

**Г.А. Горбенко, О.Н. Костиков, В.Г. Селиванов**

**ПЕРВИЧНЫЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ  
АНАЛИЗ РАБОЧИХ ПРОЦЕССОВ В  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ  
И СИСТЕМАХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ**

**1995**

*Министерство образования Украины*  
Харьковский авиационный институт им. Н.Е. Жуковского

**Г.А. Горбенко, О.Н. Костиков, В.Г. Селиванов**

**ПЕРВИЧНЫЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАБОЧИХ  
ПРОЦЕССОВ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ  
И СИСТЕМАХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ**

Учебное пособие

Харьков «ХАИ» 1995

УДК 536.71 (075.8)

Первичный термодинамический анализ рабочих процессов в энергетических установках и системах летательных аппаратов / Г.А. Горбенко, О.Н. Костиков, В.Г. Селиванов. – Учебное пособие. - Харьков: Харьк. авиац. ин-т, 1995. – 66 с.

Изложен термодинамический метод анализа процессов в энергетических установках и системах. Приведены необходимые формулы для расчета процессов в типичных элементах систем – диффузорах, соплах, компрессорах, турбинах, камерах сгорания, дросселях и др. представлены типовые домашние задания, способствующие освоению термодинамического метода анализа систем, необходимый справочный материал.

Пособие может быть использовано студентами авиационных вузов при изучении курсов «техническая термодинамика», «Системы обеспечения теплового режима», при курсовом и дипломном проектировании.

Ил. 24. Табл. 8. Библиогр.: 7 назв.

Рецензенты: канд. техн. наук, доцент Л.Н. Буслик  
канд. техн. наук, доцент Н.Б. Чиркин

© Харьковский авиационный институт, 1995 г.

Горбенко Геннадий Александрович  
Костиков Олег Николаевич  
Селиванов Вадим Григорьевич

ПЕРВИЧНЫЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАБОЧИХ  
ПРОЦЕССОВ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ И СИСТЕМАХ  
ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Редактор Т.Г. Кардаш

Св. план, 1995

Подписано в печать 22.06.95

Формат 60x84 1/16. Бум. офс. №2. Офс. печ.

Усл. печ. л. 3,7. Уч.-изд. л. 4,18. Т. 100 экз. Заказ 52.

Цена свободная

---

Харьковский авиационный институт  
61070, Харьков-70, ул. Чкалова, 17  
<http://www.khai.edu>

Издательский центр "ХАИ"  
61070, Харьков-70, ул. Чкалова, 17  
[izdat@khai.edu](mailto:izdat@khai.edu)

## Оглавление

Условное обозначение и сокращения.....	5
Введение.....	6
1. Основные расчетные соотношения.....	7
1.1. Уравнения состояния рабочих тел.....	7
1.1.1. Термические уравнения состояния рабочих тел.....	7
1.1.2. Калорические уравнения состояния и теплоемкость рабочих тел .....	9
1.2. Формы аналитического выражения первого начала термодинамика.....	12
1.2.1. Закрытая термомеханическая система.....	12
1.2.2. Открытая термомеханическая система.....	13
1.2.3. Первое начало термодинамики для потока рабочего тела в механической форме.....	15
1.3. Аналитическое выражение второго начала термодинамики.....	16
1.4. Расчетные соотношения для основных термодинамических обратимых процессов изменения состояния идеального газа с неизменными теплофизическими свойствами.....	16
1.4.1. Уравнение процесса и связь термических параметров в конечном и начальном состояниях.....	17
1.4.2. Удельная работа процесса.....	17
1.4.3. Калорические характеристики процесса.....	19
2. Термодинамические процессы в элементах энергоустановок и систем летательных аппаратов.....	20
2.1. Диффузоры.....	20
2.2. Сопла.....	22
2.3. Компрессоры и вентиляторы.....	25
2.4. Насосы.....	27
2.5. Расширительные машины. Детандеры. Турбины.....	28
2.6. Камеры сгорания и теплообменники.....	29
2.7. Дроссели.....	30
2.8. Камеры смешения.....	32
2.9. Системы наддува и вытеснения.....	34
3. Термодинамические циклы тепловых двигателей.....	35
Варианты домашних заданий.....	39
Задание 1. Расчет системы кондиционирования салона самолета....	39
Задание 2. Расчет параметров турбореактивного двигателя.....	45
Задание 3. Анализ космической энергоустановки, работающей по замкнутому газотурбинному циклу Брайтона.....	48
Задание 4. Расчет параметров жидкостно-ракетного двигателя с турбонасосной подачей компонентов топлива и системой наддува топливных баков.....	53
Приложение 1.....	59
Приложение 2.....	60
Приложение 3.....	60
Приложение 4.....	64

Приложение 5.....	64
Список использованной и рекомендованной литературы.....	66

### Условное обозначение и сокращения

$P$  – давление, Па;

$T$  – температура, К;

$V$  – объем, м<sup>3</sup>;

$v$  – удельный объем, м<sup>3</sup>/кг;

$\rho$  – плотность, кг/м<sup>2</sup>;

$u$  – удельная внутренняя энергия, Дж/(кг);

$i$  – удельная энтальпия, Дж/(кг);

$s$  – удельная энтропия, Дж/(кг);

$C_v$ ,  $C_p$ ,  $C_n$  – удельные теплоемкости рабочих тел в изохорном, изобарном и политропном процессах, Дж/(кг·К);

$R$  – газовая постоянная, Дж/(кг·К);  
 $R_{\mu}$  – универсальная газовая постоянная, Дж/(кмоль·К);  
 $R_i$  – газовая постоянная  $i$ -го компонента в смеси газов, Дж/(кг·К);  
 $Q$  – теплота процесса, Дж;  
 $q$  – удельная теплота процесса, Дж/кг;  
 $L, L_{\text{техн}}, L_{\text{пв}}, L_{\text{дис}}$  – деформационная, техническая, полезная внешняя и диссипативная работы процесса, Дж;  
 $l, l_{\text{техн}}, l_{\text{пв}}, l_{\text{дис}}$  – удельные значения деформационной, технической, полезной внешней и диссипативной работ, Дж/кг;  
 $m_i, r_i, n_i$  – массовая, объемная и мольные доли  $i$ -го компонента в смеси газов;  
 $\mu_i$  – молекулярная масса газа и его  $i$ -го компонента в смеси, кг/кмоль;  
 $F$  – площадь поперечного сечения канала, м<sup>2</sup>;  
 $W$  – скорость потока относительно стенок канала, м/с;  
 $g$  – ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>;  
 $h$  – высота относительно нулевого уровня отсчета потенциальной энергии в поле гравитационных сил, а также высота полета летательного аппарата, м;  
 $K$  – показатель обратимой адиабаты (изоэнтропы);  
 $\Pi$  – показатель политропы.

## ВВЕДЕНИЕ

Детальным и точным расчетам рабочих процессов в элементах энергетических установок и систем летательных аппаратов обычно предшествует первичный их анализ. В ходе анализа применяют методы технической термодинамики, основанные на представлении этих элементов как однородных равновесных термодинамических систем и использовании простейших уравнений состояния для соответствующих рабочих тел.

Такой подход позволяет достаточно легко и быстро установить основные характеристики рабочих процессов, получить необходимую информацию для последующего уточнения анализа и дает возможность скорректировать значения определяющих параметров в направлении обеспечения оптимального хода рабочих параметров в энергетических установках и системах.

В термодинамическом методе расчета используется понятие идеализированных процессов. Условия протекания реальных процессов на стадии первичного термодинамического анализа можно приближенно учесть введением поправочных коэффициентов. Номенклатуру и значение их устанавливают, опираясь на имеющийся опыт.

В ходе первичного термодинамического анализа рабочих процессов применяют уравнения состояния несжимаемой среды и идеального газа, аналитические выражения первого и второго начал термодинамики, расчетные соотношения для основных термодинамических процессов. Эффективность энергетических установок и систем оценивают, используя понятие термодинамического цикла.

Ниже представлены соответствующие зависимости и расчетные соотношения, а также показано применение их при анализе различных элементов энергетических установок и систем летательных аппаратов.

## 1. ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

### 1.1. Уравнения состояния рабочих тел

В термодинамическом методе исследования данные о конкретных физических свойствах изучаемых объектов, выделяющие их из других возможных, представляют с помощью термического и калорического уравнений состояния.

#### 1.1.1. Термические уравнения состояния рабочих тел

Эти уравнения чаще всего выражают связь между давлением, объемом и температурой рабочего тела – термическими его параметрами. Рабочие тела, применяемые в авиационной и ракетно-космической технике, с достаточной для предварительного термодинамического исследования точностью можно считать либо идеальными газами, либо несжимаемыми жидкостями.

##### 1.1.1.1. Термическое уравнение состояния идеального однокомпонентного газа

Существует несколько форм этого уравнения, отличающихся тем, для какого качества газа они записаны.

Для 1 кг газа

$$Pv = RT, \quad (1.1)$$

$$P = \rho RT, \quad (1.2)$$

где  $T$  – температура, К;  $P$  – давление, Па;  $v$  – удельный объем газа, м<sup>3</sup>/кг;  $\rho$  – плотность газа, кг/м<sup>3</sup>;  $R$  – газовая постоянная, Дж/(кг·К).

Для  $M$  кг газа

$$PV = MRT, \quad (1.3)$$

где  $V$  – объем, занимаемый газом, м<sup>3</sup>.

Для 1 киломоля газа



$$P V_{\mu} = R_{\mu} T, \quad (1.4)$$

где  $V_{\mu}$  – мольный объем газа, м<sup>3</sup>/кмоль;  $R_{\mu}$  – универсальная газовая постоянная,  $R_{\mu} = 8314$  Дж/(кмоль · К).

Для N киломолей газа

$$PV = NR_{\mu} T. \quad (1.5)$$

Значения  $R$  и  $R_{\mu}$  связаны соотношением

$$R = R_{\mu} / \mu. \quad (1.6)$$

где  $\mu$  – молекулярная масса газа, кг/кмоль.

### 1.1.1.2. Термические уравнения состояния смеси идеальных газов и сопутствующие соотношения

Состав смеси задается указанием числа и вида компонентов в ней, а также их концентрации. Последняя может быть выражена массовыми ( $m_i = M_i / M$ ), объемными ( $r_i = V_i / V$ ) либо мольными ( $n_i = N_i / N$ ) долями каждого  $i$ -го компонента.

Термическое уравнение состояния в приведенных выше формах применимо для смеси в целом. Для отдельного компонента справедливы следующие соотношения:

$$P_i V = M_i R_i T, \quad (1.7)$$

$$P V_i = M_i R_i T, \quad (1.8)$$

$$P_i V = N_i R_{\mu} T, \quad (1.9)$$

$$P V_i = N_i R_{\mu} T. \quad (1.10)$$

Здесь обозначения без индекса « $i$ » относятся к смеси, а с этим индексом – к отдельному  $i$ -му компоненту, причем  $P_i$  – парциальное давление, Па;  $V_i$  – парциальный объем, м<sup>3</sup>.

Кроме того, для расчета параметров смеси можно использовать следующие уравнения

$$P = \sum_{i=1}^K P_i \quad (\text{Закон Дальтона}), \quad (1.11)$$

$$V = \sum_{i=1}^K V_i \quad (\text{Закон Амага}), \quad (1.12)$$

$$M = \sum_{i=1}^K M_i, \quad (1.13)$$

$$N = \sum_{i=1}^K N_i, \quad (1.14)$$

$$N_i = M_i / \mu_i, \quad (1.15)$$

$$\mu = M / N, \quad (1.16)$$

где  $\mu$  – кажущаяся молекулярная масса смеси, кг/кмоль.

Из (1.1) – (1.18) следует полезные, часто используемые выражения:

$$\mu = \frac{\sum_{i=1}^K r_i \mu_i}{\sum_{i=1}^K (m_i / \mu_i)} = \frac{1}{\sum_{i=1}^K (m_i / \mu_i)}, \quad (1.17 \text{ а, б})$$

$$R = \frac{\sum_{i=1}^K m_i R_i}{\sum_{i=1}^K r_i \mu_i} = \frac{R_\mu}{\sum_{i=1}^K r_i \mu_i} = \frac{1}{\sum_{i=1}^K \frac{r_i}{R_i}}, \quad (1.18 \text{ а, б, в})$$

$$P V_i = P_i V, \quad (1.19)$$

$$r_i = n_i, \quad (1.20)$$

$$m_i = \frac{r_i \mu_i}{\sum_{i=1}^K r_i \mu_i}, \quad (1.21)$$

$$r_i = \frac{m_i / \mu_i}{\sum_{i=1}^K m_i / \mu_i}. \quad (1.22)$$

Для многих практических задач достаточно использовать уравнение состояния смеси в форме (1.3), а газовую постоянную находить по соотношения (1.18а), если смесь задана массовыми долями компонентов, или по соотношению (1.18в), если смесь задана объемными долями.

### 1.1.1.3. Термическое уравнение состояния жидкости

В общем случае удельный объем (или плотность) жидкости является, как и для газа, функцией давления и температуры. В частности, в широком диапазоне параметров для воды справедливо эмпирическое уравнение Бриджмена

$$P = (109 - 93,7v)(T - 348) + 501v^{-5.58} - 4310. \quad (1.23)$$

Однако диапазон изменения параметров жидкостей в описанных ниже задачах таков, что плотность жидкостей можно считать не зависящей от других ее параметров:

$$\rho = \text{const}; \quad v = \text{const}. \quad (1.24)$$

### 1.1.2. Калорические уравнения состояния и теплоемкость рабочих тел

Упомянутые уравнения могут быть представлены в форме зависимостей удельной внутренней энергии либо энтальпии от термических параметров состояния, например:

$$u = u(T, v); \quad i = i(T, P). \quad (1.25)$$

#### 1.1.2.1. Калорические уравнения состояния и теплоемкости идеального газа

Удельная внутренняя энергия идеального газа не зависит от объема, а энтальпия – от давления:

$$u = u(T); \quad i = i(T). \quad (1.26 \text{ а, б})$$

В дифференциальном виде

$$du = C_v dT; \quad di = C_p dT, \quad (1.27 \text{ а, б})$$

где  $C_v$  – удельная изохорная теплоемкость, Дж/(кг·К);  $C_p$  – удельная изобарная теплоемкость, Дж/(кг·К), причем

$$C_p - C_v = R \text{ (уравнение Майера)}. \quad (1.28)$$

В общем случае теплоемкости идеального газа зависят от температуры. Если же принять  $C = \text{const}$  (что справедливо в небольшом интервале температур), то

$$u = u_0 + C_v(T - T_0). \quad (1.29)$$

$$i = i_0 + C_p(T - T_0). \quad (1.30)$$

Здесь  $u_0$  и  $i_0$  соответствуют значениям, принятым в начале отсчета (при  $T_0$ ). В частности, условно считая  $u_0 = 0$  при  $T_0 = 0$ , получаем

$$u = C_v T; \quad i = C_p T. \quad (1.31 \text{ а, б})$$

Удельные теплоемкости  $C_v$  и  $C_p$  можно выразить через соответствующие молярные теплоемкости  $C_{v\mu}$  и  $C_{p\mu}$ , используя соотно-

шение  $C = C_\mu / \mu$ . Если пренебречь колебательным движением атомов в молекулах, мольные теплоемкости могут быть найдены по формулам

$$C_{v\mu} = z \frac{R_\mu}{2}, \quad (1.32)$$

$$C_{p\mu} = zR_\mu \left( \frac{z}{2} + 1 \right), \quad (1.33)$$

где  $Z$  – число степеней свободы движения молекул (для одноатомных газов  $Z = 3$ , для двухатомных  $Z = 5$ , для трех (и более) атомных  $Z = 6$ ).

Для смесей идеальных газов с постоянными теплоемкостями  $C_{vi}$  и  $C_{pi}$  ( $i$  – номер компонента в смеси).

$$C_v = \sum_{i=1}^K (C_{vi} m_i); \quad C_p = \sum_{i=1}^K (C_{pi} m_i); \quad (1.34 \text{ а, б, в, г})$$

$$C_{v\mu} = \sum_{i=1}^K (C_{v\mu i} r_i); \quad C_{p\mu} = \sum_{i=1}^K (C_{p\mu i} r_i).$$

Иногда удобно выражать теплоемкости через газовую постоянную  $R$  и показатель адиабаты  $k = C_p / C_v$ :

$$C_v = \frac{1}{k-1} R; \quad C_p = \frac{1}{k-1} R; \quad (1.35 \text{ а, б, в, г})$$

$$C_{v\mu} = \frac{1}{k-1} R_\mu; \quad C_{p\mu} = \frac{1}{k-1} R_\mu.$$

Если требуется учесть влияние температуры на теплоемкость, обычно пользуются средней теплоемкостью процесса в соответствующем интервале температур:

$$C_m = \frac{1}{T_{\text{кон}} - T_{\text{нач}}} \int_{T_{\text{нач}}}^{T_{\text{кон}}} C dT. \quad (1.36)$$

Здесь  $T_{\text{нач}}$ ,  $T_{\text{кон}}$  – начальная и конечная температуры процесса;  $C$  – истинная теплоемкость.

При небольшой разности температур  $T_{\text{нач}}$ ,  $T_{\text{кон}}$  допустимо определить  $C_m$  как истинную теплоемкость при средней температуре процесса:

$$C_m = C(T_m), T_m = \frac{T_{\text{нач}} + T_{\text{кон}}}{2}. \quad (1.37)$$

Данные об истинной теплоемкости газов приведены в справочной литературе [1, 2, 3 и др]. Они могут быть представлены в виде таблиц или аппроксимирующих зависимостей. Удобно пользоваться данными о средних теплоемкостях в интервале температур от  $0^\circ\text{C}$  до данной температуры  $t$ ,  $^\circ\text{C}$ . В этом случае среднюю теплоемкость в интервале температур  $[t_{\text{нач}}, t_{\text{кон}}]$  определяют из выражения

$$C_m \Big|_{t_{\text{нач}}}^{t_{\text{кон}}} = \frac{C_{m_{\text{кон}}} t_{\text{кон}} - C_{m_{\text{нач}}} t_{\text{нач}}}{t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}}. \quad (1.38)$$

При использовании формул (1.36) – (1.38) может быть заранее неизвестна конечная температура процесса. Тогда приходится применять метод последовательных приближений: задавать ориентировочное значение  $t_{\text{кон}}$ , определять  $C_m$ , а затем уточнять  $t_{\text{кон}}$  и  $C_m$  до заданной сходимости последующего и предыдущего значений  $t_{\text{кон}}$ .

### 1.1.2.2. Калорическое уравнение состояния и теплоемкость жидкостей

Разница между изохорной и изобарной теплоемкостями жидкостей столь мала, что допустимо полагать:

$$C_{\text{рж}} = C_{\text{вж}} = C_{\text{ж}}. \quad (1.39)$$

Кроме того, при параметрах, значительно меньших критических, влияние давления на теплоемкость пренебрежимо мало. Тогда  $C_{\text{ж}} = C(T)$ , причем с достаточной точностью эту функциональную зависимость можно принять линейной:

$$C_{\text{ж}} = a + bT, \quad (1.40)$$

где  $a$ ,  $b$  – постоянные коэффициенты. Для приведенных ниже задач можно считать  $C_{\text{ж}} = \text{const}$ .

