



**Министерство образования и науки  
Российской Федерации  
Рубцовский индустриальный институт (филиал)  
ФГБОУ ВО «Алтайский государственный технический  
университет им. И.И. Ползунова»**

**В.В. Гриценко**

## **ТЕПЛОТЕХНИКА**

Учебное пособие для студентов направлений  
«Машиностроение», «Технологические машины и оборудование» и  
«Эксплуатация транспортно-технологических машин и комплексов»  
всех форм обучения

*Рекомендовано Рубцовским индустриальным институтом (филиалом) ФГБОУ ВО «Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова» в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по направлению подготовки «Машиностроение», «Технологические машины и оборудование» и «Эксплуатация транспортно-технологических машин и комплексов»*

Рубцовск 2017

УДК 664

Гриценко В.В. Теплотехника: Учебное пособие для студентов направлений «Машиностроение», «Технологические машины и оборудование» и «Эксплуатация транспортно-технологических машин и комплексов» всех форм обучения / Рубцовский индустриальный институт. – Рубцовск, 2017. – 63 с.

В учебном пособии изложены основы теплотехники. Пособие содержит два основных раздела. В первом рассматриваются законы и теоретические понятия технической термодинамики. Второй раздел посвящен изучению основных понятий и законов теплопередачи.

В пособии также представлены вопросы для самоподготовки студентов к контрольным тестированиям.

Данное учебное пособие предназначено для студентов направлений «Машиностроение» «Технологические машины и оборудование» и «Эксплуатация транспортно-технологических машин и комплексов» всех форм обучения.

Рассмотрено и одобрено  
на заседании НМС РИИ.  
Протокол №8 от 27.12.17.

Рецензент:  
доцент каф. НТС

Н.А. Чернецкая

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1 ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА.....	4
1.1 Термодинамическая система.....	4
1.2 Параметры состояния.....	6
1.3 Уравнения состояния и термодинамический процесс.....	7
1.4 Теплота и работа.....	8
1.5 Термодинамические процессы идеальных газов.....	9
1.6 Удельная теплоемкость.....	11
1.7 Первый закон термодинамики.....	14
1.8 Энтальпия.....	15
1.9 Второй закон термодинамики.....	15
1.9.1 Энтропия.....	15
1.9.2 Круговые процессы.....	18
1.9.3 Цикл Карно.....	21
1.9.4 Обратный цикл Карно.....	22
1.9.5 Формулировки второго закона термодинамики.....	23
1.10 Термодинамика водяного пара.....	26
1.10.1 Использование водяного пара в промышленности.....	26
1.10.2 Термодинамические процессы реальных газов.....	27
1.10.3 Смеси идеальных газов.....	35
1.10.4 Влажный воздух.....	38
1.11 Особенности термодинамики открытых систем.....	41
1.11.1 Уравнение первого закона термодинамики для потока.....	41
1.11.2 Эксергия потока рабочего тела.....	43
2 ТЕПЛОПЕРЕДАЧА.....	45
2.1 Общие сведения.....	45
2.2 Теплопроводность.....	46
2.3 Конвективный теплообмен (теплоотдача).....	47
2.4 Тепловое излучение (радиация).....	48
2.5 Связь коэффициентов теплоотдачи и теплопередачи. Движущая сила теплообменных процессов.....	49
ТЕМАТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ К ТЕСТИРОВАНИЯМ.....	52
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	61

## ВВЕДЕНИЕ

**Теплотехника** – наука, которая изучает методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты, а также принципы действия и конструктивные особенности тепловых машин, аппаратов и устройств [1].

Различают два принципиально различных **направления использования теплоты – энергетическое и технологическое** [1].

При **энергетическом** использовании теплота преобразуется в механическую работу, с помощью которой в генераторах создается электрическая энергия, удобная для передачи на расстояние [1].

При **технологическом** - теплота используется для направленного изменения свойств различных тел (расплавления, затвердевания, изменения структуры, механических, физических, химических свойств) [1].

Теоретическими разделами теплотехники являются **техническая термодинамика** и **основы теории теплообмена**, в которых исследуются **законы превращения и свойства тепловой энергии и процессы распространения теплоты** [1].

## 1 ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

### 1.1 Термодинамическая система

**Термодинамика** – это наука, которая изучает процессы превращения энергии [1].

**Техническая термодинамика** (ТТ) рассматривает закономерности взаимного превращения теплоты в работу, устанавливает взаимосвязь между тепловыми, механическими и химическими процессами, которые совершаются в тепловых и холодильных машинах, изучает процессы, происходящие в газах и парах, а также свойства этих тел при различных физических условиях [1].

Техническая термодинамика, применяя основные законы к процессам превращения теплоты в механическую работу и обратно, дает возможность разрабатывать теории тепловых машин, исследовать процессы, протекающие в них и т.п.

Термодинамика базируется на двух основных законах (началах) термодинамики: **I закон термодинамики** - закон превращения и сохранения энергии; **II закон термодинамики** – устанавливает условия протекания и направленность макроскопических процессов в системах, состоящих из большого количества частиц. Объектом исследования является **термодинамическая система** [1].

**Термодинамическая система** – это тело или совокупность тел, выделенных из окружающей среды поверхностью (реальной или воображаемой), через которую может осуществляться взаимодействие рассматриваемой системы с окружающей средой [1].

