сопла.

Описание установки и порядок проведения работы:

1. Для изучения установки получите соответствующую информацию у преподавателя.
2. Изучите полученный материал и подготовьте протокол наблюдений. Протокол наблюдений включает данные о:
 - барометрическом давлении, температуре воздуха в комнате;
 - показания приборов установки, которые зафиксированы в ходе исследований. Данные представить в форме таблицы 11.1.

Сводная таблица

№ п/п	p_0 , ати	$p_y = p_2$, ати	$p_{ср}$, ати	t , °С	G , кг/с	ω , м/с	η_{oi} (сужив. часть)	η_{oi} (расшир. часть)	φ (сужив. часть)	φ (расшир. часть)	ξ (сужив. часть)	ξ (расшир. часть)
1												
2												
...												

3. Согласовать с преподавателем устанавливаемые значения определяющих параметров потока и порядок их изменения.
4. С разрешения преподавателя в присутствии инженера включить установку и провести наблюдения.

Обработка результатов измерений

Сопло Лавая, безусловно, единое устройство. Вместе с тем, необратимость процесса истечения имеет различную величину в разных его частях, которую в расчетах усредняют тем или иным способом. В наибольшей мере изменение степени необратимости имеет место на нерасчетных режимах истечения, которые неизбежны при проведении эксперимента на лабораторной установке в связи с произвольным изменением давлений перед и на выходе сопла. В этой связи полезно разобраться с ситуацией и провести расчеты по определению усредненного значения относительного внутреннего КПД процесса расширения в суживающейся и расширяющейся частях сопла и, в итоге, для всего сопла.

Определение коэффициента скорости для суживающейся части сопла Лавая при истечении идеального газа

1). При истечении потока через сопла Лавая минимальное сечение сопла практически совпадает с критическим сечением потока. Критическое отношение давлений, необходимое для расчета, находится по уравнению

$$\pi_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}},$$

где $k = 1,4$ – показатель адиабаты для воздуха.

2). Находится давление в критическом сечении потока по соотношению (27).

3). По соотношениям для изэнтропного процесса по известным начальным давлению, температуре и давлению в критическом сечении рассчитываются параметры потока. Можно воспользоваться также соотношением (39) для расчета температуры

$$T_{кр} = T_0 \cdot \left(\frac{2}{k+1}\right)$$

4). Рассчитывается критическая скорость потока, которая будет иметь место в критическом сечении, см. пункт 4д работы № 10 истечения идеального газа из суживающегося сопла.

5). Рассчитывается плотность газа в критическом сечении, см. пункт 5д работы № 10 истечения идеального газа.

б). Рассчитывается расход по уравнению неразрывности

$$G = F_{кр} \cdot \rho_{кр} \cdot \omega_{кр}$$

где $F_{кр}$ – площадь критического сечения, диаметр равен 3,5 мм, $\omega_{кр} = a_{кр}$.

7). Сравниваются значения расходов потока расчетного и измеренного в опыте, см. пункт 7д работы № 10 истечения идеального газа и рассчитывается коэффициент скорости сопла, см. пункт 8д работы № 10 истечения идеального газа.

8). Рассчитываем относительный внутренний КПД, см. пункт 9д работы № 10 истечения идеального газа.

9). Рассчитывается коэффициент потерь, см. пункт 10д работы № 10 истечения идеального газа.

Определение коэффициента скорости для расширяющейся части сопла Лаваля при истечение идеального газа.

Расчет аналогичен расчету истечения из суживающегося сопла выше проведенного, отличие в том, что скорость, плотность и размеры сечения определяются для устья сопла – выходного сечения. Площадь устья сопла рассчитывается по диаметру, равному 28 мм.

Определение коэффициента скорости для сопла Лавалья при истечение идеального газа.