## 1.2. Формы аналитического выражения первого начала термодинамики

### 1.2.1. Закрытая термомеханическая система

«Закрытой» называется термодинамическая система, не обменивающаяся массой с окружающей средой. В противном случае система называется «открытой».

Для такой термодинамической системы в сопутствующей (подвижной) системе координат (наблюдатель движется вместе с системой) первое начало термодинамики в дифференциальной форме можно выразить следующими соотношениями:

$$\delta q = du + Pdv - \delta l_{\text{дис}}, \quad (1.41)$$

$$\delta q = di - vdP - \delta l_{\text{дис}}, \quad (1.42)$$

где  $\delta q$  – дифференциально малый удельный энергообмен в форме теплоты, Дж/кг, на контрольной поверхности, ограничивающей термодинамическую систему;  $Pdv$  – дифференциально малая удельная деформационная работа процесса изменения объема системы, Дж/кг;  $\delta l_{\text{дис}}$  – дифференциально малая удельная работа процесса диссипации механической энергии, Дж/кг.

Отметим, что  $\delta l_{\text{дис}}$  полностью преобразуется в теплоту диссипации  $\delta q_{\text{дис}}$ . Поэтому в приведенных выражениях допустимо вместо  $\delta l_{\text{дис}}$  записывать  $\delta q_{\text{дис}}$ .

Из (1.41) – (1.42) следуют интегральные формы выражения первого начала термодинамики, например:

$$q_{\text{Н-К}} = u_{\text{К}} - u_{\text{Н}} + \int_{\text{Н}}^{\text{К}} Pdv - l_{\text{дис Н-К}}. \quad (1.43)$$

### 1.2.2. Открытая термомеханическая система

Ниже приведены уравнения первого начала термодинамики в лабораторной системе координат (наблюдатель находится вне системы). В общем случае увеличение полной энергии системы  $\Delta E$ , Дж, за малый промежуток времени  $\Delta \tau$ , с, определяется изменением внутренней  $\Delta U$ , кинетической  $\Delta E_{\text{кин}}$  и потенциальной  $\Delta E_{\text{пот}}$  энергий в контрольном объеме вследствие подвода к системе извне теплоты  $Q$ , Дж, энергии с входящими массами  $M_{j,\text{ВХ}}$ , кг, отвода технической работы  $L_{\text{техн}}$  и энергии с выходящими массами  $M_{j,\text{ВЫХ}}$ :

$$\begin{aligned} \Delta E = \Delta U + \Delta E_{\text{кин}} + \Delta E_{\text{пот}} = Q - L_{\text{техн}} + \\ + \sum_{j=1}^n M_{j,\text{ВХ}} (i_{\text{ВХ}} + w_{\text{ВХ}}/2 + gh_{\text{ВХ}})_j - \\ - \sum_{j=1}^m M_{j,\text{ВЫХ}} (i_{\text{ВЫХ}} + w_{\text{ВЫХ}}/2 + gh_{\text{ВЫХ}})_j \end{aligned} \quad (1.44)$$

Здесь  $L_{\text{техн}}$ , Дж, работа, выводимая за пределы термомеханической системы за время  $\Delta\tau$  с помощью различных подвижных элементов, в число которых может быть включена и подвижная контрольная поверхность;  $\dot{N}$  – количество входящих потоков;  $\dot{M}$  – количество выходящих потоков;  $i$ , Дж/кг, – удельная энтальпия  $j$ -го потока;  $W$ , м/с, – скорость потока в сечениях входа (выхода);  $g$ , м/с<sup>2</sup>, – ускорение свободного падения;  $h$ , м, – высота расположения сечения входа (выхода) над уровнем отсчета потенциальной энергии в поле сил тяжести. При записи уравнения (1.44) предполагали, что изменение удельных параметров в сечениях входа (выхода) за время  $\Delta\tau$  несущественно. Иначе нужно было бы представить уравнения (1.44) в дифференциальной форме.

Если через контрольный объем проходит один *стационарный* поток рабочего тела  $M = M_{\text{вх}} = M_{\text{вых}}$ , то изменений полной энергии нет:  $\Delta E = 0$ . С учетом этого, разделив уравнение (1.44) на  $M$ , получим удобную форму уравнения первого начала термодинамики для стационарного потока рабочего тела:

$$q_{\text{н-к}} = i_{\text{к}} - i_{\text{н}} + \frac{w_{\text{к}}^2 - w_{\text{н}}^2}{2} + l_{\text{технн-к}} + g(h_{\text{к}} - h_{\text{н}}). \quad (1.45 \text{ а})$$

или дифференциальной форме

$$\delta q = di + d(w^2/2) + \delta l_{\text{техн}} + gdh. \quad (1.45 \text{ б})$$

Здесь  $l_{\text{техн}}$  – удельная техническая работа потока, Дж/кг. Индексы «н» и «к» относятся соответственно к входному и выходному сечению.

Используя понятие об энтальпии заторможенного потока (полной энтальпии)

$$i^* = i + w^2/2, \quad (1.46)$$

из (1.45 б) получаем

$$\delta q = di^* + \delta l_{\text{техн}} + gdh. \quad (1.47)$$

Из сопоставления (1.45) и (1.46) следует, что полная энтальпия представляет собой максимально возможное значение энтальпии после полного торможения потока от начального состояния  $(i_{\text{н}}, w_{\text{н}})$  до конечного состояния  $(i_{\text{к}} = i_{\text{к}}^*, w_{\text{к}} = 0)$ , причем процесс торможения должен осуществляться энергоизолированно от окружающей среды ( $\delta q = 0$ ;  $\delta l_{\text{техн}} = 0$ ;  $gdh = 0$ ).

Для потоков газа в проточной части двигателей и энергоустановок последний член в правой части (1.47) обычно пренебрежимо мал. Тогда

$$\delta q = di^* + \delta I_{\text{техн}}. \quad (1.48)$$

Если газ считать идеальным, то  $di = C_p dT$  и (1.48) принимает вид

$$\delta q = C_p dT + d(w^2/2) + \delta I_{\text{техн}}, \quad (1.49)$$

или

$$\delta q = C_p dT^* + \delta I_{\text{техн}}, \quad (1.50)$$

где  $T^*$  – температура заторможенного потока газа (полная температура):

$$T^* = T + \frac{w^2}{2C_p}. \quad (1.51)$$

Из (1.49) следует, что при уменьшении скорости потока газа в условиях энергетической изоляции от окружающей среды его температура увеличивается, а при полном торможении приобретает максимально возможное значение, равное полной температуры  $T^*$ .

При полном обратимом торможении энергоизолированного потока будет достигнута полная температура (1.51) и максимально возможное давление  $P^*$ , которое называют давлением заторможенного потока (полным давлением). Его можно вычислить на основе соотношений подразд. 1.4.1:

$$P^* = P \left( \frac{T^*}{T} \right)^{\frac{K}{K-1}}, \quad (1.52 \text{ а})$$

где  $K$  – показатель адиабаты.

Полное давление потока несжимаемой жидкости находят по формуле

$$P^* = P + \frac{\rho w^2}{2}. \quad (1.52 \text{ б})$$

Отметим, что полная температура однозначно определяется параметрами потока  $T_H$ ,  $v_H$  и условием энергоизолированности при его торможении. Для определения полного давления необходимо дополнительно оговорить обратимость торможения. Тогда справедлива формула (1.52). Обратимый адиабатический процесс является изэнтропическим. Таким образом, полное  $P^*$  представляет собой давление, полученное при изэнтропическом энергоизолированном полном торможении потока.

### 1.2.3. Первое начало термодинамики для потока рабочего тела в механической форме



Приравнивая  $\delta q$ , определенное из уравнений (1.42) и (1.45 б) и исключая калорические члены, получаем

$$-vdP = d\left(\frac{w^2}{2}\right) + \delta l_{\text{техн}} + gdh + \delta l_{\text{дис}}. \quad (1.53)$$

Здесь левая часть уравнения представляет собой дифференциально малую удельную полезную внешнюю (или располагаемую) работу потока  $\delta l_{\text{п.в}}$ . Это та работа, которая в принципе может быть преобразована в полезные для человека виды энергии  $\left(d\left(\frac{w^2}{2}\right), gdh\right)$  или виды работы ( $\delta l_{\text{техн}}$ ). Для конечного процесса Н – К удельная полезная внешняя работа может быть найдена путем интегрирования:

$$l_{\text{п.в.Н-К}} = -\int_{\text{Н}}^{\text{К}} vdP. \quad (1.54)$$

Для капельных жидкостей обычно допустимо считать  $v_{\text{к}} = \text{const}$ ,  $\rho_{\text{к}} = \text{const}$ . Тогда

$$l_{\text{п.в.Н-К}} = \frac{P_{\text{Н}} - P_{\text{К}}}{\rho_{\text{к}}}. \quad (1.55)$$

Однако вычислить интеграл (1.54) можно только в случае, если процесс Н – К известен и обратим политропным, включив теплоту диссипации  $\delta q_{\text{дис}} = \delta l_{\text{дис}}$  в подведенную к системе теплоту  $\delta q$ .

Выражение (1.55) совместимо с (1.53) удобно использовать для расчета параметров жидкостных потоков в соплах и диффузорах, а также для определения работы привода жидкостного насоса.

Если при полном торможении потока до  $w = 0$  и повышении давления от  $P$  до  $P^*$  плотность газа изменяется незначительно, то газ тоже можно считать несжимаемым и использовать формулу (1.55). Это условие выполняется при малых скоростях течения по сравнению с термодинамической скоростью звука. Обычно малыми считают скорости

$$w < 0,3a \text{ или } M < 0,3, \quad (1.56)$$

где  $a = \sqrt{\kappa RT}$  – термодинамическая скорость звука;  $M = w/a$  – число Маха.

### 1.3. Аналитическое выражение второго начала термодинамики

Согласно второму началу термодинамики дифференциал энтропии термодинамической системы для обратимых (идеальных) процессов

$$dS = \frac{\delta q}{T}, \quad (1.57)$$

а для необратимых (реальных)

$$dS > \frac{\delta q}{T}. \quad (1.58)$$

В рабочих телах тепловых машин (газах, парах, жидкостях) превышение приращения энтропии над тем приращением, которое определяется выражением (1.57), обусловлено диссипативными процессами, а именно: работой диссипации  $\delta l_{\text{дис}}$ . Эта работа полностью преобразуется в теплоту диссипации  $\delta q_{\text{дис}} = \delta l_{\text{дис}}$ . Допустимо в связи с этим выражение (1.58) превратить в равенство

$$dS = \frac{\delta q + \delta q_{\text{дис}}}{T}, \quad (1.59)$$

где  $\delta q$  – энергообмен в форме теплоты через контрольную поверхность, ограничивающую выделенный объем рабочего тела, а  $\delta q_{\text{дис}}$  – теплота (эквивалентная работе диссипации), «подводимая» (генерируемая) внутри контрольного объема.

#### **1.4. Расчетные соотношения для основных термодинамических обратимых процессов изменения состояния идеального газа с неизменными теплофизическими свойствами**

Основные термодинамические процессы изменения состояния идеального газа в элементах энергоустановок и систем летательных аппаратов можно описывать расчетными соотношениями для частных случаев их протекания (изохорный, изобарный, изотермический, адиабатический процессы) либо для обобщенного (политропического) обратимого процесса, задавая значения показателя политропы, соответствующие конкретным условиям реализации процесса. Будем следовать второму способу, считая процессы обратимыми.

##### **1.4.1. Уравнение процесса и связь термических параметров в конечном и начальном состояниях**

Упомянутое уравнение отражает связь текущих термических параметров в процессе и может быть выражено через различные переменные:

$Pv^n = \text{const}$ ,  $TP^{\frac{1-n}{n}} = \text{const}$ ,  $Tv^{n-1} = \text{const}$ , (1.60 а, б, в)  
 где  $n$  – показатель политропы.

Для изобарного процесса  $P = \text{const}$ ,  $n = 0$ , для изохорного  $v = \text{const}$ ,  $n = \pm\infty$ , для изотермического  $T = \text{const}$ ,  $n = 1$ , для обратимого адиабатического (изоэнтропического)  $\delta q = 0$ ,  $n = \kappa = C_p/C_v$  ( $\kappa$  – показатель адиабаты).

В соответствии с (1.60 а, б, в) и (1.1) для идеального газа имеем следующие соотношения между параметрами в конечном и начальном состояниях:

$$\frac{P_K}{P_H} = \left(\frac{V_H}{V_K}\right)^n; \quad \frac{V_H}{V_K} = \left(\frac{P_K}{P_H}\right)^{1/n}; \quad (1.61 \text{ а, б})$$

$$\frac{P_K}{P_H} = \left(\frac{T_K}{T_H}\right)^{\frac{n}{n-1}}; \quad \frac{T_K}{T_H} = \left(\frac{P_K}{P_H}\right)^{\frac{n-1}{n}}; \quad (1.62 \text{ а, б})$$

$$\frac{T_K}{T_H} = \left(\frac{V_H}{V_K}\right)^{n-1}; \quad \frac{V_K}{V_H} = \left(\frac{T_H}{T_K}\right)^{\frac{1}{n-1}}. \quad (1.63 \text{ а, б})$$

На рис. 1.1, а показаны графики основных процессов в  $P - v$  координатах, рассчитанные по формуле (1.60 а).

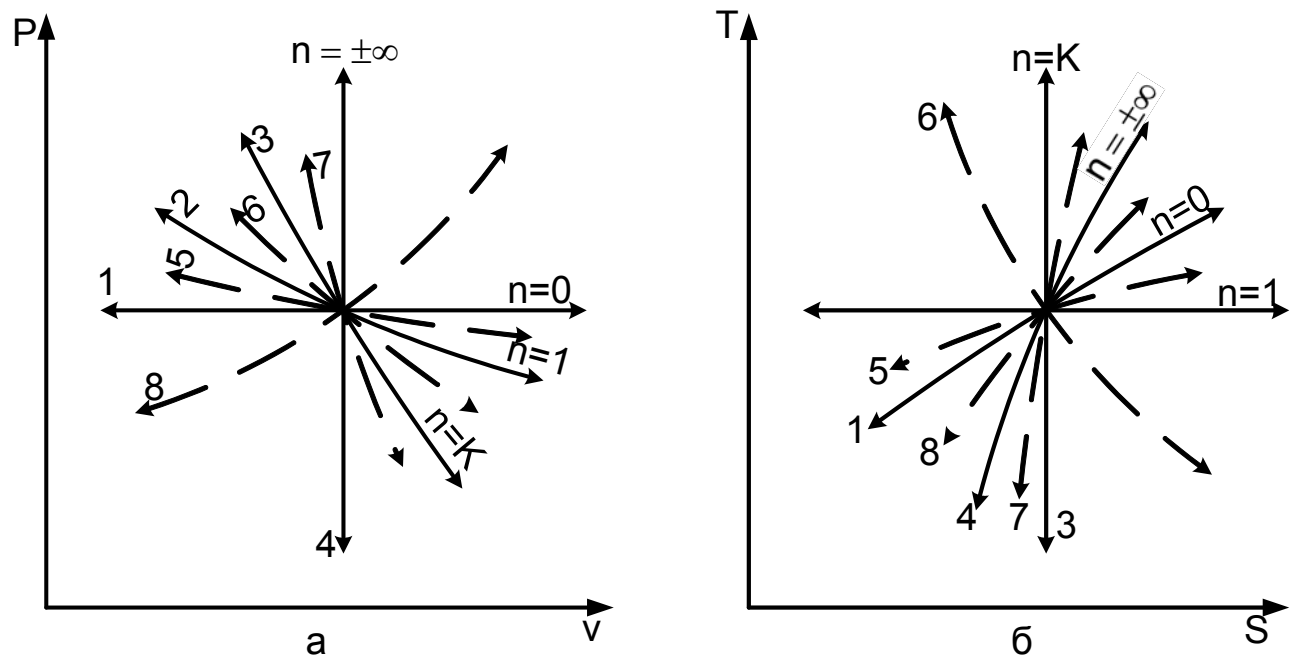


Рис. 1.1. Графики термодинамических процессов в  $P - v$  и  $T - S$  координатах: 1 – изобара,  $P = \text{const}$ ,  $n = 0$ ; 2 – изотерма,  $T = \text{const}$ ,  $n = 1$ ; 3 – адиабата,  $\delta q = 0$ ,  $n = \kappa = C_p/C_v$ ; 4 – изохора,  $v = \text{const}$ ,

$n = \pm\infty$ ; 5 – политропа,  $PV^n = \text{const}$ ,  $0 < n < 1$ ; 6 – политропа,  $1 < n < K$ ; 7 – политропа,  $K < n < +\infty$ ; 8 – политропа,  $-\infty < n < 0$ .

#### 1.4.2. Удельная работа процесса

Деформационная работа политропного процесса

$$\begin{aligned}
 l_{H-K} &= \frac{R}{n-1}(T_H - T_K) = \frac{1}{n-1}(P_H v_H - P_K v_K) = \\
 &= \frac{R}{n-1} T_H \left[ 1 - \left( \frac{P_K}{P_H} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{RT_H}{n-1} \left[ 1 - \left( \frac{v_H}{v_K} \right)^{n-1} \right] =. (1.64 \text{ а, б, в, г, д}) \\
 &= \frac{P_H v_H}{n-1} \left[ 1 - \left( \frac{v_H}{v_K} \right)^{n-1} \right]
 \end{aligned}$$

Удельная полезная внешняя работа политропного процесса

$$l_{\text{П.В}_{H-K}} = - \int_H^K v dP = n l_{H-K}. \quad (1.65)$$

где  $l_{H-K}$  определяется соотношениями (1.64).

Отметим, что формулы (1.64) нельзя использовать для изотермического процесса (при  $n = 1$ ,  $T_H = T_K$  возникает неопределенность вида  $0/0$ ). Для этого процесса можно воспользоваться непосредственным интегрированием выражения для работы при  $T = \text{const}$ . Например, для деформационной работы ( $\delta l = P dv$ ) в случае изотермического процесса имеем

$$\begin{aligned}
 l_{H-K} &= \int_H^K P dv = \int_H^K \frac{RT}{v} dv = RT \ln(v_K/v_H) = \\
 &= RT \ln(P_H/P_K)
 \end{aligned} \quad (1.66 \text{ а, б})$$

Из (1.65) следует, что для изотермического процесса

$$l_{\text{П.В}} = l_{H-K}. \quad (1.67)$$

#### 1.4.3. Калорические характеристики процесса

Теплоемкость процесса вычисляют по соотношениям

$$C_n = \left( \frac{\delta q}{dT} \right)_n; \quad C_n = C_v \frac{n - \kappa}{n - 1}. \quad (1.68)$$

Изменение удельной внутренней энергии и энтальпии:

$$u_k - u_H = C_v (T_k - T_H), \quad (1.69)$$

$$i_k - i_H = C_p (T_k - T_H), \quad (1.70)$$

Удельная теплота процесса

$$q_{H-k} = C_n (T_k - T_H). \quad (1.71)$$

Для изотермического процесса ( $T_k = T_H$ ,  $C_n = \pm\infty$ ) при пользовании этой формулой возникает неопределенность вида  $(\infty, 0)$ . В этом случае для вычисления теплоты обратимого изотермического процесса применяют первое начала термодинамики. Из (1.27), (1.41) и (1.42) при  $T = \text{const}$  с учетом того, что  $\delta l_{\text{дис}} = 0$ , следует  $du = 0$ ,  $di = 0$ ,  $\delta q = Pdv$  и  $\delta q = -vdP$ , так что для изотермического процесса

$$q_{H-k} = l_{H-k} = l_{\text{п.в.}H-k} = RT \ln(P_H/P_k), \quad (1.72)$$

$l_{H-k}$ ,  $l_{\text{п.в.}}$  определяют из (1.66) и (1.67).