**Граничные поверхности** могут обладать свойством теплопроводности и допускать деформацию под действием внутренних и внешних сил, что связано с возможностью обмена **механической работой** [1].

То, что находится вне системы, называется *окружающей средой*.

Таким образом, *термодинамическая система* – это совокупность макроскопических тел, обменивающихся энергией друг с другом и окружающей средой [1].

Термодинамические системы, допускающие обмен теплотой и работой, называют *неизолированными*. Неизолированные системы называют также *открытыми*. Примером таких систем могут быть турбины, где потоки рабочего тела перемещаются [1].

*Изолированная система* - термодинамическая система, не взаимодействующая с окружающей средой. Изолированные системы называют также *закрытыми*. Примером таких систем могут быть продукты сгорания или воздух в поршневых двигателях внутреннего сгорания или компрессорах [1].

*Полуизолированные* системы могут иметь одно из взаимодействий с окружающей средой: либо теплотой, либо работой [1].

*Адиабатная (теплоизолированная) система* – система имеет адиабатную оболочку, которая *исключает обмен теплотой* (теплообмен) с окружающей средой [1].

*Однородная система* – система, имеющая во всех своих частях одинаковый состав и физические свойства [1].

*Гомогенная система* – однородная система по составу и физическому строению, внутри которой нет поверхностей раздела (лед, вода, газы) [1].

*Гетерогенная система* – система, состоящая из нескольких гомогенных частей (фаз) с различными физическими свойствами, отделенных одна от другой видимыми поверхностями раздела (лед и вода, вода и пар) [1].

В технической термодинамике *изучаемыми системами* являются тела, посредством которых производится **взаимное превращение теплоты и механической работы**. Например, газообразные продукты сгорания в двигателях внутреннего сгорания. Такие тела называют *рабочими телами*. В тепловых машинах (двигателях) механическая работа совершается с помощью рабочих тел – газа, пара. Каждая термодинамическая система находится в определенном состоянии [1].

*Состояние термодинамической системы* - это совокупность всех ее свойств.

Если состояние системы не изменяется с течением времени, то система находится в состоянии равновесия. Это состояние реализуется при выполнении трех условий: *наличие термического равновесия*, т.е. отсутствие градиента температуры в системе и разности температур между системой и окружающей средой; *механического равновесия*, т.е. отсутствия градиентов давления в системе и разности давлений между системой и окружающей средой; *наличие химического равновесия*, то есть неизменности во времени химического состава системы. *Если система находится в состоянии равновесия, она может быть выведена из этого состояния лишь в результате внешнего воздействия* [1].

Изменение системы с течением времени называется *термодинамическим процессом* [1].

## 1.2 Параметры состояния

Состояние системы характеризуется ограниченным числом величин, однозначно определяющих его и называемых *параметрами состояния* [1].

В газовых или жидкостных системах при отсутствии химических превращений, при отсутствии внешних силовых полей (гравитационного, электромагнитного и др.) *параметрами состояния* однофазного тела являются *абсолютное давление*  $p$  (Па), *удельный объем*  $v$  (м<sup>3</sup>/кг) и *абсолютная температура*  $T$  (К). Величинами, которые также характеризуют физическое состояние тела, являются *внутренняя энергия, энтальпия, энтропия, концентрация, теплоемкость* и т.д.

Параметры состояния связаны между собой соотношением, называемым *уравнением состояния*. Любые два параметра определяют состояние рассматриваемых систем.

*Удельный объем* – величина, определяемая отношением объема вещества  $V$  к его массе  $m$ :

$$v = \frac{V}{M}, \text{ [м}^3\text{/кг]}. \quad (1.1)$$

*Плотность вещества* – величина, определяемая отношением массы к объему вещества:

$$\rho = \frac{M}{V}, \text{ [кг/м}^3\text{]}, \quad (1.2)$$

$$v = \frac{1}{\rho}; \quad \rho = \frac{1}{v}. \quad (1.3)$$

*Давление* – с точки зрения молекулярно-кинетической теории есть средний результат ударов молекул газа, находящихся в непрерывном хаотическом движении, о стенку сосуда, в котором заключен газ.

$$p = F / S; \text{ [Па]} = \text{[Н/м}^2\text{]}. \quad (1.4)$$

**Внесистемные единицы давления:**

1 кгс/м<sup>2</sup> = 9,81 Па = 1 мм.водн.ст.

1 ат. (техн.атмосфера) = 1 кгс/см<sup>2</sup> = 98,1 кПа.

1 атм. (физическая атмосфера) = 101,325 кПа = 760 мм.рт.ст.

1 ат. = 0,968 атм.

1 мм.рт.ст. = 133,32 Па.

1 бар = 0,1 МПа = 100 кПа = 10<sup>5</sup> Па.

Различают *избыточное и абсолютное* давление.

*Избыточное давление* ( $p_H$ ) – *разность между давлением жидкости или газа и давлением окружающей среды.*

*Абсолютное давление* ( $p$ ) – *давление, отсчитываемое от абсолютного нуля давления или от абсолютного вакуума.*

Абсолютное давление определяется:

- при давлении в сосуде больше атмосферного:

$$p = p_H + p_A; \quad (1.5)$$

- при давлении в сосуде меньше атмосферного:

$$p = p_A + p_B ; \quad (1.6)$$

где  $p_A$  – атмосферное давление;  $p_B$  – давление вакуума.