К данному расчету нам известны начальное состояние, состояние потока на выходе из сопла, что позволяет рассчитать действительный теплоперепад $h_d = (T_1 - T_{2д}) / c_p$. Для нахождения относительного внутреннего КПД необходимо рассчитать располагаемый теплоперепад h_0 , рисунок 9. Последний находится по соотношениям адиабатного процесса: рассчитывается температура окончания изэнтропного расширения по уравнению изэнтропы и изобарная теплоемкость потока $c_p = \frac{k \cdot R}{k - 1}$, далее находится располагаемый теплоперепад $h_0 = (T_1 - T_2) / c_p$ и $\eta_{oi} = \frac{h_d}{h_0}$.

После чего коэффициент скорости сопла рассчитывается по соотношению (52).

Сравните все три полученные в работе коэффициента ϕ или η_{oi} и дайте объяснения расхождению их значений.

Истечение реального газа (водяной пар) сопла Лавалья

Работа повторяет изложенную выше последовательность в предыдущей работе. Отличие в использовании уравнения состояния, которое, естественно, отличается от такового для идеального газа. Расчеты по уравнению состояния проводятся в среде Excel. Программный комплекс получить у преподавателя. Алгоритм составить самостоятельно используя материалы расчета реального газа из суживающегося сопла в предыдущей работе.

Вопросы для самопроверки:

1. Что такое сопло Лавалья?
2. Как найти критическую скорость потока идеального газа? Что изменяется для нахождения той же скорости для реального газа?
3. Какие допущения принимались при выполнении работы?

4. В каких режимах может работать сопло Лавалья? Какой режим имел место в ходе выполнения работы?
5. Чем определяется расход потока через сопло Лавалья?
6. Чему равен угол раствора для сопла Лавалья?
7. Что такое критическое сечение потока?
8. Как изменяется скорость потока в расширяющейся и суживающейся части сопла Лавалья?
9. Как определить длину суживающейся части сопла Лавалья?
10. Как определить длину расширяющейся части сопла Лавалья?
11. Дайте определение относительному внутреннему КПД процесса расширения газа в сопле.
12. Что означает коэффициент скорости сопла?
13. Как связаны коэффициент скорости сопла, относительный внутренний КПД процесса расширения потока в сопле и коэффициент потерь в сопле?
14. Как рассчитывается конечная точка изэотропного расширения потока в сопле в случае истечения идеального газа и в случае истечения реального газа?
15. Как рассчитывается критическое отношение давлений для потока реального газа?
16. Как проводить расчет истечения из сопел, если на входе в сопло скоростью потока нельзя пренебречь?
17. Что такое параметры торможения потока?
18. Покажите в диаграмме как определяется температура торможения по заданной скорости и параметрам потока?
19. Покажите на диаграммах участки расширения потока в суживающейся и расширяющейся частях сопла Лавалья, если коэффициенты скорости для обеих частей различны. Как изобразится процесс для усредненного по всей длине сопла коэффициенту скорости?

ЛИТЕРАТУРА

1. Хрусталеv, Б.М. Техническая термодинамика: учеб.: в 2 ч. / Б.М. Хрусталеv, А.П. Несенчук, В.Н Романюк. – Минск: УП «Технопринт», 2004. – Ч. 1. – 487 с.
2. Хрусталеv, Б.М. Техническая термодинамика: учеб.: в 2 ч. / Б.М. Хрусталеv, А.П. Несенчук, В.Н Романюк. – Минск: УП «Технопринт», 2004. – Ч. 2. – 560 с.

Учебное издание

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Лабораторный практикум
для студентов теплоэнергетических специальностей

В 4 частях

Часть 3

ТЕРМОДИНАМИКА ПОТОКА

Составители:

РОМАНЮК Владимир Никанорович

БОБИЧ Александр Александрович

БУБЫРЬ Татьяна Викторовна

МУСЛИНА Дарья Борисовна

Подписано в печать 18.11.2015. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография.

Усл. печ. л. 2,56. Уч.-изд. л. 2,00. Тираж 100. Заказ 1155.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет.

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя
печатных изданий № 1/173 от 12.02.2014. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.