Конечное изменение удельной энтропии в процессе определяется интегралом от выражения (1.57), причем при заданных начальном и конечном равновесных состояниях рабочего тела изменение энтропии будет одинаковым как для обратимого, так и для необратимого процессов независимо от степени необратимости реального процесса (так как энтропия – функция состояния). Для идеального газа с постоянной теплоемкостью справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} S_k - S_H &= C_n \ln(T_k/T_H) = C_p \ln(T_k/T_H) - \\ &- R \ln(P_k/P_H) = C_v \ln(T_k/T_H) + R \ln(v_k/v_H) =. \quad (1.73 \text{ а, б, в, г}) \\ &= C_v \ln(P_k/P_H) + C_p \ln(v_k/v_H) \end{aligned}$$

Здесь индексы «н» и «к» соответствуют параметрам в начальном и конечном состояниях.

Для жидкости при  $C_{\text{ж}} = \text{const}$

$$S_k - S_H = C_{\text{ж}} \ln(T_k/T_H). \quad (1.74)$$

На рис. 1.1, б показаны графики основных процессов в  $T - S$  координатах, рассчитанные по формуле (1.73 а).

## 2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕМЕНТАХ ЭНЕРГО-УСТАНОВОК И СИСТЕМ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

К числу основных (типовых) элементов энергетических установок и систем летательных аппаратов относятся диффузоры, сопла, компрессоры, вентиляторы, насосы, детандеры, камеры сгорания, теплообменники, дроссели, камеры смешения, вытеснения и наддува. Элементы в энергетических установках объединяются в системы трубопроводами. Ниже приведены принципиальные схемы этих устройств, сведения об их функциональном назначении, протекающих в них термодинамических процессах и рекомендации по расчету таких процессов в предположении, что рабочее тело представляет собой идеальный газ с постоянными теплофизическими свойствами (отступления от этого условия оговорены).

## 12.1. Диффузоры

Диффузором называют устройство для повышения давления потока рабочего тела за счет уменьшения его скорости. Возможность такого преобразования энергии вытекает из соотношения (1.53): при отсутствии технической работы потока, диссипативных потерь и изменения потенциальной энергии ( $\delta l_{\text{техн}} = 0$ ,  $\delta l_{\text{дис}} = 0$ ,  $gdh = 0$ ) вся кинетическая энергия или часть ее может быть затрачена на повышение давления рабочего тела:

$$d(w^2/2) = wdw = -vdP. \quad (2.1)$$

При течении несжимаемой жидкости или газа с дозвуковой скоростью уменьшение скорости  $W$  потока может быть достигнуто за счет увеличения площади проходного сечения  $F$  канала согласно уравнению расхода

$$G = \rho wF = \frac{wF}{v}, \quad (2.2)$$

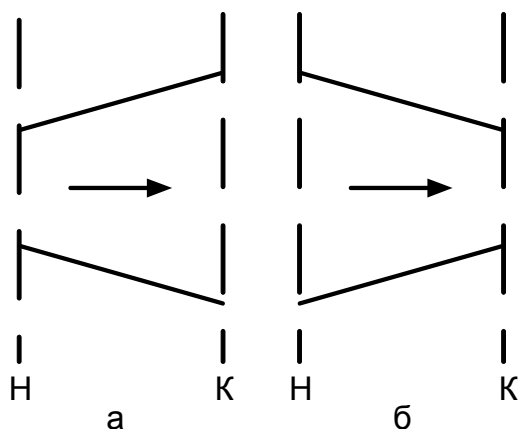


Рис. 2.1. Схемы дозвукового (а) и сверхзвукового (б) диффузоров

где  $G$  – поток массы, кг/с.

Поэтому диффузоры чаще всего представляют собой расширяющиеся каналы (рис. 2.1, а). Если скорость течения газа сверхзвуковая, для уменьшения скорости необходимо сужать канал (рис. 2.1, б).

Течение в реальном диффузоре чаще всего происходит без заметного теплообмена со стенками. Поэтому процесс торможения в диффузоре принимают адиабатическим ( $\delta q = 0$ ). С учетом того, что в

диффузорах  $l_{\text{техН-К}} = 0$ ,  $g(h_K - h_H) = 0$ , из (1.45 а) можно найти энтальпию в конце диффузора:

$$i_K = i_H + \frac{w_H^2 - w_K^2}{2}. \quad (2.3)$$

При отсутствии диссипативных потерь процесс торможения является изоэнтропическим (линия Н—КО на рис. 2.2). Используя расчетные соотношения подразд. 1.4, связывающие параметры в начале и конце изоэнтропического процесса (1.62), выражение энтальпии через температуру (1.30), можно найти температуру и давление в конце диффузора

$$T_K = T_H + \frac{w_H^2 - w_K^2}{2C_p}; \quad (2.4 а)$$

$$P_{\text{КО}} = P_H \left( \frac{T_K}{T_H} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}; \quad (2.4 б)$$

Формула (2.4 б) отвечает обратимому процессу. Реальные процессы необратимы, что ухудшает работу диффузора: при имеющемся перепаде скоростей действительное давление  $P_K$  будет меньше  $P_{\text{КО}}$ , рассчитанного по приведенной формуле. Указанное обстоятельство хорошо иллюстрируется рис. 2.2, где условно изображен пунктиром необратимый процесс адиабатического сжатия в диффузоре (линия Н—К). Реальные необратимые процессы, строго говоря, изображать в диаграммах состояния нельзя, так как каждая точка на диаграмме должна соответствовать равновесному состоянию. Поэтому необратимые процессы изображают условно пунктирной линией, считая, что только начальная и конечная точки процесса отвечают равновесному состоянию. Именно в этих точках могут быть рассчитаны параметры состояния. При равных значениях  $l_K - l_H$ , эквивалентный здесь значениям  $(w_K^2 - w_H^2)/2$  (см. формулу (2.3)), в реальном необратимом процессе (штриховая Н—К) конечное давление  $P_K$  оказывается меньше, чем в обратимом (сплошная линия Н—КО, конечное давление  $P_{\text{КО}}$ ). Потерю давления при необратимом процессе сжатия учитывают введением «внутреннего» коэффициента полезного действия диффузора

$$\eta_{\text{д.эН}} = \frac{i_{\text{КИ}} - i_H}{i_K - i_H} = \frac{w_H^2 - w_K^2}{w_H^2 - w_K^2}, \quad (2.5)$$

где  $W_{И}$  – скорость, достаточная для сжатия потока от давления  $P_{Н}$  до давления  $P_{К}$  в «идеальном» диффузоре при изоэнтропическом торможении. Связь между начальными параметрами и параметрами в точке «ки» находят по формулам, аналогичным (2.3) и (2.4). В них индекс «к» следует заменить на «ки».

В теории воздушно-реактивных двигателей качество процесса торможения в диффузоре принято характеризовать коэффициентом восстановления полного давления  $\sigma_g$ , равного отношению давлений торможения на выходе из диффузора и входе в него:

$$\sigma_g = \frac{P_{К}^*}{P_{Н}^*}. \quad (2.6)$$

Полные давления  $P_{К}^*$ ,  $P_{Н}^*$  могут быть найдены по формулам (1.51) и (1.52).

Часто кинетической энергией на выходе из диффузора  $W_{К}^2/2$  можно пренебречь, тогда  $P_{К}^* \approx P_{К}$  и все приведенные выше формулы упрощаются.

## 2.2. Сопла

Соплом называют устройство для увеличения скорости течения рабочего тела за счет снижения его давления. Возможность такого преобразования энергии вытекает из выражения (2.1).

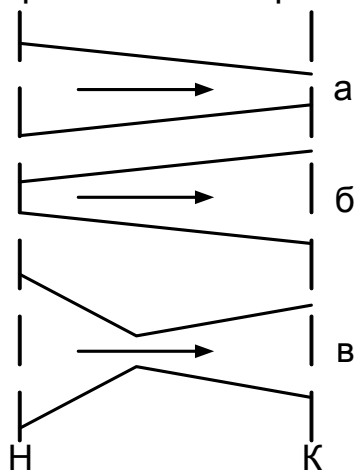


Рис. 2.3. Схемы дозвукового (а), сверхзвукового (б) сопел и сопла Лаваля (в)

При течении несжимаемой жидкости и дозвуковом течении газа увеличение скорости  $W$  потока согласно уравнению расхода (2.2) требует уменьшения площади проходного сечения  $F$ . Поэтому сопла чаще всего представляют собой сужающиеся каналы (рис. 2.3, а). Если скорость течения газа сверхзвуковая, то для увеличения скорости необходимо расширять канал (рис. 2.3, б). Непрерывный «разгон» потока газа от дозвукового значения скорости до сверхзвукового осуществляют в соплах Лаваля (рис. 2.3, в). Последние представляют собой

совокупность дозвукового и сверхзвукового сопел, состыкованных в сечении, где скорость потока достигает звукового значения.



При течении в соплах, как правило, отсутствует теплообмен, подвод (отвод) технической работы и изменение потенциальной энергии ( $\delta q = 0, \delta l_{\text{техн}} = 0, gdh = 0$ ). Поэтому и для идеальных и для реальных сопел справедливы уравнения (2.3), (2.4 а). Для обратимого изэнтропического течения можно использовать и формулу (2.4 б).

Расчету подлежит, в первую очередь, скорость  $W_K$  истечения из сопла при заданных противодавлении  $P_K$  (давлении  $P_K$  в среде, куда истекает газ) и известных параметрах газа на входе в сопло  $P_H, T_H$ . Упомянутую скорость при отсутствии диссипативных потерь (идеальное сопло) находят по формуле

$$W_{\text{КО}} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} RT_H \left[ 1 - \left( \frac{P_K}{P_H} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} + W_H^2. \quad (2.7)$$

При необходимости площадь среза сопла находят по уравнению расхода (2.2).

Используя соотношения подразд. 1.4, уравнение расхода (2.2) и формулу (2.7), можно определить все параметры в любом сечении сопла, если в этом сечении задан один любой параметр или площадь. Если в числе искомых величин фигурирует площадь, то задача называется «прямой». Площадь сечения и другие параметры в критическом (самом узлом) сечении сопла Лавали могут быть найдены, если учесть, что скорость в нем равна термодинамической скорости звука:

$$w = a = \sqrt{\kappa RT}. \quad (2.8)$$

Рассчитать профиль сопла методами термодинамики невозможно.

Реальный процесс истечения из сопла необратим, что ухудшает его работу: при имеющемся перепада давлений действительное значение  $W_K$  будет меньше рассчитанного по формуле (2.7). Указанное обстоятельство хорошо иллюстрируется на рис. 2.4. Линией «Н — КО» изображен процесс обратимого адиабатического расширения, а линией «Н — К» — условно изображен процесс необратимого адиабатического расширения в соплах. При равных значениях  $P_H - P_K$  скорость истечения  $W_K$  в реальном необратимом процессе (штриховая линия) окажется меньше, чем в обратимом (сплошная линия), поскольку в пер-

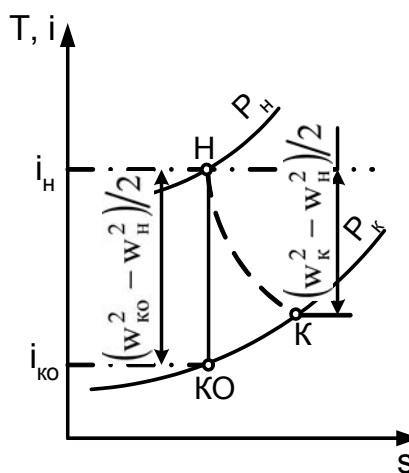


Рис. 2.4. Изображение процессов расширения газа в соплах на T-s и i-s диаграммах

реальном необратимом процессе (штриховая линия) окажется меньше, чем в обратимом (сплошная линия), поскольку в пер-

вом случае меньше изменение энтальпии газа, которое и определяет возможное изменение скорости согласно формуле (2.3). Действительную скорость на выходе из сопла  $W_K$  определяют с использованием эмпирических коэффициентов, учитывающих отличие реальных процессов от идеальных:

-коэффициента скорости

$$\varphi_c = \frac{W_K}{W_{KO}}; \quad (2.9)$$

-внутреннего коэффициента полезного действия

$$\eta_{c.вн} = \frac{W_K^2 - W_H^2}{W_{KO}^2 - W_H^2}. \quad (2.10)$$

Часто входной скоростью пренебрегают ( $W_H \approx 0$ ), что упрощает расчетные формулы.

Формула (2.7) справедлива только в том случае, если давление на срезе сопла  $P_{КС}$  равно противодавлению в среде  $P_K$ , куда истекает газ. Это условие всегда выполняется при дозвуковых скоростях истечения. При сверхкритических перепадах давлений, когда расчетная скорость  $W_{KO}$  превышает скорость звука, использовать формулу (2.7) можно только при так называемом «расчетном» режиме истечения. Признаком такого режима является выполнение условия  $P_K = P_{КС}$ .

### 2.3. Компрессоры и вентиляторы

Компрессором называют устройство (машину) для повышения давления газа и перемещения его за счет затраты технической работы. При малой степени повышения давления компрессор принято называть вентилятором (например, вентилятор наружного контура в двухконтурных воздушно-реактивных двигателях). Различают компрессоры объемные, в которых давление газа повышается вследствие уменьшения объема замкнутой рабочей полости, и динамические, где повышение давления происходит в результате перехода в потенциальную энергию давления кинетической энергии, сообщенной газу вращающимся рабочим колесом. В энергетических установках и системах летательных аппаратов используют преимущественно динамические компрессоры и вентиляторы, рабочие колеса которых снабжены лопатками. Такие компрессоры называют лопастными.

Независимо от типа компрессоров или вентиляторов их первичный термодинамический анализ ведут, используя соотношение (1.45). Если пренебречь изменением кинетической и потенциальной энергий

$(w_K^2 - w_H^2 = 0, h_K - h_H = 0)$ , то удельную работу компрессора или вентилятора  $l_K$  можно вычислить по формуле

$$l_K = -l_{\text{тех}H-H-K} = (i_K - i_H) - q_{H-K}. \quad (2.11)$$

Большинство компрессоров сжимают газ адиабатически ( $q_{H-K} = 0$ ). Тогда

$$l_K = i_K - i_H. \quad (2.12)$$

Формулы (2.11) и (2.12) справедливы и при обратимом, и при необратимом процессах сжатия.

Если сжатие газа производится в обратимом процессе ( $l_{\text{дис}} = 0$ ) с одновременным отводом или подводом тепла, то для вычисления работы компрессора удобно использовать уравнение (1.53):

$$l_K = -l_{\text{тех}H-H-K} = \int_H^K v dP = -l_{\text{пв}H-K}. \quad (2.13)$$

Таким образом, при обратимом процессе сжатия численно работа компрессора равна абсолютной величине полезной внешней работы, которую можно вычислить по формулам (1.64) и (1.65). Остальные параметры процесса можно найти по соотношениям подразд. 1.4. Для вычисления удельной работы обратимого адиабатического (изоэнтропического) процесса сжатия по известным начальным параметрам газа ( $P_H, T_H$ ) и конечному давлению  $P_K$  наиболее употребима формула

$$l_K = \frac{\kappa}{\kappa - 1} RT_H \left[ \left( \frac{P_K}{P_H} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]. \quad (2.14)$$

При необходимости учесть кинетическую энергию газа до и после компрессора расчеты ведут по полным параметрам. В формулах (2.11) – (2.14) при этом должны использоваться заторможенные значения температуры, давления и энтальпии.

На рис. 2.5 изображены в  $p - v$  и  $T - S$  координатах графики обратимых процессов: адиабатического, изотермического и политропического процессов сжатия от давления  $P_H$  до одинакового конечного

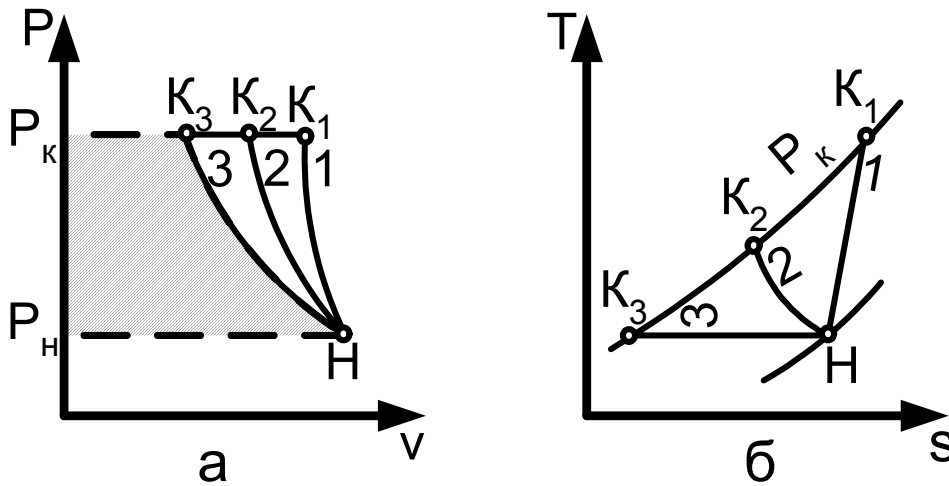


Рис. 2.5. Обратимые процессы сжатия газа в компрессоре: 1 – адиабатический (изоэнтропический); 2 – политропический ( $1 < n < \kappa$ ); 3 – изотермический.

давления  $P_K$ . Отметим, что изотермический и политропический ( $1 < n < \kappa$ ) процессы происходят с отводом тепла. Заштрихованная

площадь на  $p - v$  диаграмме соответствует интегралу  $\int_H^K v dp$ , т.е.

работе компрессора. Наименьшая работа компрессора будет в случае изотермического сжатия. Поэтому для сокращения работы, затрачиваемой на сжатие газа в компрессоре от  $P_H$  до  $P_K$ , стремятся в процессе сжатия одновременно как можно больше отводить теплоты. Это приводит и к другому положительному эффекту: снижается конечная температура газа  $T_K$  (см.  $T - s$  диаграмму).

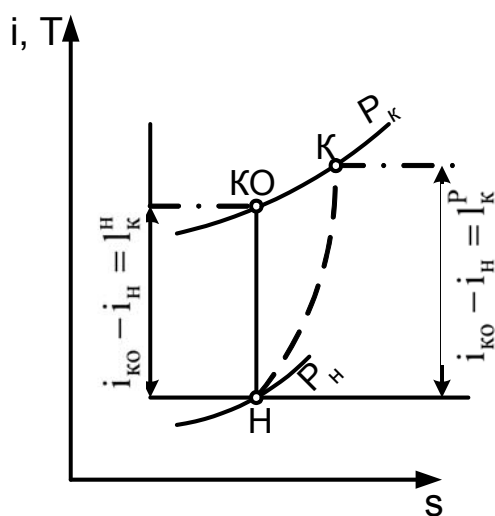


Рис. 2.6. Адиабатический процесс сжатия газа в компрессоре

В реальном компрессоре для сжатия газа затрачивается большая работа ( $I_K^P$ ), чем в «идеальном» ( $I_K^H$ ). На рис. 2.6 изображены в  $i - s$  диаграмме обратимый ( $H - KO$ ) и необратимый ( $H - K$ ) процессы адиабатического сжатия газа до одного и того же давления  $P_K$ . Учесть влияние необратимости реального процесса сжатия можно с помощью внутреннего адиабатического КПД компрессора

$$\eta_{\text{к}}^{\text{ад}} = \frac{l_{\text{к}}^{\text{и}}}{l_{\text{к}}^{\text{р}}} = \frac{i_{\text{к0}} - i_{\text{н}}}{i_{\text{к}} - i_{\text{н}}} = \frac{T_{\text{к0}} - T_{\text{н}}}{T_{\text{к}} - T_{\text{н}}}. \quad (2.15)$$

КПД компрессоров авиадвигателей находится в диапазоне 0,88...0,90.