Температура – характеризует степень нагретости тел, представляет собой меру средней кинетической энергии поступательного движения его молекул. Чем больше средняя скорость движения, тем выше температура тела. За параметр состояния системы принимают **термодинамическую температуру** ( $T$ ), т.е. **абсолютную** температуру. Она всегда положительна. При температуре абсолютного нуля ( $T=0$ ) тепловые движения прекращаются, и эта температура является началом отсчета абсолютной температуры [1].

### 1.3 Уравнения состояния и термодинамический процесс

Основные термодинамические параметры состояния  $p$ ,  $v$ ,  $T$  однородного тела зависят друг от друга и взаимно связаны между собой определенным математическим уравнением, которое называется **уравнением состояния** [1].

**Термическое уравнение состояния** связывает макроскопические параметры системы. Для системы с постоянным числом частиц его общий вид можно записать так [1, 2]:

$$f(p, v, T) = 0 . \quad (1.7)$$

**Уравнение состояния идеального газа** выведено из молекулярно-кинетической теории или из совместного рассмотрения законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака в 1834 г. французским физиком Клапейроном и для 1 кг массы газа имеет вид [1, 2]:

$$pv = rT , \quad (1.8)$$

где  $r$  – **газовая постоянная** и представляет работу 1 кг газа в процессе при постоянном давлении и при изменении температуры на 1 градус. Уравнение называют термическим уравнением состояния или характеристическим уравнением.

Для произвольного количества газа массой  $M$  уравнение состояния будет [1, 2]:

$$pV = MrT . \quad (1.9)$$

В 1874 г. Д.И. Менделеев, основываясь на законе Дальтона, который гласит: «В равных объемах разных идеальных газов, находящихся при одинаковых температурах и давлениях, содержится одинаковое количество молекул», - предложил универсальное уравнение состояния для 1 кг газа, которое называют **уравнением Клапейрона-Менделеева** [1, 2]:

$$pv = RT / \mu , \quad (1.10)$$

где  $\mu$  - молярная (молекулярная) масса газа, (кг/кмоль);  $R = 8314,20$  Дж/кмоль (8,3142 кДж/кмоль) - **универсальная газовая постоянная** и представляет работу 1 кмоль идеального газа в процессе при постоянном давлении и при изменении температуры на 1 градус. Зная  $R$ , можно найти газовую постоянную [1, 2]:

$$r = R / \mu , \quad (1.11)$$

Для произвольной массы газа уравнение Клапейрона – Менделеева будет иметь вид [1, 2]:

$$pV = MRT / \mu. \quad (1.12)$$

**Калориметрическое (калорическое) уравнение состояния** показывает, как внутренняя энергия выражается через давление, объем и температуру. Для системы с постоянным числом частиц оно выглядит так [1, 2]:

$$U = u(p, v, T), \quad (1.13)$$

или, учитывая, что давление можно выразить из термического уравнения [1, 2]:

$$U = u(v, T). \quad (1.14)$$

Совокупность изменений состояния термодинамической системы при переходе из одного состояния в другое называется **термодинамическим процессом**. Термодинамические процессы бывают **равновесные и неравновесные**. Если **процесс проходит через равновесные состояния, то он называется равновесным**. В реальных случаях все процессы являются неравновесными [1].

Если при любом термодинамическом процессе изменение параметра состояния не зависит от вида процесса, а определяется начальным и конечным состоянием, то параметры состояния называются **функцией состояния**. Такими параметрами являются **внутренняя энергия, энтальпия, энтропия** и т.д. [1, 2].

**Интенсивные параметры** – это параметры, не зависящие от массы системы (давление, температура) [1, 2].

**Аддитивные (экстенсивные) параметры** – параметры, значения которых пропорциональны массе системы (объем, энергия, энтропия и т.д.) [1, 2].

**Внутренняя энергия тела складывается из внутренней кинетической энергии теплового движения молекул и внутренней потенциальной энергии взаимодействия между молекулами** [1, 2].

При протекании какого-либо термодинамического процесса внутренняя энергия системы изменяется в результате того, что происходит обмен между этой системой и окружающей средой, **т.е. система либо получает энергию из окружающей среды, либо передает ей часть своей внутренней энергии** [1, 2].

Обмен энергией между термодинамической системой и средой может осуществляться в двух различных формах – в форме **передачи теплоты** и в форме **выполнения механической работы** [1, 2].

## 1.4 Теплота и работа

**Теплота** представляет собой микроскопическую форму обмена внутренней энергией между рассматриваемой системой и окружающей средой [1, 2].

Передача энергии от одного тела к другому происходит двумя способами.

**1-й способ** реализуется при непосредственном контакте тел, имеющих различную температуру, путем обмена кинетической энергией между молекулами соприкасающихся тел либо лучистым переносом внутренней энергии излучающих тел путем волн. При этом **энергия передается от более нагретого тела к менее нагретому** [1, 2].



Количество энергии, переданной первым способом от одного тела к другому, называется **количеством теплоты** –  $Q$  [Дж], а способ – передача энергии в **форме теплоты**. Обмен энергией между рассматриваемым телом (системой) и окружающей средой в форме теплоты происходит без изменения формы и размеров этого тела [1, 2].