Чтобы найти мощность компрессора  $N_{\text{к}}$ , следует удельную работу  $l_{\text{к}}$  умножить на массовый секундный расход  $G$ , Вт:

$$N_{\text{к}} = Gl_{\text{к}}. \quad (2.16)$$

## 2.4. Насосы

Насосом называют устройство (машину) для повышения давления несжимаемой жидкости и перемещения ее за счет затраты технической работы. Различают насосы объемные, повышающие давление в замкнутом объеме рабочей полости, и динамические, где энергия передается жидкости рабочим колесом. В энергетических установках и системах летательных аппаратов используют насосы обоих типов (например, шестеренчатые и плунжерные насосы в топливных и маслосистемах авиационных двигателей, центробежные насосы подачи компонентов топлива в жидкостно-ракетных двигателях).

Пренебрегая изменением кинетической и потенциальной энергий  $\left( d\left(\frac{w^2}{2}\right) = 0; gdh = 0 \right)$  и учитывая, что  $v = 1/\rho = \text{const}$ , из (1.53) получим выражение для удельной работы реального насоса

$$l_{\text{н}}^{\text{р}} = -l_{\text{техн}} = \frac{1}{\rho} \int dP + l_{\text{дис}} = \frac{P_{\text{к}} - P_{\text{н}}}{\rho} + l_{\text{дис}}. \quad (2.17)$$

В идеальном насосе отсутствует диссипация, поэтому

$$l_{\text{к}}^{\text{и}} = \frac{P_{\text{к}} - P_{\text{н}}}{\rho}. \quad (2.18)$$

Диссипативные потери учитывают с помощью внутреннего КПД насоса

$$\eta_{\text{н}} = \frac{l_{\text{н}}^{\text{и}}}{l_{\text{н}}^{\text{р}}}. \quad (2.19)$$

Мощность реального насоса вычисляют по формуле

$$N_{\text{н}}^{\text{р}} = \frac{P_{\text{к}} - P_{\text{н}}}{\rho \eta_{\text{н}}}. \quad (2.20)$$

Если кинетическая энергия потока на входе в насос и выходе из него существенна, то расчеты ведут по полному давлению и для вентиляторов с большой степенью сжатия, когда можно пренебречь изменением плотности газа.

КПД насосов и вентиляторов находятся в диапазоне 0,6...0,9.

## 2.5. Расширительные машины. Детандеры. Турбины.

Расширительной машиной называют устройство для получения технической работы за счет расширения рабочего тела. Различают расширительные машины объемного типа, в которых расширение газа или пара сопровождается увеличением объема замкнутой рабочей полости, и динамического типа, где такое расширение приводит в итоге к вращению рабочего колеса (оно обычно снабжено лопатками). Если процесс расширения и получение работы адиабатический, то при этом обязательно снижается температура газа. Расширительные машины, основное назначение которых – понижать температуру газа, чаще называют детандерами. Расширительные машины динамического типа, принято называть турбинами.

Удельная работа турбины, детандера, расширительной машины  $l_T$  равна технической работе потока:

$$l_T = l_{\text{тех}_{H-K}} \quad (2.21)$$

Поэтому справедливы все рассуждения в формулы, приведенные в подразд. 2.3 с коррекцией на изменение знаки  $l_T$ . В большинстве турбин процесс расширения адиабатический. Приведем сводку наиболее употребимых формул.

Работа обратимого и необратимого адиабатических процессов расширения в турбине

$$l_T = l_H - i_K = \Delta i. \quad (2.22)$$

Работа обратимого адиабатического процесса расширения

$$l_T^И = \frac{\kappa}{\kappa - 1} RT_H \left( 1 - \left( -\frac{P_K}{P_H} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right). \quad (2.23)$$

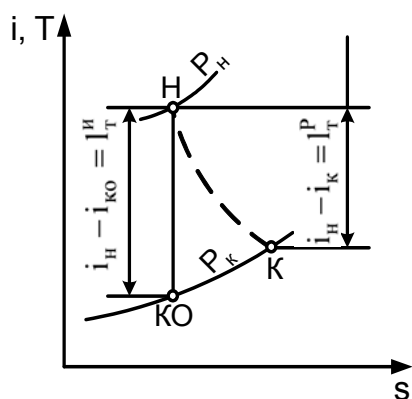


Рис. 2.7. Адиабатический процесс расширения газа в детандере

Остальные параметры находят по соотношениям подразд. 1.4. расчеты ведут по полным параметрам, если нельзя пренебречь скоростью на входе в турбину и выходе из нее. На  $i - s$  диаграмме (рис. 2.7) проиллюстрировано ухудшение адиабатического процесса расширения вследствие его необратимости: при сте-

пени понижения давления  $P_H/P_K$  перепад энтальпии  $\Delta l$ , который численно равен работе детандера, в необратимом процессе Н — К оказывается меньшим, чем в обратимом Н — КО.

Необратимость можно учесть введением адиабатического внутреннего КПД турбины:

$$\eta_T^{\text{ад}} = \frac{l_T^P}{l_T^И} = \frac{i_H - i_K}{i_H - i_{КО}} = \frac{T_H - T_K}{T_H - T_{КО}}. \quad (2.24)$$

КПД авиационных неохлаждаемых турбин находится в диапазоне 0,9...0,92.

## 2.6. Камеры сгорания и теплообменники

Камерами сгорания называют устройство, в которых происходит химическая реакция между компонентами топлива (горючим и окислителем) с выделением теплоты. Камера сгорания или теплообменник для подвода теплоты к рабочему телу является неизменным элементом теплового двигателя. В таких его разновидностях, как реактивный или ракетный двигатель, они конструктивно выделены в отдельный узел.

При первичном термодинамической анализе реальный процесс взаимодействия компонентов топлива в камере сгорания, в ходе которого происходит изменение их агрегатного состояния, химические превращения и выделение теплоты, заменяют термодинамически эквивалентным процессом подвода теплоты к рабочему телу неизвестного состава, подчиняющемуся уравнению состояния идеального газа и характеризующемуся неизвестным значением теплоемкости.

Расчет процесса подвода теплоты в камере сгорания обычно ведут, используя полные параметры. Исходными данными здесь, как правило, являются значения давления и температуры (температуру задают в точках начала и конца процесса). Расчету подлежат изменение калорических параметров ( $u, l, s$ ) и количество подведенной теплоты. В большинстве случаев техническая работа в этих устройствах не производится, а изменением потенциальной энергии можно пренебречь ( $\delta l_{\text{техн}} = 0, gdh = 0$ ). Тогда из (1.47) имеем

$$q_{H-K} = i_K^* - i_H^*, \quad (2.25)$$

а из (1.29) и (1.30) получим выражения

$$\begin{aligned} u_K^* - u_H^* &= C_V (T_K^* - T_H^*); \\ i_K^* - i_H^* &= C_P (T_K^* - T_H^*). \end{aligned} \quad (2.26)$$

Обычно процесс в камерах сгорания и теплообменниках близок к изобарическому. Тогда

$$s_K^* - s_H^* = C_p \ln(T_K^*/T_H^*). \quad (2.27)$$

Если скорости на входе в теплообменники и выходе из них малы, то допустимо вести расчет не по полным, а по статическим параметрам. При первичном термодинамическом анализе теплообменников может быть задана не температура конца процесса  $T_K$ , а количество подведенной или отведенной теплоты  $Q_{H-K}$ .

## 2.7. Дроссели

Дросселем (рис. 2.8) называют устройство, в котором давление рабочего тела снижается при протекании его через участок канала с уменьшенным проходным сечением (вентиль, клапан, диафрагму, фильтр и т.д.). Поскольку падение давления здесь не сопровождается отводом технической работы, а вызвано диссипацией энергии потока в ходе преодоления гидравлического сопротивления, то процесс дросселирования необратим.

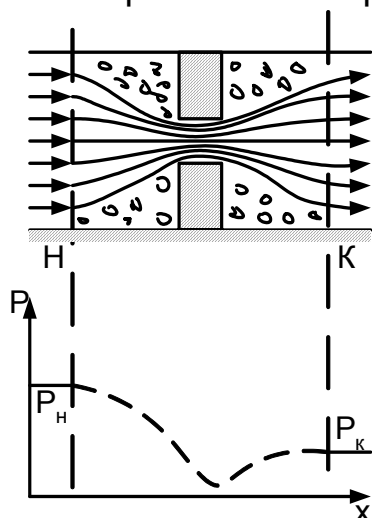


Рис. 2.8. Принципиальная схема дросселя и график изменения по его длине

Обычно полагают, что дросселирование происходит при отсутствии внешнего теплообмена  $\delta q = 0$ , а изменение потенциальной энергии также равно нулю ( $gdh = 0$ ). В таких условиях согласно (1.47) полная энтальпия рабочего тела по завершении процесса дросселирования остается той же, что и до дросселирования:

$$i_H^* = i_K^*. \quad (2.28)$$

Поэтому при дросселировании идеального газа результирующее изменение температуры равно нулю (см. (1.27 б) или (1.31)). При известных значениях параметров в начале процесса и заданном давлении  $P_K$  по уравнениям подразд. 1.4 легко определить все остальные параметры идеального газа в точке, соответствующей концу процесса:

$$v_K = v_H (P_H/P_K); \quad (2.29)$$

$$u_K = u_H; \quad (2.30)$$

$$s_K = s_H + R \ln(P_H/P_K). \quad (2.31)$$

При адиабатическом дросселировании реального газа наблюдается изменение его температуры (эффект Джоуля-Томсона), в большинстве случаев температура газа снижается. Результирующее изменение параметров реальных газов вследствие их дросселирования



обычно определяют по таблицам или  $i - S$  диаграммам, зная начальные параметры и давление после дросселирования  $P_K$ . Например, при использовании  $i - S$  диаграммы (рис. 2.9) наносят на ней точку начала процесса «н» на пересечении изобары  $P_H$  и изотермы  $T_H$ , далее проводят горизонтальную линию (с учетом условия  $i_K = i_H$ ) до пересечения с изобарой  $P_K$ . Точка этого пересечения «к» соответствует состоянию реального газа после дросселирования; по диаграмме для нее находят значения  $i_K, s_K, T_K, v_K$  (последнее значение определяют по проходящей через точку к изохоре, которая на рис. 2.9 не показана).

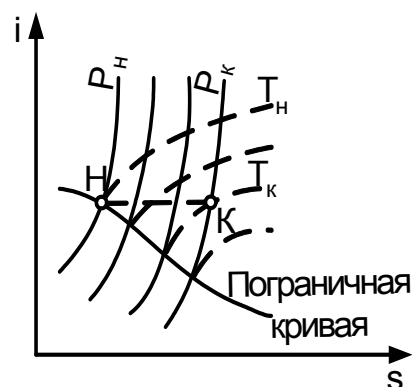


Рис. 2.9. Определение параметров реального газа после дросселирования с помощью  $i-s$  диаграммы

Зная  $i_K, P_K, v_K$  можно найти внутреннюю энергию реального газа, пользуясь соотношением

$$i = u + Pv. \quad (2.32)$$

Эффект Джоуля-Томсона широко используют в энергетических системах для снижения температуры рабочих тел, например, в холодильных установках. Заметим, что это снижение будет всегда меньше, чем при адиабатическом обратимом расширении до того же конечного давления с уменьшением кинетической энергии (в сопле) или отводом технической работы (в детандере).

## 2.8. Камеры смешения

В энергоустановках и системах летательных аппаратов часто встречаются процессы смешения рабочих тел при движении их или при заполнении некоторого объема. С термической точки зрения смешение рабочих тел является процессом необратимым.

При смешении стационарных потоков (рис. 2.10) расчет процесса можно выполнить, используя уравнения первого начала термодинамики для открытой термомеханической системы (1.44) и (1.45). Если принять процесс смешения адиабатическим и пренебречь изменением потенциальной энергии, то в силу отсутствия технической работы имеем

$$\dot{M}_1 \left( i_1 + w_1^2 / 2 \right) + \dot{M}_2 \left( i_2 + w_2^2 / 2 \right) = \left( \dot{M}_1 + \dot{M}_2 \right) i_{см} + \left( \dot{M}_1 + \dot{M}_2 \right) w_{см}^2 / 2, \quad (2.33 \text{ а})$$

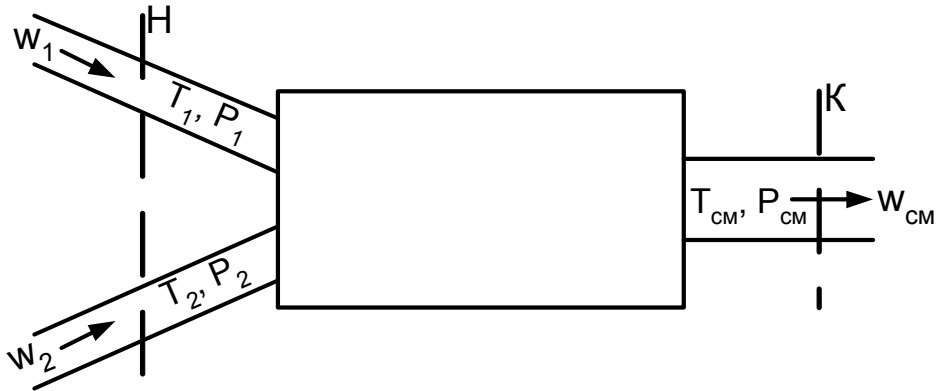


Рис. 2.10. Схема смешения двух потоков рабочего тела

или

$$\dot{M}_1 i_1^* + \dot{M}_2 i_2^* = (\dot{M}_1 + \dot{M}_2) i_{см}^*, \quad (2.33 \text{ б})$$

где  $\dot{M}_1$  и  $\dot{M}_2$  – массовые расходы смешиваемых потоков.

В большинстве случаев смешения потоков скорости  $W_1$ ,  $W_2$ ,  $W_{см}$  выбирают примерно одинаковыми и относительно небольшими, поэтому изменение кинетической энергии здесь не учитывают. Из (2.33 а, б) получаем

$$\dot{M}_1 i_1 + \dot{M}_2 i_2 = (\dot{M}_1 + \dot{M}_2) i_{см}, \quad (2.34)$$

откуда для идеального газа с учетом (1.30)

$$T_{см} = (\dot{M}_1 C_{p1} T_1 + \dot{M}_2 C_{p2} T_2) / (\dot{M}_1 C_{p1} + \dot{M}_2 C_{p2}). \quad (2.35)$$

Зная давление в потоке после смешения, по термическому уравнению состояния определяют удельный объем смеси с учетом соотношения (1.7).

Важной разновидностью процессов смешения является смешение при заполнении объема (рис. 2.11). Пусть объем  $V_1$ , где находится

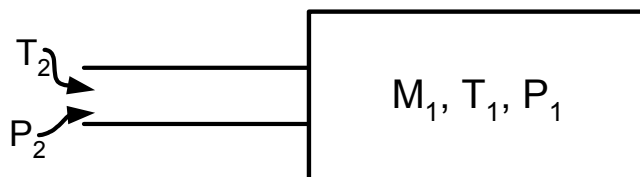


Рис. 2.11. Схема смешения при заполнении объема

некоторый газ при параметрах  $T_1$  и  $P_1$ , соединили с большим объемом другого газа, имеющего параметры  $T_2$  и  $P_2 > P_1$ , причем обеспечивается давление  $P_2 = \text{const}$ . Требуется определить количество поступившего в объем  $V_1$  газа ( $M_2$ ) и температуру смеси  $T_{см}$  после достижения условия  $P_{см} = P_2$ .

В данном случае имеет смысл рассматривать содержимое объема  $V_1$  как открытую термомеханическую систему. Для нее в силу первого

начала термодинамики изменение внутренней энергии в процессе смешения равно энергии, которая внесена массой газа  $M_2$ :

$$U_{см} - U_1 = \dot{M}_2 i_2. \quad (2.36)$$

(теплообменом и кинетической энергией входящего газа пренебрегаем). Вторым уравнением, связывающим неизвестные величины  $M_2$  и  $U_{см}$ , является термическое уравнение состояния смеси.

Для идеального газа система этих уравнений имеет вид

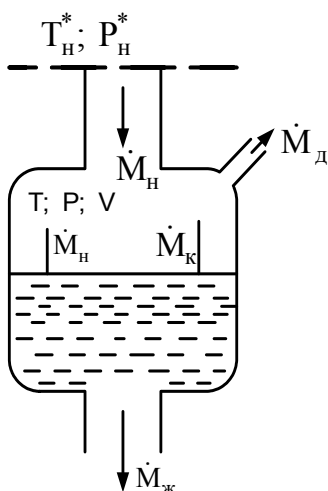
$$\begin{cases} (M_1 + M_2)C_{vcc} T_{см} - M_1 C_{v1} T_1 = M_2 C_{p2} T_2; \\ P_2 V_1 = (M_1 + M_2) R_{см} T_{см}. \end{cases} \quad (2.37)$$

Исходную теплоемкость смеси  $C_{vcc}$  и кажущуюся газовой постоянной смеси  $R_{см}$  находим согласно данным подразд. 1.1.2.1 и 1.1.1.2.

## 2.9. Системы наддува и вытеснения

Непрерывным элементом топливных систем летательных аппаратов является подсистемы наддува и вытеснения (например, наддува топливных баков самолетов, вытеснения компонентов из баков ЖРД и др.). Термодинамические процессы, протекающие при наддуве и вытеснении, являются необратимыми.

Расчетная схема для определения параметров системы наддува и вытеснения показана на рис. 2.12.



2.12. Расчетная схема системы наддува и вытеснения

В соответствии с первым началом термодинамики для открытых термодинамических систем (см. уравнение (1.44)) скорость изменения внутренней энергии рабочего тела в газовой «подушке» над жидкостью в баке равна секундному обмену энергией между подушкой и окружающей средой посредством работы, теплоты и массообмена:

$$\frac{dU}{dt} = i_H \dot{M}_H + i_{И} \dot{M}_{И} + i_K \dot{M}_K + i \dot{M}_D - \quad (2.38)$$

$$- P \frac{dV}{dt} + Q_{ст} + Q_{ж} + Q_{xp}.$$

Здесь  $\dot{M}_H, \dot{M}_{И}, \dot{M}_K, \dot{M}_D$  – секундные массовые расходы газа наддува, испаряющейся жидкости, выпадающего конденсата, газа дренажа (величины  $\dot{M}$  берут со своими знаками);  $i_H^*, i_{И}, i_K, i$  – полная энтальпия газа наддува, энтальпия испаряющейся жидкости,

энтальпия конденсата и энтальпия газа в подушке соответственно;  $Q_{ст}$ ,  $Q_{ж}$  – секундный теплообмен газа подушки со стенкой бака и поверхностью жидкости (величины  $Q$  берут со своими знаками, в  $Q_{ж}$  входит и тепловой эффект физико-химических превращений на границе раздела);  $Q_{хр}$  – тепловой эффект химических реакций (знак  $Q_{хр}$  берут в соответствии с типом реакции);  $dV/dt$  – скорость изменения величины объема газовой подушки (ее определяют по величине расхода жидкости  $dV/dt = \dot{M}_{ж}/\rho_{ж}$ ).

В качестве дополнительных уравнений можно взять термическое и калорическое уравнения состояния газа в подушке, а также уравнение расхода

$$\frac{dM}{dt} = \dot{M}_H + \dot{M}_И + \dot{M}_K + \dot{M}_D, \quad (2.39)$$

где  $M$  – масса газа в подушке. Их использование позволит найти выражения для скорости изменения термических параметров газа в подушке при тех или иных условиях работы системы наддува и вытеснения.

Для определения состава газа в подушке обычно допускают ее равновесие с жидкостью, тогда можно использовать закон Дальтона (1.11) и считать парциальное давление пара в подушке равным давлению насыщения при температуре жидкости.

### 3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ТЕПЛОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Двигатели летательных аппаратов, как правило, относятся к классу химических тепловых двигателей внутреннего сгорания, которые осуществляют двухэтапное преобразование энергии вещества: вначале его химическая энергия превращается в тепловую, а затем тепловая энергия – в механическую.

Первый этап преобразования энергии происходит в камере сгорания двигателя. При первичном термодинамическом анализе камеру сгорания заменяют термодинамическим аналогом – теплоисточником (теплоотдатчиком) неограниченной тепловой емкости, а сам процесс горения рассматривают как термодинамически эквивалентный процесс подвода теплоты к газообразному телу, которое называют рабочим.

Второй этап преобразования энергии достигается в ходе расширения рабочего тела (говорят, что рабочее тело «превращает теплоту в работу»).

Превращение теплоты в работу – процесс не самопроизвольный, поэтому в соответствии со вторым началом термодинамики для его осуществления необходим компенсирующий процесс. Он состоит в

отводе части теплоты, полученной рабочим телом от теплоисточника, к дополнительному элементу – теплосток (теплоприемнику), температура которого должна быть меньше, чем теплоисточника.

Таким образом, концептуально тепловой двигатель содержит теплоисточник, рабочее тело и теплосток (рис. 3.1).

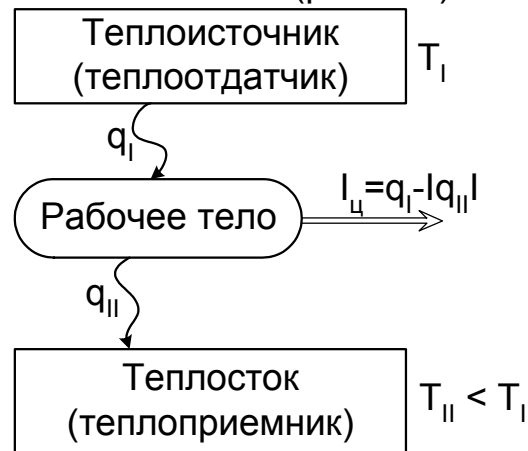


Рис. 3.1. Принципиальная схема структуры теплового двигателя

Чтобы обеспечить непрерывность функционирования теплового двигателя, рабочее тело после расширения надо вернуть в исходное состояние, для чего над ним производят работу сжатия. В итоге рабочее тело совершает замкнутый круговой процесс (цикл), включающий в себя процессы подвода теплоты, расширения, отвода теплоты и сжатия. Постоянное повторение таких циклов и представляет собой суть работы теплового двигателя.

При первичном термодинамическом анализе полагают, что в повторяющихся циклах участвует одна и та же порция рабочего тела, представляющего собой идеальный газ неизвестного состава с постоянными свойствами (в действительности каждый новый цикл осуществляется с новой порцией рабочего тела, состав и свойства которого изменяются). Процесс сгорания, как указано выше, заменяют процессом подвода теплоты (от теплоисточника) к рабочему телу (см. подразд. 2.6). Точно так же заменяют термодинамически эквивалентным процессом отвода теплоты от рабочего тела к теплостoku реальный процесс уноса количества теплоты  $Q_{II}$  (рис. 3.1) с продуктами сгорания, выбрасываемыми из двигателя. Другие (вспомогательные) процессы, которые не входят в цикл преобразования теплоты в работу, необходимы в силу особенностей конструкции двигателя (например, процессы всасывания и вытеснения в поршневых двигателях), не учитывают. В итоге при первичном термодинамическом анализе теплового двигателя имеют дело не с реальным рабочим процессом, а с его идеализированным аналогом, состоящим только из термодинамических процессов. Этот аналог называют термодинамическим циклом теплового двигателя.

Для оценки эффективности цикла вводят понятие его коэффициента полезного действия как отношение работы цикла  $l_{\text{ц}}$  к подведенной теплоте  $q_I$ :

$$\eta_{\text{ц}} = \frac{l_{\text{ц}}}{q_I} = \frac{q_I - |q_{\text{II}}|}{q_I} = 1 - \frac{|q_{\text{II}}|}{q_I} \quad (3.1)$$

(величины  $l_{\text{ц}}$ ,  $q_I$ ,  $q_{\text{II}}$  отнесены к 1 кг рабочего тела).

Использованное здесь равенство  $l_{\text{ц}} = q_I - |q_{\text{II}}|$  получено интегрированием по циклу первого начала термодинамики в форме (1.41) без учета диссипативных эффектов. Тем самым принято, что все процессы, составляющие цикл, обратимы. Коэффициент полезного действия обратимого цикла принято называть термическим и обозначать  $\eta_t$ , а необратимого цикла – внутренним ( $\eta_I$ ). Понятно, что

$$\eta_I < \eta_t < 1. \quad (3.2)$$

Чтобы оценить эффективность цикла и наметить пути ее повышения, следует вначале проанализировать соответствующий обратимый цикл (установить его КПД и выяснить факторы, влияющие на него). Затем приступают к оценке степени необратимости реального цикла: определяют величину необратимых потерь, распределение их по элементам цикла и факторы, влияющие на эти потери.

Для оценки эффективности различных обратимых циклов необходим эталон сравнения. Таким эталоном служит цикл Карно, в котором передача теплоты от теплоисточника к рабочему телу и от последнего к теплостоку идет по изотермам, а процессы расширения и сжатия являются адиабатическими. Цикл Карно имеет наиболее высокий (в данном диапазоне температур  $T_I - T_{\text{II}}$ ) КПД, который всецело определяется этим диапазоном:

$$\eta_t^{\text{цк}} = 1 - T_{\text{II}}/T_I. \quad (3.3)$$

Поэтому, чем ближе  $\eta_t$  рассматриваемого обратимого цикла к  $\eta_t^{\text{цк}}$ , тем эффективнее этот цикл.

Если непосредственное вычисление  $\eta_t$  затруднено, сравнительный анализ эффективности обратимого цикла можно вести по степени заполнения площадью анализируемого цикла площади соответствующего цикла Карно (так называют цикл Карно, осуществляемый в тех же интервалах температуры и энтропии, что и анализируемый цикл). Наиболее наглядный сравнение будет при использовании  $T - S$  диаграммы (рис. 3.2).

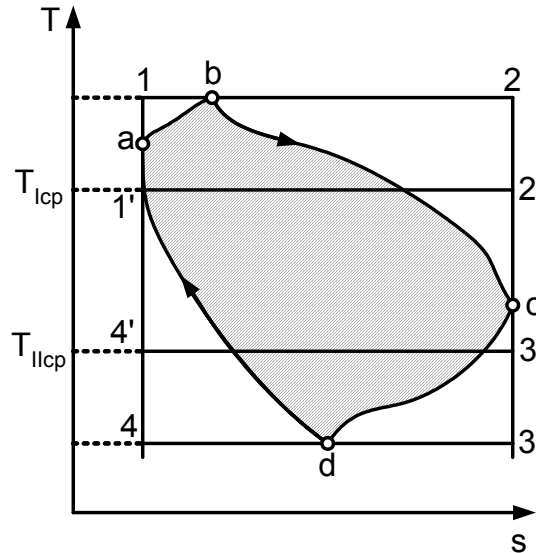


Рис. 3.2. Сравнительный анализ эффективности обратимых циклов: a, b, c, d - анализируемый цикл; 1, 2, 3, 4 - соответствующий цикл Карно; 1', 2', 3', 4' - эквивалентный цикл Карно

Эффективность анализированного обратимого цикла удобно также оценивать, используя понятие эквивалентного цикла Карно, т.е. цикла Карно, осуществляемого в том же интервале S, что и анализируемый, но в интервале температур  $T_{Icp} = q_I / \Delta s'$  и  $T_{IIcp} = |q_{II}| / \Delta s'$ , где под  $\Delta s'$  понимают разность энтропий в крайних по координате S точках цикла. Применение среднеинтегральных температур подвода и отвода  $T_{Icp}$  и  $T_{IIcp}$  позволяет оценивать эффективность цикла, не строя его площадь. Чем выше  $T_{Icp}$  и ниже  $T_{IIcp}$ , тем ближе эквивалентный цикл Карно к соответствующему циклу Карно и, стало быть, тем эффективнее анализируемый цикл (поскольку термический КПД эквивалентного цикла Карно совпадает с  $\eta_t$  анализируемого цикла).

Степень необратимости цикла удобно оценивать относительным внутренним КПД  $\eta_{oi}$ , вводимым как множитель, произведение которого на термический КПД  $\eta_t$  дает КПД внутренний  $\eta_i$ :

$$\eta_i = \frac{l_{\text{ц}}^{\text{реал}}}{q_I} = \frac{l_{\text{ц}}^{\text{реал}}}{l_{\text{ц}}^{\text{обр}}} \frac{l_{\text{ц}}^{\text{обр}}}{q_I} = \eta_{oi} \eta_t. \quad (3.4)$$

Относительный внутренний КПД можно выразить через соответствующие коэффициенты процессов расширения и сжатия  $\eta_{oi}^{\text{расш}}$  и  $\eta_{oi}^{\text{сж}}$ :

$$\eta_{oi} = \frac{l_{\text{ц}}^{\text{реал}}}{l_{\text{ц}}^{\text{обр}}} = \frac{l_{\text{расш}}^{\text{реал}} - |l_{\text{сж}}^{\text{реал}}|}{l_{\text{расш}}^{\text{обр}} - |l_{\text{сж}}^{\text{обр}}|} = \frac{l_{\text{расш}}^{\text{обр}} \eta_{oi}^{\text{расш}} - |l_{\text{сж}}^{\text{обр}}|}{l_{\text{расш}}^{\text{обр}} - |l_{\text{сж}}^{\text{обр}}|} \eta_{oi}^{\text{сж}}. \quad (3.5)$$

Коэффициенты  $\eta_{oi}^{\text{расш}}$  и  $\eta_{oi}^{\text{сж}}$  эквивалентны введенным в раздел 2.

Анализ эффективности обратимых циклов рассмотрим на примере цикла Брайтона, являющегося основным для авиационных газотурбинных двигателей (рис. 3.3). В этом цикле подвод и отвод теплоты осуществляют по изобарам, а процессы расширения и сжатия считают адиабатическими. Применение формулы (3.1) к этому циклу после несложных преобразований приводит к выражению

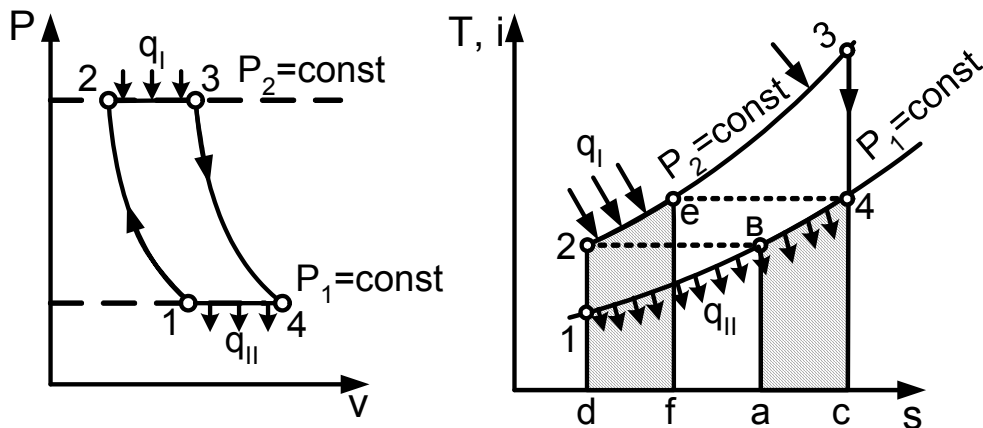


Рис. 3.3. Цикл Брайтона в P-v и T-s диаграммах

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (3.6)$$

где  $\pi = P_2/P_1$  – степень повышения давления в цикле;  $k$  – показатель адиабаты. Таким образом, для достижения большей эффективности авиационных газотурбинных двигателей необходимо увеличить степень повышения давления в них. Понятно, что при неизменном  $Q_I$  это приводит к увеличению температуры газа перед турбиной  $T_3$ .

Анализ цикла Брайтона, изображенного в  $T-s$  диаграмме, указывает на еще одну возможность повышения его эффективности: если возвратить в цикл часть теплоты  $Q_{II}$ , соответствующую площади  $ab4c$ , то на такую же часть (площадь  $d2ef$ ) уменьшится теплоподвод  $Q_I$ . При неизменной площади цикла, равной его работе  $l_{\text{ц}}$ , такая регенерация теплоты приводит к росту термического КПД цикла  $\eta_t$ .



Однако увеличение  $\pi$ ,  $T_3$  и применение регенерации усложняют конструкцию двигателя. При повышении  $T_3$  увеличиваются затраты работы на охлаждение турбины. Поэтому уровень параметров цикла и его модификация, к которым нужно стремиться для повышения  $\eta_t$ , требуют обоснования посредством вариантных расчетов. Такую процедуру можно рассматривать как оптимизацию цикла. Оптимизация в особенности важна в случаях, когда вариация одного из параметров, направленная на увеличение  $\eta_t$ , влечет за собой изменение других параметров в сторону, ухудшающую значение  $\eta_t$ .

## ВАРИАНТЫ ДОМАШНИХ ЗАДАНИЙ

### Задание 1

#### Расчет системы кондиционирования салона самолета

##### 1. Описание системы кондиционирования (рис. ДЗ 1.1).

Система кондиционирования служит для подачи в салон самолета

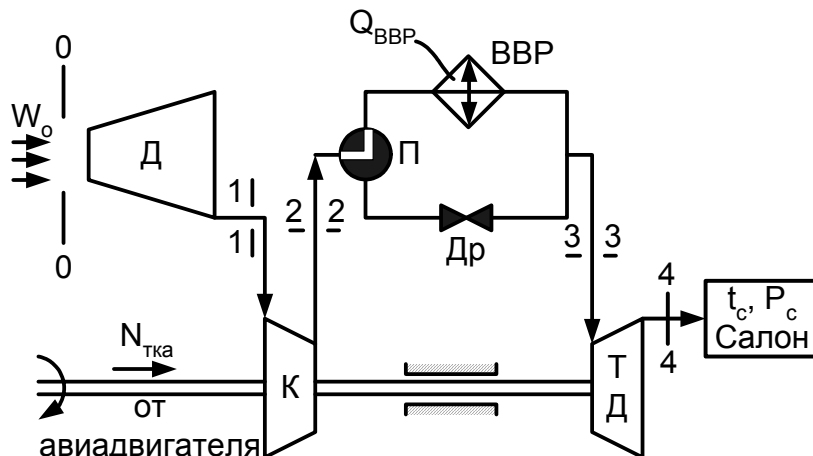


Рис. ДЗ 1.1. Схема кондиционера

заборного воздуха с заданными параметрами. Набегающий со скоростью  $W$  поток воздуха тормозится в диффузоре Д. Его давление дополнительно повышается в компрессоре К. После компрессора воздух в зависимости от его состояния направляется переключателем П в дроссель Др или воздухо-воздушный радиатор ВВР. В воздухо-воздушном радиаторе происходит отвод теплоты к заборному воздуху, а в дросселе – процесс дросселирования. Далее воздух расширяется в турбодетандере ТД и направляется в салон самолета. Компрессор и турбодетандер соединены одним валом и образуют турбокомпрессорный агрегат (ТКА). Для функционирования кондиционера и ТКА необходимо подвести  $N_{тка}$  по валу отвода мощности от авиа-

двигателя. Элементы кондиционера соединены между собой воздушными трубопроводами.

## 2. Исходные данные.

Заданы: объем салона самолета  $V$ , м<sup>3</sup>; кратность смены воздуха в салоне  $n$ , 1/ч; полные температура и давление воздуха, подаваемого в салон  $t_c$ , °С и  $P_c$ , мм.рт.ст.; степень сжатия в компрессоре  $\pi_k$ ; скорость полета  $W_0$ , км/ч; высота полета  $H$ , км; температура и давление воздуха за бортом самолета  $t_0$ , °С и  $P_0$ , мм.рт.ст.

Примечание:  $P_0$ ,  $t_0$  могут быть заданы или определяться по таблице стандартной атмосферы (см. Прил.1) для заданной высоты полета.

## 3. Задачи расчета.

Рассчитать параметры идеального кондиционера. При этом процессы во всех элементах, за исключением дросселя, считать обратимыми, а процесс отвода в ВВР – изобарическим. Определить полные параметры  $(P, v, T, i, s)^*$  в характерных сечениях 1, 2, 3 (см. рис. ДЗ 1.1); расход воздуха  $\dot{M}$ , кг/с; степень расширения воздуха в детандере  $\pi_T = P_3/P_4$ ; степень дросселирования  $\pi_{др} = P_2^*/P_4^*$ ; тепловую мощность, отводимую в ВВР  $Q_{ВВР}$ , кВт; мощность турбодетандера  $N_T$ , кВт; мощность компрессора  $N_k$ , кВт; мощность, подводимую (или отводимую) от двигателя к турбокомпрессорному агрегату  $N_{тка}$ , кВт.

Примечание. За нуль энтальпии и энтропии принять их значения при  $t = 0^\circ\text{C}$  и  $P = 100$  кПа.

Те же параметры рассчитать для реального кондиционера. При этом задать коэффициент восстановления полного давления в диффузоре  $\sigma_d = 0,85 \dots 0,95$ ; адиабатический КПД компрессора  $\eta_k = 0,7 \dots 0,8$ ; адиабатический КПД турбины  $\eta_T = 0,75 \dots 0,9$ ; потери полного давления в ВВР  $\Delta P_{ВВР}^* = P_3^* - P_2^* = 20 \dots 30$  кПа.

Найти скорость газа, статические параметры и диаметры воздушных трубопроводов в характерных сечениях 1, 2, 3, 4 реального кондиционера, задав число Маха в них  $0,2 \dots 0,5$ .

Результаты расчета идеального и реального кондиционеров свести в таблицу. Построить график рабочего процесса идеального (сплошной линией) и реального (пунктирной линией) кондиционеров в коор-

динатах  $P - v$ ,  $T - s$ ,  $i - s$ , соблюдая масштабы. Сделать заключение о работоспособности кондиционера, сравнить мощности, потребляемые идеальным и реальным кондиционерами.