**2-й способ** связан с наличием силовых полей или внешнего давления. Для передачи энергии этим способом тело должно либо передвигаться в силовом поле, либо изменять свой объем под действием внешнего давления. То есть передача энергии происходит при условии перемещения всего тела или его части в пространстве. При этом количество переданной энергии называется **работой** –  $A$  [Дж], а способ – передача энергии в **форме работы**. Количество энергии, полученное телом в форме работы, называется **работой, совершенной над телом**, а отданная энергия – **затраченной телом работой** [1, 2].

**Механическая работа** – это макроскопическая форма обмена энергией между системой и окружающей средой. Она совершается при изменении формы и объема тела [1, 2].

Например, если поверхность, ограничивающая объем, через который совершается работа, содержит единицу массы газа, равна  $S$  и к этой поверхности приложено давление  $p$ , то работа, совершаемая силой давления  $p$  при перемещении поверхности на величину  $dx$ , выражается (Дж/кг) как [1, 2]:

$$dl = pSdx = pdv, \quad (1.15)$$

где  $v$  – удельный объем,  $\text{м}^3/\text{кг}$ .

**Равновесным или обратимым** называется такое изменение состояние системы, при котором в любой момент времени система находится в состоянии равновесия. Ни в системе, ни в окружающей среде не происходит никаких изменений, поэтому такие процессы называются обратимыми. **Обратимый процесс – идеальный процесс. Все реальные процессы необратимы** [1, 2].

Наряду с понятием идеальный процесс употребляется и понятие идеальный газ.

**Идеальный газ** – это газ, собственный объем молекул, которого равен 0, а силы взаимодействия между молекулами отсутствуют. Таким образом, молекулы идеального газа представляют собой точки (материальные), которые взаимодействуют друг с другом лишь при взаимных столкновениях, осуществляющихся по законам упругого удара. Отсутствие сил взаимодействия между молекулами означает, что для идеального газа внутренняя потенциальная энергия равна 0, т.е. вся внутренняя энергия сводится к внутренней кинетической энергии, однозначно связанной с температурой [1, 2].

Если система, выведенная из исходного состояния после ряда термодинамических процессов, возвращается в это исходное состояние, т.е. процесс обратимый, то такая совокупность процессов называется **круговым термодинамическим процессом или циклом** [1, 2].

## 1.5 Термодинамические процессы идеальных газов

В термодинамике рассматриваются процессы:

- **изохорный**, протекающий при  $V = \text{const}$ ;

- **изобарный**, протекающий при  $p = const$ ;
- **изотермический**, протекающий при  $T = const$ ;
- **адиабатный**, совершающийся при отсутствии теплообмена ( $dq = 0$ );
- **политропный** (обобщающий) процесс, частными случаями которого являются первые четыре процесса [1, 2].

**Уравнение изохорного процесса** (закон Шарля) [1, 2]

$$p = p_0 \cdot \left(1 + \frac{1}{273} t\right), \quad (1.16)$$

где  $p_0$ -давление газа при  $0^\circ\text{C}$ ;  $t$ -температура в  $^\circ\text{C}$ .

$$\frac{p}{T} = const. \quad (1.17)$$

**Уравнение изобарного процесса** (закон Гей-Люссака) [1, 2]

$$V = V_0 \cdot \left(1 + \frac{1}{273} t\right), \quad (1.18)$$

где  $V_0$  – объем при  $0^\circ\text{C}$ .

$$\frac{V}{T} = const. \quad (1.19)$$

**Уравнение изотермического процесса** (закон Бойля-Мариотта) при постоянных температуре и массе [1, 2]:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2, \quad (1.20)$$

$$pV = const. \quad (1.21)$$

Величина, равная  $1/273$ , - **коэффициент объемного расширения или термический коэффициент давления идеального газа**.

При изменении объема газа без теплообмена с окружающей средой (**адиабатический процесс**) давление и объем постоянной массы газа связаны **уравнением адиабаты** [1, 2].

$$pV^k = const, \quad (1.22)$$

где  $k = c_p / c_V$ ;  $c_p$  – изобарная теплоемкость;  $c_V$  – изохорная теплоемкость.

**Политропным процессом** называется такое изменение состояния газа, при котором переменными являются все три параметра состояния, а связь между давлением и удельным объемом выражается формулой:

$$pV^n = const, \quad (1.23)$$

которую называют **уравнением политропы**. Показатель  $n$  может принимать любые значения от  $-\infty$  до  $+\infty$ , но на протяжении каждого из бесчисленного множества процессов оставаться постоянным [1, 2].

Основные случаи являются частными случаями политропных процессов:

при  $n=0$  - изобарный процесс;

при  $n=1$  - изотермический процесс;

при  $n=k$  - адиабатный процесс;

при  $n=\infty$  - изохорный процесс.

Все эти процессы описываются общим уравнением, которое называется **уравнением состояния идеального газа** (выражения 1.8, 1.9, 1.10 и 1.12).

Если в уравнение (1.12) подставить вместо  $M$  молекулярную массу  $\mu$ , а вместо  $V$  объем, занимаемый одним киломолем, т.е. молекулярный объем  $V_M$ , м<sup>3</sup>/кмоль, то с учетом того, что  $r = \mu R$ , получим уравнение состояния для 1 киломоля идеального газа [1, 2]:

$$pV_M = RT. \quad (1.24)$$

При нормальных условиях ( $T_0=273,15$  К,  $p_0=101$  кПа)  $V_M=22,4$  м<sup>3</sup>/кмоль.

Понятие идеального газа является абстракцией, моделью реального газа, однако, если последний рассматривается в условиях, далеких от точки перехода в жидкое состояние, его поведение хорошо описывается закономерностями, полученными для идеального газа [1].

Если же плотность газа становится сравнимой с плотностью насыщенного пара при данной температуре, то наблюдаются значительные отступления от уравнения состояния идеального газа. В этом случае необходимо учитывать силы взаимодействия молекул газа и занимаемый ими объем. Такой учет приводит к уравнению реального газа [1].

Наиболее широко используется уравнение Ван-дер-Ваальса, полученное в 1873 г [1, 2].

$$\left[ p + \left( \frac{M}{\mu} \right)^2 \cdot \frac{a}{V^2} \right] \cdot \left( V - \frac{M}{\mu} \cdot b \right) = \frac{M}{\mu} RT, \quad (1.25)$$

где  $V$ -объем, занимаемый  $M$  килограммами газа;  $\mu$  - кмоль (масса 1 кмоль);  $a$  и  $b$  – **постоянные Ван-дер-Ваальса**, которые могут быть определены по критическим параметрам давления  $p_{KP}$  и температуре  $T_{KP}$  для одного вещества:

$$a = 3p_{KP}V_{KP}^2; \quad b = 1/3V_{KP}; \quad R = 8/3 \cdot p_{KP}V_{KP}/T_{KP} = 8314,3/\mu.$$

Уравнение (1.25) учитывает поправку  $b$  на конечный объем молекул и поправку  $a/V^2$  на давление, обусловленное силами их взаимного притяжения.

Точность уравнения Ван-дер-Ваальса невысока, особенно в области высоких давлений.

Попытки улучшить уравнение (1.25) пока не привели к успеху, и потому в настоящее время имеется множество эмпирических уравнений [1, 2].

## 1.6 Удельная теплоемкость

**Удельной теплоемкостью называется количество теплоты, необходимой для изменения температуры единицы количества вещества на 1 К [2].**

В зависимости от того, в каких единицах выражается количество вещества, различают:

- **удельную массовую** теплоемкость  $c$ , Дж/(кг·К), отнесенную к 1 кг вещества;
- **удельную объемную** теплоемкость  $c'$ , Дж/(м<sup>3</sup>·К), отнесенную к 1 м<sup>3</sup> вещества;
- **удельную молярную** теплоемкость  $c_\mu$ , Дж/(кмоль·К), отнесенную к 1 кмоль вещества;
- **относительную** теплоемкость  $C$ , Дж/К, отнесенную ко всему веществу.

В технической термодинамике и теплотехнике наиболее часто используют массовую теплоемкость [1, 2].

Объемная и молярная теплоемкости связаны с массовой следующими соотношениями [1, 2]:

$$c' = c \cdot \rho = c/V, \quad (1.26)$$

$$c_\mu = c \cdot \mu, \quad (1.27)$$

где  $\rho$  - плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $\mu$  - молекулярная масса вещества, кмоль.

В соответствии с приведенным определением массовую удельную теплоемкость можно выразить следующим образом, Дж/(кг·К) [1, 2]:

$$c = dq/dT, \quad (1.28)$$

где  $q$  – количество теплоты, отнесенное к единице массы (удельная теплота) Дж/кг.

Теплоемкость зависит от температуры. Выражение (1.28) позволяет определить значение теплоемкости при данной температуре  $T$ , которое называют **истинной** теплоемкостью [1, 2].

В практических расчетах пользуются **средним** для данного температурного интервала значением теплоемкости.

Предположим, что некоторый термодинамический процесс происходит в интервале температур  $T_1 - T_2$ . Тогда среднее в этом интервале значение теплоемкости выразится как:

$$c_{T_1}^{T_2} = \frac{1}{T_2 - T_1} \int_{T_1}^{T_2} c(T) dT, \quad (1.29)$$

где  $c(T)$  - зависящее от температуры, т.е. **истинное** значение теплоемкости.

Приводимые в справочной литературе значения теплоемкости представляют собой средние значения в интервале от  $T_0=273,15$  К (0 °С) до данной температуры.

Для выполнения практических расчетов необходимо найти связь между средней теплоемкостью для данного интервала  $c_{T_1}^{T_2}$  и средними теплоемкостями для интервалов  $(T_0 - T_1)$  и  $(T_0 - T_2)$ . Для этого интервала в правой части выражения (1.29) запишем в виде разности двух интегралов:

$$\int_{T_1}^{T_2} c(T) dT = \int_{T_0}^{T_2} c(T) dT - \int_{T_0}^{T_1} c(T) dT.$$

Но с другой стороны:

$$c_{T_0}^{T_1} = \frac{1}{T_1 - T_0} \int_{T_0}^{T_1} c(T) dT,$$

$$c_{T_0}^{T_2} = \frac{1}{T_2 - T_0} \int_{T_0}^{T_2} c(T) dT.$$

Тогда

$$c_{T_0}^{T_1}(T_1 - T_0) = \int_{T_0}^{T_1} c(T) dT,$$

$$c_{T_0}^{T_2}(T_2 - T_0) = \int_{T_0}^{T_2} c(T) dT,$$

и

$$\int_{T_1}^{T_2} c(T) dT = c_{T_1}^{T_2}(T_2 - T_1).$$

Подставляя этот результат в выражение (1.29), получаем искомую формулу:

$$c_{T_1}^{T_2} = \frac{c_{T_0}^{T_2}(T_2 - T_0) - c_{T_0}^{T_1}(T_1 - T_0)}{T_2 - T_1}. \quad (1.30)$$

Выражение (1.30) позволяет найти среднее значение теплоемкости для любого интервала температур, используя табличные значения средней теплоемкости.