#### 4. Допущения.

Воздух считать идеальным газом с газовой постоянной  $R = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$  и показателем адиабаты  $K = 1,4$ .

Потерями полного давления в воздушных трубопроводах и в переключателе  $\Pi$  можно пренебречь.

Если в процессе расчета окажется, что  $T_2 < T_4$ , то это означает, что заданная степень сжатия воздуха в компрессоре недостаточна, при этом допускается самостоятельно повысить  $\pi_K$ .

#### 5. Примерный порядок выполнения задания и методические указания.

Рассчитать теплоемкость воздуха, плотность воздуха в салоне самолета, потребный массовый расход воздуха  $\dot{M}$ , кг/с.

Рассчитать идеальный кондиционер.

Определить схему, по которой работает идеальный кондиционер. Для этого необходимо рассчитать энтропию воздуха за бортом и в салоне самолета. В идеальном кондиционере энтропия воздуха может изменяться только в дросселе (повышаться) или в воздухо-воздушном радиаторе (понижаться). Если энтропия воздуха в салоне самолета выше, чем за бортом ( $s_1 > s_0$ ), то кондиционер пропускает воздух через дроссель (рис. ДЗ 1.2, а). Иначе ( $s_1 < s_0$ ) воздух проходит через ВВР (рис. ДЗ 1.2, б).

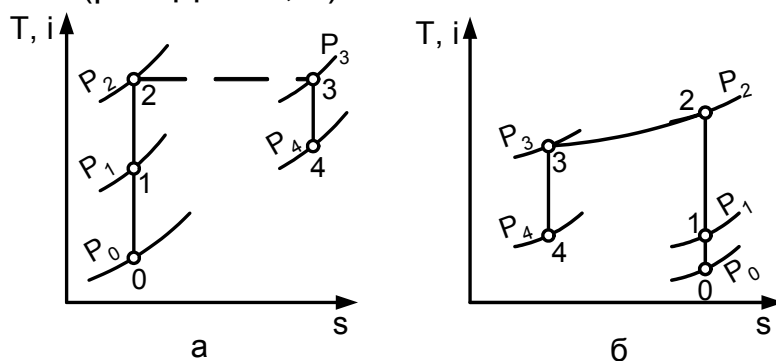


Рис. ДЗ 1.2. Варианты рабочего процесса в идеальном кондиционере:

а – с дросселем,  $s_4 > s_c$ ; б – с ВВР,  $s_4 < s_0$ .

Последовательно рассчитать параметры за диффузором (сечение 1), параметры в сечении 2 и мощность компрессора.

При протекании воздуха через дроссель (рис. ДЗ. 1.2, а) известна температура (энтальпия) в сечении 3:  $T_3 = T_2$ ;  $i_3 = i_2$ . Из этого условия рассчитывают все параметры в сечении 3 и мощность турбины.

При протекании воздуха через ВВР (рис. ДЗ 1.2, б) известно давление в сечении 3:  $P_3 = P_2$ . Из этого условия рассчитывают все параметры в сечении 3, тепловую мощность ВВР и мощность турбины.

Определить мощность ТКА.

С учетом коэффициентов, отражающих влияние необратимости в элементах кондиционера и потери давления в ВВР, рассчитать реальный кондиционер

Так как в реальном кондиционере энтропия воздуха повышается также в диффузоре, компрессоре, турбине, то по параметрам заборного воздуха и воздуха в салоне определить рабочую схему кондиционера нельзя. Поэтому последовательно рассчитывают:

- параметры за диффузором;
- параметры за компрессором, его мощность.

Если энтропия в сечении 4 меньше энтропии в сечении 2 ( $s_4 < s_2$ ), то кондиционер пропускает воздух через ВВР (рис. ДЗ 1.3, а, б). Определяют давление в сечении 3:  $P_3 = P_2 - \Delta P_{\text{ВВР}}$ . Используя это условие, рассчитывают турбину и ВВР.

Если  $s_4 > s_2$ , то возможны варианты работы кондиционера с дросселем или ВВР.

Вначале предлагают, что кондиционер работает с дросселем. Тогда  $T_3 = T_2$ ,  $i_3 = i_2$ . Из этого условия рассчитывают реальную турбину и находят энтропию в сечении 3. если при этом окажется, что  $s_3 > s_2$ , то предположение верно (рис. ДЗ 1.3, в). Рассчитывают остальные параметры кондиционера.

Если при расчете п. 5.3.3.1 оказалось, что  $s_3 < s_2$ , то кондиционер работает с ВВР (рис. ДЗ 1.3, г), его расчет выполняется в соответствии с п. 5.3.2.

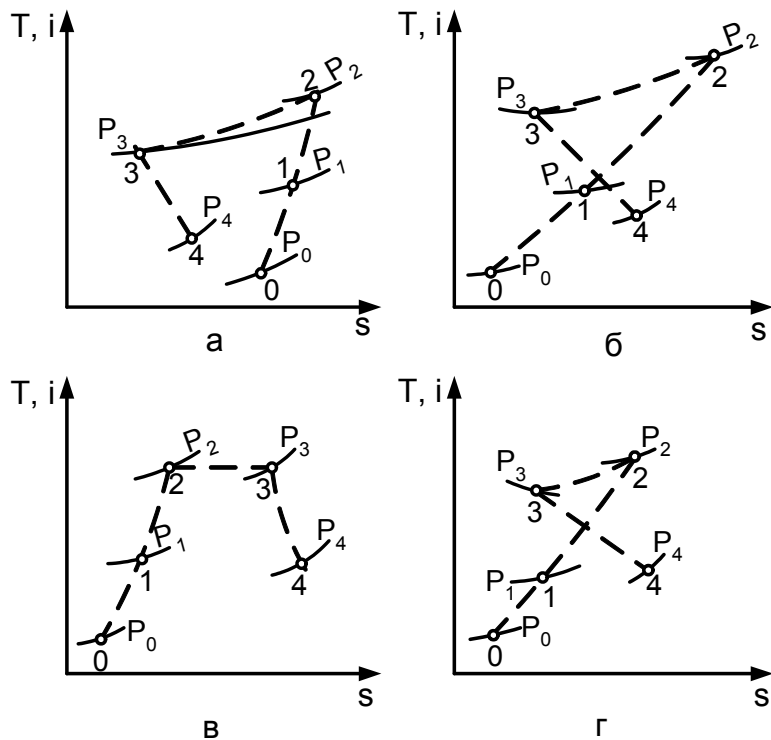


Рис. ДЗ 1.3. Варианты рабочего процесса в реальном кондиционере:  
а – с ВВР,  $S_4 < S_0$ ,  $S_4 < S_2$ ; б – с ВВР,  $S_4 > S_0$ ,  $S_4 < S_2$ ;  
в – с дросселем,  $S_4 > S_0$ ,  $S_4 > S_2$ ,  $S_3 > S_2$ ; г – с ВВР,  $S_4 > S_0$ ,  
 $S_4 > S_2$ ,  $S_3 < S_2$ .

Таблица исходных данных к заданию № 1

Номер варианта	H, км	V, м <sup>3</sup>	n, 1/ч	t <sub>с</sub> , °С	P <sub>с</sub> , мм.рт.ст.	π <sub>к</sub> , -	t <sub>о</sub> , °С	P <sub>о</sub> , бар	W <sub>о</sub> , км/ч
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1-1		200	15	23	780	2	-50	1,00	400
1-2		300	12	22	770	2,5	-40	0,98	500
1-3		400	10	21	760	3,0	-30	0,97	600
1-4		500	11	20	750	3,5	-20	0,95	700
1-5		600	12	19	740	4,0	-10	0,94	800
1-6		700	13	18	750	4,5	-5	0,93	900
1-7		800	14	16	760	5,0	0	0,93	1000
1-8		900	15	17	770	5,5	-50	0,95	1100
1-9		1000	16	15	780	6,0	-30	0,99	1200
1-10		1100	17	14	760	12,0	-50	0,98	100
1-11		1200	18	15	750	11,0	-40	0,96	900
1-12		1100	19	16	780	10,0	-30	0,95	800
1-13		1000	20	17	760	9,0	-20	0,95	700
1-14		900	21	18	740	8,0	-10	0,93	600
1-15		800	20	19	720	7,0	0	0,91	500
1-16		700	19	20	700	6,0	-50	0,90	400

1-17		600	18	21	710	5,0	-30	0,90	1200
1-18		500	17	22	720	5,5	-50	0,92	1100
1-19		400	16	23	730	5,0	-40	0,92	1000
1-20		300	15	22	740	4,5	-30	0,94	900
1-21		200	14	21	750	4,0	-20	0,96	800
1-22		500	13	20	760	3,5	-10	0,98	700
1-23		800	12	19	770	3,0	0	0,98	600
1-24		300	11	18	780	2,5	-50	0,98	500
1-25		900	10	17	790	2,0	-30	1,00	400
2-1	0	200	20	16	760	2,0			400
2-2	1	300	18	17	750	3,0			500
2-3	2	400	16	18	740	4,0			600
2-4	3	500	14	19	730	5,0			700
2-5	4	600	12	20	710	6,0			800
2-6	5	700	10	21	690	7,0			900
2-7	6	800	12	22	680	8,0			1000
2-8	7	900	14	23	660	9,0			1100
2-9	8	1000	16	22	650	10,0			1200
2-10	9	1100	18	21	630	11,0			1300
2-11	10	1200	20	20	620	12,0			1400
2-12	12	200	18	19	590	10,0			1500
2-13	10	300	16	18	600	8,0			1600
2-14	8	400	14	17	640	6,0			1700
2-15	6	500	12	16	670	4,0			1800

Окончание таблицы к заданию 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2-16	4	600	10	19	700	3,0			1900
2-17	2	700	12	21	740	5,0			2000
2-18		800	14	23	780	2,0	50	1,00	400
2-19		900	16	20	770	4,0	40	0,95	60
2-20		1000	18	18	760	6,0	30	0,95	800
2-21		1100	20	16	770	8,0	20	0,90	1000
2-22		1200	18	18	780	10,0	10	0,90	400
2-23		1000	16	20	790	12,0	0	0,90	1000
2-24		800	14	22	770	8,0	30	0,95	1200
2-25		600	12	19	740	3,0	50	0,95	1600

## Задание № 2

### Расчет параметров турбореактивного двигателя

1. Описание работы двигателя (рис. ДЗ 2.1).

Турбореактивный двигатель состоит из следующих основных узлов: входного устройства (диффузора) Д, компрессора К, камеры сгорания КС, турбины Т, реактивного сопла С. Набегающий поток

воздуха восстанавливает давление перед входом в двигатель и в диффузоре Д. Далее его давление дополнительно повышается в компрессоре К. В камере сгорания КС подводится тепло при сгорании топлива. Продукты сгорания последовательно расширяются на турбине Т и в сопле С. Работа, получаемая на турбине, полностью потребляется компрессором, так что сохраняется баланс мощности турбины  $N_T$  и компрессора  $N_K$ :

$$N_T = N_K.$$

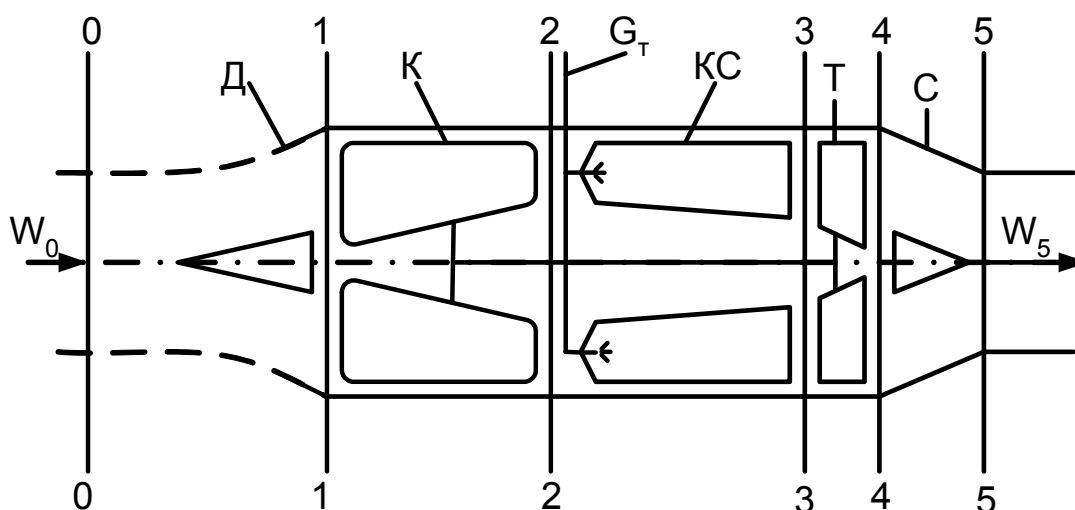


Рис. ДЗ 2.1. Схема турбореактивного двигателя

## 2. Исходные данные

Заданы: статические температура и давление воздуха на входе в двигатель  $t_0$ , °С и  $P_0$ , МПа, или высота полета  $H$ , км; скорость набегающего потока  $W_0$ , м/с; расход воздуха  $G_b$ , кг/с; температура заторможенного потока перед турбиной  $T_3^*$ , К; максимальная степень повышения давления в компрессоре  $\pi_{K_{max}}$ ; теплотворная способность топлива  $H_y$ , кДж/кг топл.

Примечание:  $t_0$ ,  $P_0$  могут быть заданы или определяться по таблице стандартной атмосферы (см. Прил. 2).

## 3. Задачи расчета

Рассчитать термический КПД цикла  $\eta_T$  и тягу  $X$  идеальных двигателей, задав ряд значений степени сжатия в компрессоре  $\eta_K$  от  $\eta_{K_{min}} = 1,1$  до  $\pi_{K_{max}} \approx 35$ . Тягу двигателя, кгс, рассчитывают по формуле  $X = \frac{G_b (w_5 - w_0)}{9,81}$ . Построить график изменения  $\eta_T$  и

$X$  от  $\eta_k$ . Выбрать значение  $\eta_k$ , обеспечивающее близкое к максимальному значение тяги двигателя.

Для выбранного значения  $\eta_k$  произвести расчет заторможенных (полных) параметров в характерных сечениях (1, 2, 3, 4) идеального двигателя  $(P, v, T, i, s)^*$ ; мощность компрессора и турбины  $N_k$  и  $N_T$ , кВт; степень расширения на турбине  $\pi_T$ ; подведенное в камере сгорания тепло  $\dot{Q}_1$ , кВт; отведенное тепло цикла  $\dot{Q}_2$ , кВт; термодинамический КПД цикла, работу цикла  $L_{\text{ц}}$ ; статические параметры, скорость, число Маха в сечении 5, площадь и диаметр выходного сечения реактивного сопла  $F_0$ ,  $\text{м}^2$  и  $D_0$ , м; удельный расход топлива  $q_{\text{уд}}$ , кг топлива/(кг тяги·ч). Удельный расход топлива, рассчитывают

по формуле  $q_{\text{уд}} = \frac{\dot{Q}_1}{H_y X} 3600$ .

Сохраняя заданное значение  $\pi$ , рассчитать те же параметры и тягу для реального двигателя. При этом задать коэффициент восстановления полного давления в диффузоре  $\sigma_d = 0,85 \dots 0,95$ ; адиабатический КПД компрессора  $\eta_k = 0,7 \dots 0,8$ ; адиабатический КПД турбины  $\eta_T = 0,75 \dots 0,9$ ; потери полного давления в камере сгорания 20...30 кПа; коэффициент скорости сопла 0,93...0,97.

Результаты расчета идеального и реального двигателей свести в таблицу. Соблюдая масштабы, построить цикл идеального (сплошной линией) и реального (пунктирной линией) двигателя в координатах  $T - s$ ,  $i - s$ ,  $P - v$ . Сделать выводы о величине тяги и эффективности идеального и реального двигателей.

#### 4. Допущения и замечания

При определении теплофизических свойств воздуха ( $R, C_p, K$ ) считать его смесью идеальных двухатомных газов, состоящих только из кислорода и азота, причем объемная доля кислорода  $\gamma_{\text{O}_2} = 0,21$ .

Расходом топлива при расчете тяги и параметров в сечениях двигателя пренебречь. Теплофизические свойства продуктов сгорания принять такими же, как чистого воздуха.

За начало отсчета энтропии и энтальпии принять их значения в состоянии  $t = 0^\circ\text{C}$ ,  $P = 100 \text{ кПа}$ .



Считать, что расширение в реактивном сопле происходит до атмосферного давления (статистическое давление на срезе сопла равно атмосферному).

При расчете идеального двигателя все процессы в его элементах считать обратимыми, а процесс в камере сгорания отождествлять с изобарическим подводом тепла от внешнего источника.

Теплотворную способность топлива принять  $H_y = 42700 \text{ кДж / (кг топл.)}$ .

### 5. Примерный порядок выполнения работы и методические указания

Определить теплофизические свойства воздуха на основе теории смесей идеальных газов и молекулярно-кинетической трактовки теплоемкости идеального газа.

Построить алгоритм расчета тяги идеального двигателя, считая степень сжатия в компрессоре  $\eta_K$  заданной величиной. Для этого последовательно рассчитывают параметры в характерных сечениях двигателя. Выполнить серию расчетов идеального двигателя в диапазоне  $\pi_{K_{\min}} < \pi_K < \pi_{K_{\max}}$ .

Построить график зависимости термического КПД и тяги идеального двигателя от  $\eta_K$ . Выбрать значения  $\eta_K$ , обеспечивающее близкое к максимальному значение тяги двигателя.

Рассчитать все параметры идеального двигателя в соответствии с п. 5.2.

Повторить расчет всех параметров (п. 5.2) для реального двигателя.

Свести результаты расчетов в таблицу. Построить идеальный и реальный циклы в координатах  $T - s$ ,  $P - v$ . Сделать выводы.