Удельная теплоемкость может принимать значения от  $-\infty$  до  $+\infty$  [1, 2].

Особую роль играют теплоемкости при постоянном давлении  $c_p$  (*изобарная*) и теплоемкость при постоянном объеме  $c_V$  (*изохорная*).

Чтобы найти связь между этими величинами, рассмотрим нагрев 1 кг идеального газа, температура которого возрастает на величину  $dT$ .

Если нагрев тела происходит при постоянном объеме, то сообщаемое ему при этом количество теплоты  $dq \cdot V$  расходуется только на повышение его внутренней энергии, т.к. работа при этом не совершается. Если же повышение температуры газа на  $dT$  происходит при постоянном давлении, то получаемая при этом теплота  $dq \cdot p$  расходуется как на увеличение внутренней энергии газа, так и на совершение работы. Следовательно, разность между  $dq \cdot V$  и  $dq \cdot p$  равна работе, совершаемой в элементарном изобарном процессе, т.е. в соответствии с выражением (1.15)  $dl = p \cdot dV$ .

$$dq \cdot p - dq \cdot V = p \cdot dV. \quad (1.31)$$

На основании определения истинной теплоемкости (1.28)

$$dq_p = c_p \cdot dT; \quad dq_V = c_V \cdot dT.$$

Взяв дифференциал от левой и правой части уравнения (1.8)  $pV = rT$  и учитывая, что  $p = \text{const}$ , получим  $p \cdot dV = r dT$ . Подставляя последние три равенства в выражение (1.31) и разделив обе его части на  $dT$ , найдем связь между изобарной  $c_p$  и изохорной  $c_V$  массовыми удельными теплоемкостями идеального газа [1, 2]:

$$c_p - c_V = r. \quad (1.32)$$

Для 1 моля вещества  $c_{p\mu} - c_{V\mu} = R_\mu$ ,

где  $c_{p\mu}$ ,  $c_{V\mu}$  – молярные изобарная и изохорная теплоемкости.

Выражение (1.32) носит название формулы Майера.

$$r = dl_p / dT,$$

где  $dl_p$  – элементарная работа, совершаемая 1 кг газа в изобарном процессе.

Таким образом, смысл газовой постоянной заключается в том, что она представляет собой работу, совершаемую 1 кг идеального газа в изобарном процессе при изменении температуры на 1 К.

**Изобарная теплоемкость всегда больше изохорной**, т.к. в изобарном процессе теплота расходуется как на изменение внутренней энергии, так и на совершение работы, тогда как в изохорном процессе вся теплота идет лишь на изменение внутренней энергии [1, 2].

Отношение изобарной и изохорной теплоемкостей:

$$c_p / c_v = k \quad (1.33)$$

называется **показателем адиабаты**, который всегда превышает единицу и зависит лишь от природы газа, а именно от атомов в молекуле газа [1, 2].

## 1.7 Первый закон термодинамики

Первый закон термодинамики является частным случаем всеобщего закона природы – закона сохранения энергии: **«Энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одного вида в другой в различных физических процессах»** [1, 2].

В дифференциальной форме математическая формулировка первого закона для 1 кг газа имеет следующий вид:

$$dq = du + de + dl, \quad (1.34)$$

где  $dq$  – элементарное количество теплоты;  $du$  – элементарное изменение внутренней энергии;  $de$  – элементарное изменение внешней энергии газа;  $dl$  – элементарное количество работы, совершаемой газом.

Таким образом, можно сказать: **«Теплота, подведенная к системе, расходуется на изменение энергии системы и совершение работы»**.

Понятия внутренней энергии и механической работы системы были рассмотрены выше в разделах 1.3 и 1.4.

Представленная в выражении (1.34) **внешняя энергия  $e$**  (макроскопическая) представляет собой сумму кинетической энергии движущегося газа и его потенциальной энергии.

В соответствии с формулой (1.34), энергия, которую газ получает в форме теплоты, расходуется на изменение его внутренней и внешней энергии и на совершение механической работы.

В ряде случаев изменением внешней энергии можно пренебречь, когда перемещение газа, как целого, не играет существенной роли.

Если изменение внешней энергии газа не происходит, то первый закон термодинамики выразится в виде:

$$dq = du + dl, \quad (1.35)$$

т.е. теплота, получаемая газом, расходуется на изменение внутренней энергии и на совершение работы [1, 2]. Интегрируя обе части уравнения (1.35) от некоторого начального до конечного состояния системы, получим формулировку первого закона в интегральной форме [2]:

$$q = \Delta u + l, \quad (1.36)$$

где  $q$  – удельная теплота, полученная или отданная газом в данном процессе;  $\Delta u = u_2 - u_1$  – изменение удельной внутренней энергии;  $l$  – удельная работа, совершаемая в данном процессе.

**Первый закон термодинамики** указывает, что для получения полезной работы ( $L$ ) в непрерывно действующем тепловом двигателе надо подводить (затрачивать) теплоту ( $Q$ ). Двигатель, постоянно производящий работу и не потребляющий никакой энергии, называется вечным двигателем I рода. Из этого можно высказать следующее определение первого закона термодинамики: **«Вечный двигатель первого рода невозможен»**.

## 1.8 Энтальпия

В технической термодинамике важную роль играет сумма внутренней энергии системы  $U$  и произведения давления системы  $p$  на ее объем  $V$ , называемая **энтальпией** и обозначаемая  $I$  (Дж) [2]:

$$I = U + pV, \quad (1.37)$$

Как уже говорилось ранее, энтальпия является **функцией состояния**.

Величина

$$i = u + pv \quad (1.38)$$

называется **удельной энтальпией** ( $i = I / M$  [Дж/кг]), здесь  $v = V / M$  – удельный объем ( $\text{м}^3/\text{кг}$ );  $M$  – единица массы (кг).

**Изменение энтальпии в любом процессе определяется только начальным и конечным состоянием тела и не зависит от характера процесса** [2].

В инженерных расчетах практический интерес представляет изменение удельной энтальпии в конечном процессе [2]:

$$q_p = \Delta i = i_2 - i_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT. \quad (1.39)$$

где  $q_p$  – теплота, подведенная к системе;  $i_1$  и  $i_2$  – удельные энтальпии тела в начале и конце процесса при температурах  $T_1$  и  $T_2$  соответственно;  $c_p$  – удельная изобарная теплоемкость тела.

Значения удельной энтальпии в зависимости от температуры для многих веществ представлены в справочной литературе.

## 1.9 Второй закон термодинамики

### 1.9.1 Энтропия

Еще одной функцией состояния, имеющей очень большое значение в технической термодинамике, является **энтропия**. Энтропия – понятие довольно сложное. Для выяснения его смысла обратимся вновь к выражению  $dl = pdv$  [1, 2].

В соответствии с этим выражением элементарное количество энергии, которым в форме работы обменивается рассматриваемая система с окружающей средой, равно произведению абсолютной величины давления на элементарное

изменение удельного объема. Величина давления в этом выражении определяет интенсивность процесса обмена энергией в форме работы между системой и окружающей средой. Действительно, *чем больше давление, тем больше будет количество совершенной работы при одном и том же изменении объема, т.е. количество энергии, полученное или потерянное системой.* Если же давление равно 0, то никакое изменение объема не приведет к совершению работы. Обмен энергией в форме работы при этом невозможен. Такие величины, абсолютное значение которых определяет интенсивность некоторого процесса, называют *интенсивными* [2]. Удельный объем является *экстенсивной величиной*, т.е. его абсолютное значение не играет никакой роли в процессе обмена энергией в форме теплоты, важно лишь, насколько он при этом изменяется [2].

При этом очевидно, что роль интенсивной величины должна играть температура, т.к. если температура равна 0, то обмен энергией в форме теплоты становится невозможным в связи с отсутствием теплового обмена молекул. Следовательно, выражение для элементарного количества теплоты, аналогичное  $dl=pdv$ , должно иметь вид [2]:

$$dq = Tds, \quad (1.40)$$

где  $ds$  – элементарное изменение энтропии, которая для процесса обмена теплотой играет роль экстенсивной величины, как и удельный объем для обмена энергией в форме работы.

Таким образом, определением понятия энтропии является выражение:

$$ds = dq/T, \quad (1.41)$$

которое справедливо лишь для равновесных обратимых процессов.

Следовательно, *энтропия представляет собой величину, изменение которой в элементарном термодинамическом процессе равно отношению количества теплоты, участвующей в этом процессе, к абсолютной температуре* [2].

Чтобы получить выражение для изменения энтропии в каком-либо процессе, подставим в формулу (1.41) вместо теплоты  $q$  ее значение, определяемое первым законом термодинамики (1.35)  $dq=du+dl$  [2]:

$$ds=du/T+dl/T$$

или, учитывая, что  $du= c_vdT$ , а  $dl=pdv$ , получим:

$$ds=c_vdT/T + pdv/T.$$

Используя далее уравнение состояния для идеального газа  $p/T=r/v$ , найдем:

$$ds=c_v(dT/T)+ r(dv/v).$$

Интегрируя последнее равенство от состояния 1 до состояния 2 и считая, что  $c_v=const$ , т.е. используя среднее значение изохорной теплоемкости, получим искомое выражение для изменения энтропии в любом термодинамическом процессе.

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 dq/T = c_v \ln(T_2/T_1) + r \ln(v_2/v_1). \quad (1.42)$$

Из полученного выражения следует, что изменение энтропии не зависит от характера процесса и однозначно определяется значениями параметров состоя-



ния  $T$  и  $v$  в начале и конце процесса. То есть энтропия является функцией состояния системы.

Другое выражение для определения изменения энтропии можно получить, если элементарное количество теплоты  $dq$  выразить с помощью относительной теплоемкости  $C=dq/dT$ , тогда  $ds=C(dT/T)$ , откуда после интегрирования найдем [1]:

$$\Delta s = C \ln(T_2/T_1), \quad (1.43)$$

где  $C$  – среднее для данного температурного интервала значение теплоемкости рассматриваемого термодинамического процесса [1].