### Таблица исходных данных к заданию № 2

Номер варианта	$H$ , км	$t_0$ , °C	$P_0$ , бар	$w_0$ , км	$T_3^*$ , К	$G_b$ , кг	$\pi_{K_{\max}}$ -
1	2	3	4	5	6	7	8
1	3			650	1300	65	
2	3			1200	130	48	
3	3			1100	1200	37	
4	5			1000	1400	54	
5	4			750	1350	28	
6	4			800	1200	20	
7	7			650	1300	30	
8	9			700	1400	50	

9	11			1900	1250	60	
10	13			1700	1400	32	
11	10			1400	1350	44	
12	8			1100	1300	26	
13	9			700	1300	30	
14	6			750	1500	65	
15	7			600	1300	55	
16	18			1800	1450	70	
1		275	0,8	600	1300	40	
2		275	0,8	750	1200	50	
3		262	0,6	650	1300	60	
4		262	0,6	800	1500	40	
5		249	0,47	950	1300	50	
6		236	0,36	1100	1200	60	
7		236	0,36	1250	1300	30	
8		223	0,264	1400	1250	20	
9		223	0,264	1600	1400	45	
10		216	0,193	1800	1450	55	
11		275	0,79	60	1300	65	
12		275	0,79	750	1500	45	
13		262	0,62	650	1200	55	

Окончание таблицы к заданию 2

1	2	3	4	5	6	7	8
14		262	0,62	800	1100	65	
15		249	0,47	950	1250	35	
16		236	0,36	1100	1400	25	
17		236	0,36	1250	1250	40	
18		223	0,26	1400	1400	50	
19		223	0,26	1550	1450	60	
20		216	0,193	1700	1300	30	
21		227	0,3	1500	1500	70	

### Задание № 3

#### Анализ космической энергоустановки, работающей по замкнутому газотурбинному циклу Брайтона

1. Описание энергоустановки (рис. ДЗ 3.1)

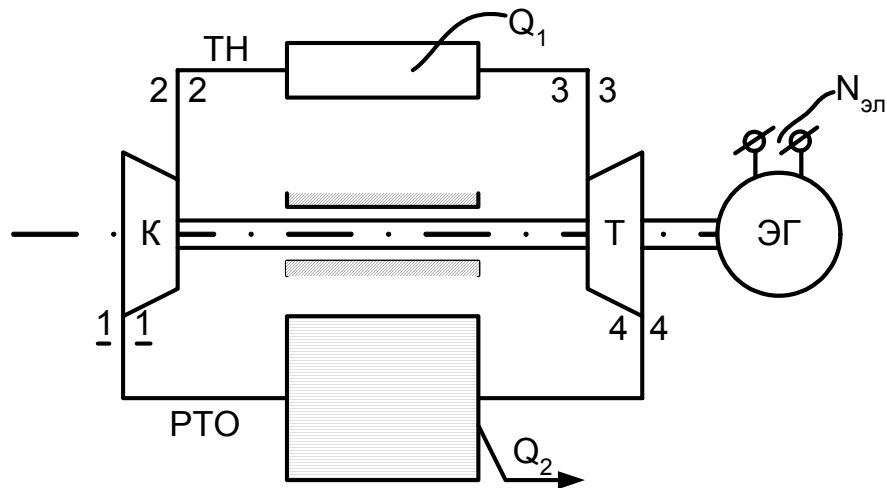


Рис. ДЗ 3.1. Схема газотурбинной установки

Основными элементами газотурбинной установки (ГТУ) являются компрессор  $K$ , турбина  $T$ , электрогенератор  $\text{ЭГ}$ , соединенные одним валом, теплообменник-нагреватель  $TН$  и радиационный теплообменник-излучатель  $PТО$ . Газ сжимается компрессором, получает тепло в теплообменнике от солнечного концентратора или ядерного реактора. Далее газ расширяется в турбине и охлаждается в  $PТО$ . Работа цикла по валу передается электрогенератору, который производит электроэнергию. Основная масса такой энергоустановки приходится на радиатор-излучатель, поэтому она обычно проектируется из условия обеспечения минимума площади  $PТО$ .

## 2. Исходные данные

Заданы: температура газа перед турбиной  $t_3$ ,  $^{\circ}\text{C}$ ; давления газа перед компрессором  $P_1$ , МПа; массовый состав газа; электрическая мощность электрогенератора  $N_{\text{эл}}$ , кВт.

## 3. Задачи расчета

Рассчитать параметры идеального цикла. При этом КПД всех элементов энергоустановки принять равными единице, а процесс подвода и отвода тепла в теплообменниках – изобарическим. Определить: заторможенные (полные) параметры  $(P, v, T, i, s)^*$  в характерных сечениях 1, 2, 3, 4 (см. рис. ДЗ 3.1); степень сжатия в компрессоре и расширения в турбине  $\pi_K$  и  $\pi_T$ ; термический КПД цикла  $\eta_T$ ; подводимую и отводимую тепловые мощности  $\dot{Q}_1$  и  $\dot{Q}_2$ , кВт; массовый расход циркулирующего рабочего тела  $\dot{M}$ , кг/с; площадь  $PТО$   $F$ ,  $\text{m}^2$ . Степень сжатия в компрессоре должна обеспечивать максимальное значение удельной работы цикла  $l_{ц}$ , Дж/кг, а наименьшая температу-

ра в цикле  $T_1$  должна выбираться из условия обеспечения минимума площади РТО.

Примечание: за нулевое значение энтальпии и энтропии принять их значение при температуре  $T_0 = 273,15\text{ К}$  и давлении  $P_0 = 0,1\text{ МПа}$ .

Те же параметры найти для реальной энергоустановки с учетом заданных КПД всех элементов и потерь полного давления в теплообменниках. При расчете принять, что параметры газа в сечении 3-3 в идеальном и реальном циклах совпадают, а также одинаковы температуры  $T_1$  в сечении 1-1. КПД элементов реальной энергоустановки имеют следующие значения: КПД турбины  $\eta_T = 0,75...0,85$ ; КПД компрессора  $\eta_K = 0,65...0,85$ ; электрический КПД электрогенератора  $\eta_{\text{э}} = 0,92...0,97$ ; механический КПД трансмиссии  $\eta_H = 0,97...0,99$ . Коэффициенты потерь полного давления в теплообменниках  $\sigma_{\text{ТН}} = P_3/P_2 = 0,9...0,95$ ;  $\sigma_{\text{РТО}} = P_1/P_4 = 0,93...0,99$ . Вычислить полный КПД энергоустановки  $\eta = N_{\text{эл}}/Q_1$ . Исследовать на экстремум реальный цикл не нужно.

Найти скорость газа, статические параметры и диаметры трубопроводов в характерных сечениях реальной энергоустановки, назначив число Маха в них  $M = 0,2...0,5$ .

Результаты расчетов идеальной и реальной энергоустановок свести в таблицу. Построить зависимости  $l_{\text{ц}} = f(\pi_K)$  и  $F = f(T_1, \pi_K^{\text{opt}})$  для идеального цикла ( $\pi_K^{\text{opt}}$  – оптимальное значение степени сжатия газа в компрессоре, соответствующее максимальному значению  $l_{\text{ц}}$ ). Построить идеальный (сплошной линией) и реальный (пунктирной линией) циклы на одних и тех же графиках в координатах  $T - s$ ,  $i - s$ ,  $P - v$ , соблюдая масштаб. Сделать заключение о работоспособности и эффективности энергоустановки.

#### 4. Примерный порядок выполнения задания

По заданному составу газа найти его свойства:  $R_T$  – газовую постоянную;  $C_p$  – изобарную теплоемкость;  $K$  – показатель адиабаты. В дальнейших расчетах считать их постоянными.

Рассчитать идеальный цикл.

Задать степень сжатия в компрессоре (степень расширения на турбине)  $\pi_K = \pi_T > 1$ .

Определить термический КПД цикла  $\eta_{\text{ц}}$ .

Вычислить полную температуру в сечении 4  $(T_4^*)$ .

Задать полную температуру в сечении 1  $(T_1^*(T_4^*))$ .

Определить полную температуру в сечении 2  $(T_2^*)$ .

Вычислить подведенную и отведенную удельную теплоту, удельную работу цикла  $q_1$ , Вт/кг;  $q_2$ , Вт/кг;  $l_{\text{ц}}$ , Вт/кг.

Определить расход рабочего тела  $\dot{M}$ , кг/с.

Вычислить площадь излучателя  $F$  (см. Прил. 2).

Варьируя значения  $\pi_{\text{к}}$  и  $T_1$ , найти их оптимальные значения с точки зрения получения максимального значения  $l_{\text{ц}}$  и минимальной площади излучателя  $F$ .

Примечание. Задача может решаться путем получения конечных формул для  $l_{\text{ц}}$  и  $F$  и исследования их на экстремум, а также путем составления машинных программ с поиском экстремума численным или графическим методами.

Рассчитать недостающие полные параметры в характерных сечениях  $(P^*, v^*, T^*, i^*, s^*)$ .

Построить идеальный цикл в координатах  $P-v, T-s, i-s$ .

Рассчитать мощность турбины  $N_{\text{Т}}$  и компрессора  $N_{\text{К}}$ .

Рассчитать реальный цикл. Порядок расчета реального цикла необходимо выбрать самостоятельно.

Найти диаметры трубопроводов и статические параметры в характерных сечениях для реального цикла.

### Таблица исходных данных к заданию № 3

Номер варианта	$t_3, ^\circ\text{C}$	$P_1, \text{МПа}$	$N_{\text{эл}}, \text{кВт}$	Массовый состав газа				
				He, %	H, %	N <sub>2</sub> , %	CO <sub>2</sub> , %	Ne, %
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	800	0,1	40	80	0	0	0	20
2	700		50					
3	600		30					
4	1000		40					
5	1200		50					
6	1100	0,12	50	0	0	30	70	0
7	100		40					
8	700		30					

9	800		50					
10	600		60					
11	700	0,13	50	0	30	0	0	70
12	900		40					
13	800		30					
14	1000		40					
15	1100		50					
16	1200	0,14	50	40	0	60	0	0
17	1000		30					
18	900		40					
19	800		50					
20	600		40					
21	700	0,16	50	40	0	0	0	60
22	800		40					
23	1000		50					
24	900		40					
25	1100		30					
26	1200	0,18	30	0	20	80	0	0
27	900		50					
28	1100		40					
29	1000		50					
30	800		30					
31	700	0,2	30	20	20	0	0	60
32	800		40					
33	800		50					
34	1000		40					

Окончание таблицы к заданию 3

35	1100		30					
36	1100	0,08	30	20	30	0	0	50
37	1000		40					
38	700		50					
39	900		30					
40	800		40					
41	700	0,1	40	50	0	0	50	0
42	600		30					
43	800		50					
44	900		40					
45	1000		30					
46	1100	0,12	40	0	0	50	50	0
47	1200		50					
48	900		30					
49	800		40					
50	700		50					
51	800	0,13	50	0	10	20	70	0
52	900		40					
53	1000		30					

54	700		40					
55	1100		50					
56	70	0,14	300	0	0	30	0	70
57	80							
58	110							
59	100							
60	90							

#### Задание 4

##### Расчет параметров жидкостно-ракетного двигателя с турбонасосной подачей компонентов топлива и системой наддува топливных баков

###### 1. Описание системы и ее работы (рис. ДЗ 4.1)

В настоящем задании рассчитывают параметры жидкостно-ракетного двигателя (ЖРД), работающего на компонентах топлива: водороде (горючее) и кислороде (окислитель). Горючее и окислитель хранится в баках 1. До пуска двигателя внутренние полости баков 1 сообщаются с атмосферой через дренажные клапаны 2 с тем, чтобы давление в них было приблизительно равно атмосферному. Благодаря теплопритокам к бакам жидкие компоненты топлива кипят и их пары выбрасываются в атмосферу. Температура жидкостей в баках соответствует температуре насыщения при атмосферном давлении.

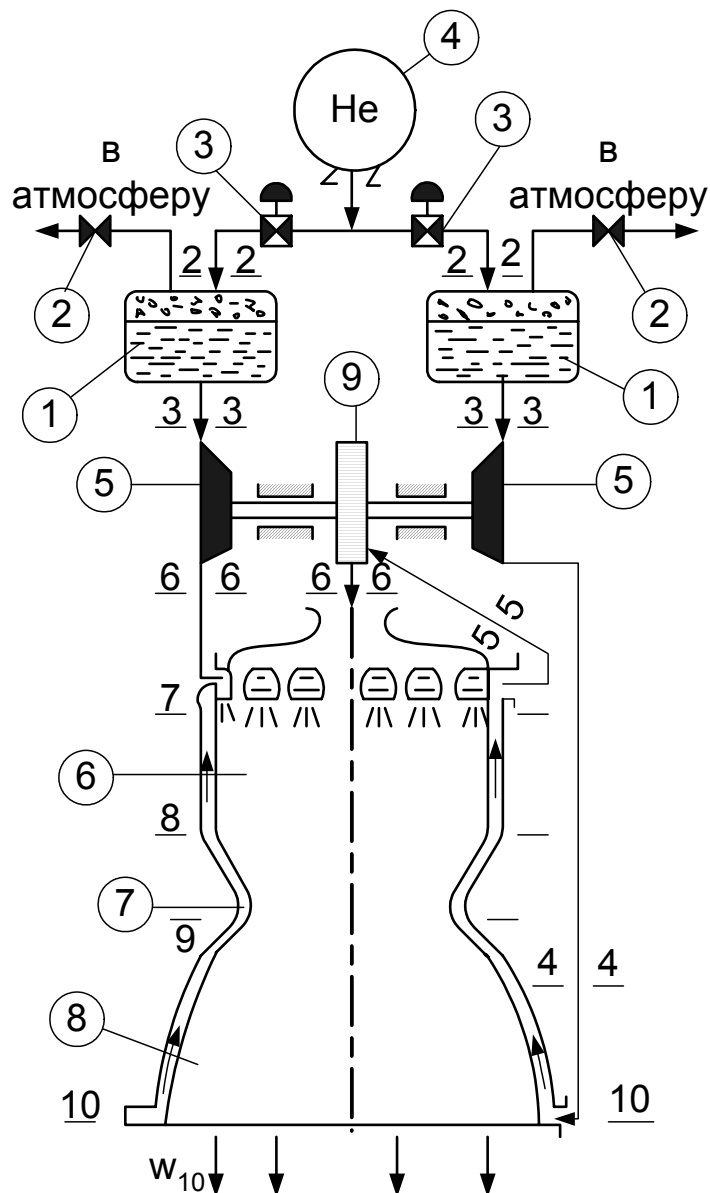


Рис. ДЗ 4.1. Схема жидкостно-ракетного двигателя с турбонасосной подачей компонентов и системой наддува топливных баков;  
 1 – баки топлива; 2 – дренажные клапаны; 3 – редукционные клапаны; 4 – аккумулятор сжатого газа; 5 – насосы топлива; 6 – камера сгорания; 7 – рубашка охлаждения сопла; 8 – реактивное сопло; 9 – турбина.

В момент запуска ЖРД дренажные клапаны 2 закрывают, открывают редукционные клапаны 3 и производят наддув баков гелием из аккумулятора сжатого газа (АСГ) 4. Редукционные клапаны поддерживают постоянное давление в баках в течение всего времени работы ЖРД. Это необходимо для предотвращения кавитации (закипания) жидкости в насосах подачи топлива 5. Газовая подушка в баках состоит из гелия и паров окислителя или горючего.

Давление жидких компонентов топлива повышается в насосах 5. далее жидкий окислитель подается в камеру сгорания ЖРД 6, а горючее – в рубашку охладителя 7 сопла ЖРД 8. Протекая по рубашке охлаждения, водород получает тепло от продуктов сгорания через стенку сопла и превращается в пар (газ). Газообразный водород подается на турбину 9, служащую для привода насосов 5. Насосы и турбины



образуют турбонасосный агрегат (ТНА). После турбины водород поступает в камеру сгорания 6, в которой происходит химическая реакция. Продукты сгорания истекают из реактивного сопла 8, создавая тягу.

## 2. Исходные данные

Индексы при параметрах означают: 1...10 – номера характерных сечений (см. рис. ДЗ 4.1); 0 – окислитель, кислород; г – горючее, водород; а – атмосфера; н – начальные параметры; к – параметры в конце работы.

Заданы: атмосферное давление перед пуском  $P_a$ , бар; абсолютное давление в камере сгорания  $P_4$ , МПа; перепад давлений на форсунках  $\Delta P_\phi = P_7 - P_6$ , бар; степень расширения газа на турбине  $\pi_T = P_{5Г} / P_{6Г}$ ; противодействие на срезе сопла на расчетном режиме  $P_{10}$ , бар; избыточное давление наддува баков  $\Delta P_k = P_2 - P_a$ , бар; начальное избыточное (над атмосферным) давление в АСГ  $\Delta P_{АСГ}$ , бар; минимально допустимый перепад давлений, бар, на редукционном клапане  $\Delta P_{gp\ min} = P_{1\ min} - P_2$ ; коэффициент избытка окислителя  $a$ ; тяга двигателя  $R_g$ , кН; время работы ЖРД  $\tau$ , с; начальная температура в аккумуляторе сжатого газа  $T_{АСГ}^H$ , °С.

## 3. Задачи расчета

3.1. Найти на расчетном режиме:

- температуру водорода перед турбиной  $T_{5Г}$ ;
- температуру водорода за турбиной  $T_{6Г}$ ;
- заторможенную (полную) температуру в камере сгорания  $T_7^*$ ;
- скорость на срезе сопла, в критическом сечении, на выходе их камеры сгорания  $W_{10}$ ,  $W_9$ ,  $W_8$ , м/с;
- расходы горючего и окислителя  $\dot{M}_Г$  и  $\dot{M}_O$ , кг/с;
- площадь сопла в сечениях 10, 9, 8;
- мощность насосов горючего и окислителя  $N_Г$ ,  $N_O$ , кВт;
- мощность турбины  $N_T$ , кВт;
- теплоподвод к горючему в рубашке охлаждения  $\dot{Q}_p$ , кВт;

- необходимые объемы баков горючего и окислителя  $V_G, V_O, \text{м}^3$ ;
- температуру газа в АСГ в конце работы  $T_{АСГ}^K$ ;
- массу газа в АСГ в начале и в конце работы ЖРД  $M_{АСГ}^H$  и  $M_{АСГ}^K$ , кг;
- необходимый объем АСГ  $V_{АСГ}, \text{м}^3$ .

3.2. Построить в масштабе приблизительный профиль сопла, приняв угол сходящейся части сопла Лавала  $90^\circ$ , расширяющейся части –  $15^\circ$ , а длину камеры сгорания – равной ее диаметру. Изобразить основные рассчитываемые термодинамические процессы в координатах  $i - s$  и  $P - v$ .

#### 4. Допущения

- 4.1. Газ в АСГ, смесь газов в баках и продукты сгорания можно считать идеальными газами.
- 4.2. Состав газа в реактивном сопле – замороженный.
- 4.3. Аккумулятор сжатого газа имеет абсолютную теплоизоляцию.
- 4.4. Вследствие высокой теплоемкости жидкости и конструктивных баков температура в них в течение всего времени работы постоянна.
- 4.5. Начальный объем газовой подушки в баках и остаток топлива в конце работы пренебрежимо малы.
- 4.6. Пар и газ в баках находятся в термодинамическом равновесии с жидкостью.
- 4.7. Кислород при расчете насоса окислителя считать несжимаемой жидкостью.
- 4.8. Водород при расчете насоса горючего считать реальной жидкостью, а при расчете турбины – реальным или идеальным газом.
- 4.9. При расчете истечения продуктов сгорания из сопла пренебречь теплотерями в рубашку охлаждения, т.е. считать процесс истечения продуктов сгорания из сопла адиабатическим.
- 4.10. Считать, что химическая реакция в камере сгорания идет до конца (диссоциация отсутствует).

#### 5. Примерный порядок расчета и методические указания

5.1. Определить абсолютные давления во всех характерных сечениях трактов горючего и окислителя, а также перепад давлений на насосах:  $P_{6Г}, P_{3Г}, P_{4Г}, P_{6O}, P_{6Г} = P_{3Г}, P_{6O} = P_{3O}, \Delta P_{нас.Г} = P_{4Г} - P_{3Г}, \Delta P_{нас.О} = P_{6O} - P_{3O}$ .

5.2. Найти температуру и плотность жидкостей в баках. До пуска ЖРД давление в баках атмосферное, жидкости кипят из-за теплопри-

токов, поэтому их температура и другие параметры соответствуют состоянию насыщения при атмосферном давлении (Прил. 3).

5.3. Определить стехиометрический коэффициент  $L_0$ , массовый состав топлива  $\dot{M}_0/\dot{M}_T$ , массовый состав продуктов сгорания (Прил. 4)  $g_{H_2O}$ ,  $g_{H_2}$ ,  $g_{O_2}$ .

5.4. Определить газовую постоянную, изохорную и изобарную теплоемкости, показатель адиабаты компонентов продуктов сгорания в смеси в целом. При вычислениях учесть, что компоненты и их смесь – идеальный газ.

5.5. Рассчитать турбонасосный агрегат.

5.5.1. Назначить самостоятельно КПД насосов окислителя, горючего, КПД турбины  $\eta_{HO}$ ,  $\eta_{HG}$ ,  $\eta_T$ .

5.5.2. Рассчитать удельную работу (мощность) насосов окислителя и горючего  $l_{HO}$ ,  $l_{HG}$ . Считать кислород несжимаемой жидкостью, а водород – сжимаемой. Поэтому для расчета работы водородного насоса необходимо воспользоваться  $i-S$  диаграммой водорода (Прил. 3).

5.5.3. Найти потребную работу турбины  $l_T$  исходя из баланса работ (потери в узлах трения пренебрегаем)

$$l_T = \frac{\dot{M}_0}{\dot{M}_T} l_{HO} + l_{HG}.$$

5.5.4. Найти потребную температуру водорода перед турбиной  $T_{5T}$ , считая водород идеальным газом.

5.5.5. Найти температуру водорода за турбиной  $T_{6T}$  (на входе в камеру сгорания).

5.5.6. Найти температура кислорода на входе в камеру сгорания  $T_{6O}$ . Так как кислород при расчете насоса считается несжимаемой жидкостью, то его температура при прохождении насоса практически не изменяется.

5.6. Определить удельную энтальпию топлива на входе в камеру сгорания с учетом химической энергии (Прил. 5).

5.7. Определить удельную энтальпию продуктов сгорания (смеси)  $i$ , при нескольких значениях температуры в камере сгорания  $T_7^*$  ( $3000\text{ K} < T_7^* < 6000\text{ K}$ ). Построить график зависимости  $i_7 = f(T_7^*)$ .

5.8. Камера сгорания ЖРД является с термодинамической точки зрения изобарической камерой смешения. Используя соотношения для камеры смешения и график зависимости  $i_7 = f(T_7^*)$ , найти заторможенную (полную) температуру продуктов на выходе из камеры сгорания  $T_7^*$ .

5.9. Рассчитать реактивное сопло с учетом того, что оно работает на расчетном режиме, т.е. давление на срезе сопла равно противодавлению  $P_{10}$ . Найти статические параметры  $(P, v, T, i, u)$  и скорость  $W$  в сечениях 8, 9, 10. Продукты сгорания считать идеальным газом, процесс расширения – изоэнтропическим (отводом тепла в рубашку охлаждения пренебречь, коэффициент скорости сопла принять равным единице). В критическом сечении 9 статические параметры находятся из условия, что число Маха  $M_9 = 1$ . В сечении 8 число Маха задать самостоятельно.

5.10. Найти расход топлива  $(\dot{M}_{\text{ТОПЛ}} = \dot{M}_O + \dot{M}_Г)$ , окислителя и горючего, используя выражения для тяги ЖРД на расчетном режиме

$$R_g = (\dot{M}_O + \dot{M}_Г)W_{10}.$$

5.11. Найти площадь и диаметр сопла в сечениях 8, 9, 10, используя уравнение расхода

$$\dot{M}_T = \rho_{\text{см}} w_i F_i.$$

Здесь  $i$  – номер сечения. В сечении 8 число Маха задать самостоятельно.

5.12. Изобразить в масштабе примерный профиль сопла, составленного из двух конусов. Угол сужающейся (конфузорной) части задать  $90^\circ$ , а расширяющейся (диффузорной) –  $15^\circ$ .

5.13. определить мощность насосов и турбины  $N$ , кВт.

5.14. определить теплоотвод к горючему в рубашке охлаждения  $\dot{Q}_p$ , кВт. Использовать  $i - S$  диаграмму Прил. 3.

5.15. Определить объем баков окислителя и горючего ( $V_G$  и  $V_O$ ), исходя из времени работы двигательной установки.

5.16. Определить массу гелия в баках окислителя и горючего в конце работы. В баках находится смесь паров окислителя (горючего) и гелия. Необходимо определить парциальное давление компонентов и по уравнению состояния идеального газа найти массу газа в баках.

5.17. Определить остаточное давление в АСГ в конце работы, исходя из необходимого минимального перепада давлений на редукционном клапане  $\Delta P_{\text{др min}}$ .

5.18. Определить температуру газа в АСГ  $T_{АСГ}^K$  в конце работы, считая процесс расширения адиабатическим (начальные температура и давление в АСГ заданы).

5.19. определить массу газа в АСГ в начале и в конце работы, необходимый объем АСГ.

5.20. Изобразить процессы изменения параметров в АСГ, насосах, турбине, сопле в координатах  $p - v$ ,  $T - s$ ,  $i - s$ . Сделать выводы о всей работе.

## Приложение 1

Высота Н, км	Давление Р, бар	Температура Т, К
-0,5	1,096	291,3
0	1,033	288
1	0,916	281,5
2	0,81	275
3	0,715	268,5
4	0,629	262
5	0,551	255,5
6	0,481	249,0
7	0,419	242,5
8	0,363	236,0
9	0,313	229,5
10	0,269	223,0
12	0,197	216,0
14	0,144	215,5
16	0,105	216,5
18	0,077	216,5

## Приложение 2.

### Методика расчета радиационного теплообменного теплообменника-излучателя

Отвод тепла в космосе от длительно работающей энергоустановки возможен только излучением. Излучение теплоты рассчитывают с использованием закона Стефана-Больцмана, устанавливающего зависимость мощности потока излучения от температуры поверхности. Подробно законы излучения и методика расчета теплообменников излагаются в курсе «Теплопередача». В настоящем задании можно приблизительно принять, что температура элементарного участка излучателя площадью  $dF$  совпадает с температурой теплоносителя

Т. Тогда мощность излучения  $\delta\dot{Q}$ , Вт, с этого участка определяется формулой

$$\delta\dot{Q} = \varepsilon[\sigma_0 T^4 - g_0]dF, \quad (\text{П2.1})$$

где  $T$  – температура излучателя, К;  $\varepsilon$  – коэффициент черноты поверхности излучателя  $\varepsilon = 0,92...0,97$ ;  $\sigma_0$  – постоянная Стефана-Больцмана  $\sigma_0 = 5,77 \cdot 10^2 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ ;  $g_0$  – величина, учитывающая облучение поверхности радиатора-излучателя Солнцем и Землей. Если плоскость поверхности излучателя космического аппарата, находящегося в ближнем космоса, ориентирована приблизительно параллельно лучам Солнца, то  $g_0 \cong 30...120 \text{ Вт}/\text{м}^2$ . При температуре излучателя более  $400^\circ\text{C}$  падающим тепловым потоком  $g_0$  можно пренебречь. Тогда, объединяя уравнение (П2.1) с уравнением теплового баланса для теплоносителя, Вт:

$$\delta\dot{Q} = \dot{M}C_p dT,$$

где  $C_p$  – изобарная теплоемкость теплоносителя, Дж/(кг·К), можно определить площадь излучателя

$$F = \frac{\dot{M}C_p}{3\varepsilon\sigma_0} \left( \frac{1}{T_1^3} - \frac{1}{T_4^3} \right), \quad (\text{П2.2})$$

где  $T_4$  и  $T_1$  – соответственно температуры теплоносителя на входе в радиационный теплообменник (РТО) и выходе из него.

## Приложение 3

### 6. Теплофизические свойства кислорода и водорода [3]

*Кислород  $O_2$*

Молекулярный вес  $\mu_{O_2} = 32 \text{ кг}/(\text{кмоль})$ ;

$T_{\text{плавления}} = 54,35 \text{ К}$ ;  $T_{\text{кипения}} = 90,18 \text{ К}$  при 760 мм.рт.ст.;

$T_{\text{критическая}} = 154,77 \text{ К}$ ;  $P_{\text{критическое}} = 50,9 \text{ бар}$ ;

$\rho_{\text{критическое}} = 406 \text{ кг}/\text{м}^3$ .

Термодинамические свойства кислорода на линии насыщения (здесь и далее индексы (') относятся к насыщенной жидкости, а ('') – к насыщенному пару):  $v$ ,  $\text{дм}^3/\text{кг}$ ,  $C_p$ ,  $\text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{град})$ ,  $s$ ,  $\text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{град})$ ,  $i$ ,  $\text{кДж}/\text{кг}$ ,  $r$ ,  $\text{кДж}/\text{кг}$ .

T, К	P, бар	$v'$	$v''$	$C_p'$	$i'$	$i''$	$r$	$s'$	$s''$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
74	0,1236	0,8267	1540		-159,2	65,8	225,0	2,631	5,672
76	0,1690	0,8326	1154	1,574	-156,0	67,4	223,4	2,675	5,614
78	0,2271	0,8388	879,8	1,582	-152,9	69,1	222,0	2,714	5,560
80	0,3003	0,8452	680,7	1,589	-149,7	70,8	220,8	2,754	5,510
82	0,3914	0,8517	533,9	1,596	-146,5	72,4	218,9	2,794	5,463
84	0,5031	0,8584	424,1	1,603	-143,3	74,1	217,4	2,830	5,418

Окончание таблицы

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
86	0,6386	0,8653	340,9	1,610	-140,1	75,7	215,8	2,868	5,377
88	0,8012	0,8724	276,9	1,617	-139,9	77,3	214,2	2,903	5,337
90	0,9943	0,8798	227,1	1,625	-133,7	78,8	212,5	2,940	5,301
92	1,221	0,8874	188,0	1,633	-130,4	80,3	210,7	2,976	5,266

### Водород $H_2$

Молекулярный вес  $\mu_{H_2} = 2,016 \text{ г}/\text{моль} = 2,016 \text{ кг}/\text{кмоль}$ .

При температурах ниже 22 К водород находится практически полностью в виде чистой модификации «параводород» ( $\text{п} - H_2$ ). При температурах выше 200 К – нормальный водород ( $\text{н} - H_2$ ), состоящий из смеси параводорода и ортоводорода ( $\text{о} - H_2$ ).

Пароводород ( $\text{п} - H_2$ ):  $T_{\text{плавления}} = 13,8 \text{ К}$ ;

$T_{\text{кипения}} = 20,28 \text{ К}$  при 760 мм.рт.ст.;  $T_{\text{критическая}} = 32,98 \text{ К}$ ;

$P_{\text{критическое}} = 12,93 \text{ бар}$ ;  $\rho_{\text{критическое}} = 31,4 \text{ кг}/\text{м}^3$ .

### Нормальный водород

( $\text{н} - H_2 : 25\% \text{ п} - H_2 + 75\% \text{ о} - H_2$ ):  $T_{\text{плавления}} = 13,95 \text{ К}$ ;

$T_{\text{кипения}} = 20,38 \text{ К}$  при 760 мм.рт.ст.;  $T_{\text{критическая}} = 33,23 \text{ К}$ ;

$P_{\text{критическое}} = 13,16 \text{ бар}$ ;  $\rho_{\text{критическое}} = 31,6 \text{ кг/м}^3$ .

Термические свойства параводорода на линии насыщения:

$v$  ( $\text{см}^2/\text{гмоль}$ ),  $s$  и  $C_p$  ( $\text{Дж}/(\text{гмоль}\cdot\text{град})$ ),  $i$  и  $r$  ( $\text{Дж}/\text{гмоль}$ ).

T, К	P, бар	$v'$	$v''$	$i'$	$i''$	$r$	$s'$	$s''$	$C_p'$	$C_p''$
15	0,1342	26,54	9072,9	-609	303	912	11,01	71,75	13,97	21,25
16	0,2154	26,84	5968,9	-594	321	915	11,93	69,04	14,59	21,60
17	0,3291	27,17	4102,5	-580	337	917	12,84	66,65	15,33	21,97
18	0,7820	27,53	2924,5	-563	352	916	13,77	64,53	16,35	22,38
19	0,6812	27,92	2148,8	-545	367	912	14,69	62,60	17,61	22,87
20	0,9342	28,35	1618,9	-526	379	905	15,71	60,91	19,04	23,47
21	1,249	28,82	1245,2	-506	389	895	16,62	59,21	20,56	24,24

Приложение 4

## 7. Расчет состава продуктов сгорания

Стехиометрический коэффициент определяет минимальное количество массы окислителя, теоретически необходимой для полного окисления единицы массы горючего

$$L_o = \frac{n_o \mu_o}{n_r \mu_r}, \quad (\text{П4.1})$$

где  $\mu_o$ ,  $\mu_r$  – молекулярные массы окислителя и горючего;  $n_o$ ,  $n_r$  – их стехиометрические числа в уравнении реакции.



то  $\mu_o = 32$ ;  $\mu_r = 2$ ;  $n_o = 1$ ;  $n_r = 2$ .

Коэффициент избытка окислителя показывает, во сколько раз окислителя попадает в камеру сгорания больше, чем теоретически необходимо. Его определяют по формуле



$$\alpha = \frac{\dot{M}_o}{L_o \dot{M}_r}, \quad (\text{П4.3})$$

где  $\dot{M}_o$  и  $\dot{M}_r$  – массовые расходы окислителя и горючего.

При подаче в камеру сгорания с избытком окислителя или горючего в продуктах сгорания присутствует непрореагировавший компонент топлива. Если  $\alpha > 1$ , то в продуктах реакции (П4.2) присутствует  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{O}_2$ . При  $\alpha < 1$  в продуктах сгорания есть  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{H}_2$ . Тогда массовый состав продуктов сгорания рассчитывают следующим образом:

$$\text{если } \alpha \geq 1, \text{ то } g_{\text{H}_2} = 0; g_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{1+L_o}{1+\alpha L_o}; g_{\text{O}_2} = \frac{L_o(\alpha-1)}{1+\alpha L_o}; \quad (\text{П4.4})$$

$$\text{если } \alpha < 1, \text{ то } g_{\text{H}_2} = \frac{1-\alpha}{1+\alpha L_o}; g_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\alpha(1+L_o)}{1+\alpha L_o}; g_{\text{O}_2} = 0. \quad (\text{П4.5})$$

Приложение 5

## 8. Расчет энтальпии топлива и продуктов сгорания с учетом химической энергии (энергии химических связей)

При расчете процессов, в которых происходят химические превращения необходимо учитывать энергию химических связей. Тогда calorические свойства веществ: удельная внутренняя энергия  $u$ , энтальпия  $i$ , Дж/кг, должны рассчитываться с учетом этой энергии. Ниже даны зависимости энтальпии парообразных водорода, кислорода и воды от температуры, которые учитывают запас химической энергии [1].

Вода (пар)  $\text{H}_2\text{O}$ :

$$i_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{п}}(T) = \sum_i A_{i_{\text{H}_2\text{O}}} T^i. \quad (\text{П5.1})$$

Водород (пар)  $\text{H}_2$ :

$$i_{\text{H}_2}^{\text{п}}(T) = \sum_i A_{i_{\text{H}_2}} T^i. \quad (\text{П5.2})$$

Кислород (пар)  $\text{O}_2$ :

$$i_{O_2}^p(T) = \sum_i A_{i_{O_2}} T^i. \quad (\text{П5.3})$$

Значения коэффициентов  $A_i$  даны в таблице:

$i = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7.$

Вещество	A0	A1	A2	A3
H <sub>2</sub>	- 4.40034237E+ 6	1.55217195E+ 1	-2.35229958E- 3	2.2215419E-6
O <sub>2</sub>	- 2.40200220E+ 5	7.30015512E-1	3.54483520E-4	-1.77675469E- 7
H <sub>2</sub> O	- 1.39412407E+ 7	1.71214424E+ 0	1.17123690E-4	2.33196888E-7
	A4	A5	A6	A7
H <sub>2</sub>	-7.79132195E- 10	1.44933201E- 13	-1.39348372E- 17	5.44387451E- 22
O <sub>2</sub>	5.75896495E- 11	-1.07920393E- 14	1.07393711E- 18	-4.40569353E- 23
H <sub>2</sub> O	-1.11919963E- 10	2.38068310E- 14	-2.48406753E- 18	1.03322540E- 22

Энтальпия жидкого кислорода в этой же системе отсчета при температуре 90.2 К  $i_{O_2}^{\text{ж}} = -398300$  Дж/кг. Если нужно вычислить энтальпию жидкого кислорода при других температурах, то для этого можно использовать значение его теплоемкости вблизи температуры 90 К  $C_{O_2}^{\text{ж}} = 1630$  Дж/(кг·град). Следует заметить, что в термодинамических расчетах всегда ищут изменение энтальпии, а не саму энтальпию. Нулевое значение энтальпии эталонных веществ выбирают условно. В разных справочниках в зависимости от выбранной шкалы энтальпий может приводиться различное значение энтальпии (даже отрицательное) при одном и том же состоянии вещества. Поэтому при расчетах необходимо следить, чтобы данные о теплотехнических свойствах веществ соответствовали одной и той же шкале. Подробнее этот вопрос освещен в работах [1.7].

Учитывая, что энтальпия – аддитивная величина, энтальпию топлива на входе в камеру сгорания рассчитывают по формуле

$$i_{\text{топлива}} = \frac{1}{\dot{M}_Г + \dot{M}_O} \left( \dot{M}_Г i_{\text{H}_2}^{\text{п}} (T_{\text{сг}}) + \dot{M}_O i_{\text{O}_2}^{\text{ж}} (T_{\text{со}}) \right), \quad (\text{П5.4 а})$$

или с учетом формул Прил. 4;

$$i_{\text{топлива}} = \frac{1}{1 + \alpha L_O} \left( i_{\text{H}_2}^{\text{п}} (T_{\text{сг}}) + \alpha L_O i_{\text{O}_2}^{\text{ж}} (T_{\text{со}}) \right), \quad (\text{П5.4 б})$$

а энтальпию продуктов сгорания  $i_7$  по формуле

$$i_7(T_7) = g_{\text{H}_2\text{O}} i_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{п}}(T_7) + g_{\text{H}_2} i_{\text{H}_2}^{\text{п}}(T_7) + g_{\text{O}_2} i_{\text{O}_2}(T_7), \quad (\text{П5.5})$$

где массовые доли компонентов  $g_i$  ищут по рекомендациям Прил. 4.

### Список использованной и рекомендуемой литературы

1. Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.П., Худяков В.А., Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. – М.: АН СССР. Т.1, 1971. – 266с.

2. Сборник задач по термодинамике и теплопередаче / А.В. Болгарский, В.И. Голубеев, Н.С. Идиатулин и др. – М.: Высш. шк., 1972. – 304с.

3. Варгафтик Н.Е. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Физматгиз, 1972. – 708с.

4. Кирилин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.А. Техническая термодинамика. – М.: Энергия, 1974. – 348с.

5. Мухачев Г.А., Щукин В.К. Термодинамика и теплопередача. – м.: Высш. шк., 1991. – 480с.

6. Основы теории и расчета жидкостных ракетных двигателей: Учебник / А.П. Васильев, В.М. Кудрявцев, В.А. Кузнецов и др. / Под ред. В.М. Кудрявцева. – М.: Высш. шк., 1983. – 703с.

7. Термодинамический анализ циклов двигателей летательных аппаратов: Учеб. пособие / С.Д. Фролов, П.П. Костенко – Харьков: Харьк. авиац. ин-т, 1991. – 35 с.