Как следует из выражения (1.41)  $ds=dq/T$ , знак изменения энтропии в обратном процессе совпадает со знаком теплоты, поскольку абсолютная температура всегда положительна. Следовательно, возрастание энтропии соответствует случаю, когда система получает теплоту, если же система отдает теплоту, ее энтропия уменьшается [1, 2].

Для анализа различных термодинамических процессов очень часто используют график, на котором по оси абсцисс откладывают энтропию, а по оси ординат – абсолютную температуру. Такой график называют  $T-s$  диаграммой [1].

На рисунке 1.1 представлен график, изображающий некоторый процесс, в котором подвод теплоты сопровождается повышением температуры рабочего тела.

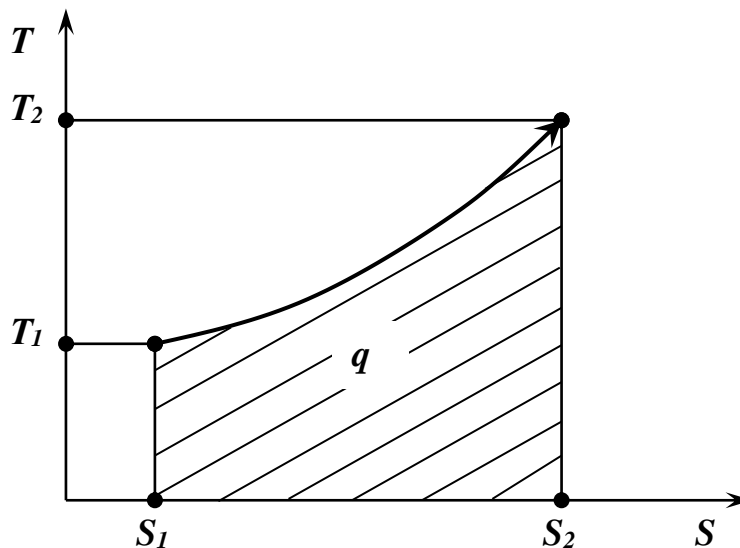


Рисунок 1.1 –  $T-s$  диаграмма процесса нагревания рабочего тела

Площадь между кривой, изображающей процесс, и осью абсцисс представляет (в определенном масштабе) теплоту, принимающую участие в данном процессе, поскольку в соответствии с равенством  $dq=Tds$

$$q = \int_{s_1}^{s_2} T ds. \quad (1.44)$$

Необходимо отметить, что при изучении отдельных процессов представляют интерес не абсолютные значения рассмотренных функций, а лишь их изменение в данном процессе. В связи с этим для практических расчетов исход-

ное состояние, при котором значения функций состояния принимаются равными 0, можно выбирать произвольно. В технической термодинамике принято считать таким исходным состоянием нормальные условия, т.е. температуру  $T_0=273,15$  К и давление  $p_0=101$  кПа. Следовательно, приводимые в справочной литературе величины внутренней энергии, энтальпии и энтропии представляют собой не абсолютные значения этих функций состояния, а разности между их значениями в данном состоянии и при нормальных условиях [2].

### 1.9.2 Круговые процессы

Прежде чем формулировать закон, рассмотрим принципы работы тепловых машин, осуществляющих преобразование теплоты в работу (тепловых двигателей) и обратное преобразование работы в теплоту (холодильных установок). Все указанные машины работают периодически, т.е. в основе их функционирования лежат круговые термодинамические процессы (циклы) [1].

***Если система, выведенная из исходного состояния после ряда термодинамических процессов, возвращается в это исходное состояние, т.е. процесс обратимый, то такая совокупность процессов называется круговым термодинамическим процессом или циклом [1].***

Для совершения механической работы необходимо сообщить рабочему телу некоторое количество теплоты, что приведет к расширению рабочего тела, например газа, который в результате совершит определенное количество работы.

После совершения работы необходимо привести рабочее тело в исходное состояние для того, чтобы его вновь можно было использовать для совершения работы, т.е. отвести от рабочего тела некоторое количество теплоты, что приведет его к сжатию и возврату в исходное состояние, и затем повторить цикл.

В существующих тепловых двигателях ***горячими источниками теплоты*** служат химические реакции сжигания топлива, а в качестве ***холодного источника*** используется окружающая среда – атмосфера [1].

Таким образом, машина, осуществляющая преобразование теплоты в работу, т. е. тепловой двигатель, должна быть машиной периодического действия, в рабочем цикле которой чередуются процессы расширения с подводом теплоты и сжатия с отводом теплоты [1].

На рисунке 1.2, *а* в координатах  $p - v$  и на рисунке 1.2, *б* координатах  $T - s$  представлен цикл, состоящий из процесса расширения рабочего тела 1-2, который происходит в результате подвода теплоты  $q_1$  и процесса сжатия 2-1 с отводом теплоты в количестве  $q_2$  [1, 2].

На рисунке 1.2, *б* площадь между кривой 1-2 и осью абсцисс изображает на этой диаграмме работу расширения, совершаемую газом [1, 2].

Площадь под кривой 2-1 изображает работу сжатия, совершаемую внешними силами. Разность между этими двумя значениями работы представляет собой полезную работу  $l_0$ , совершаемую за 1 цикл машиной и передаваемую потребителю, например механизму [1, 2].

Таким образом, для теплового двигателя работа расширения должна быть больше работы сжатия.

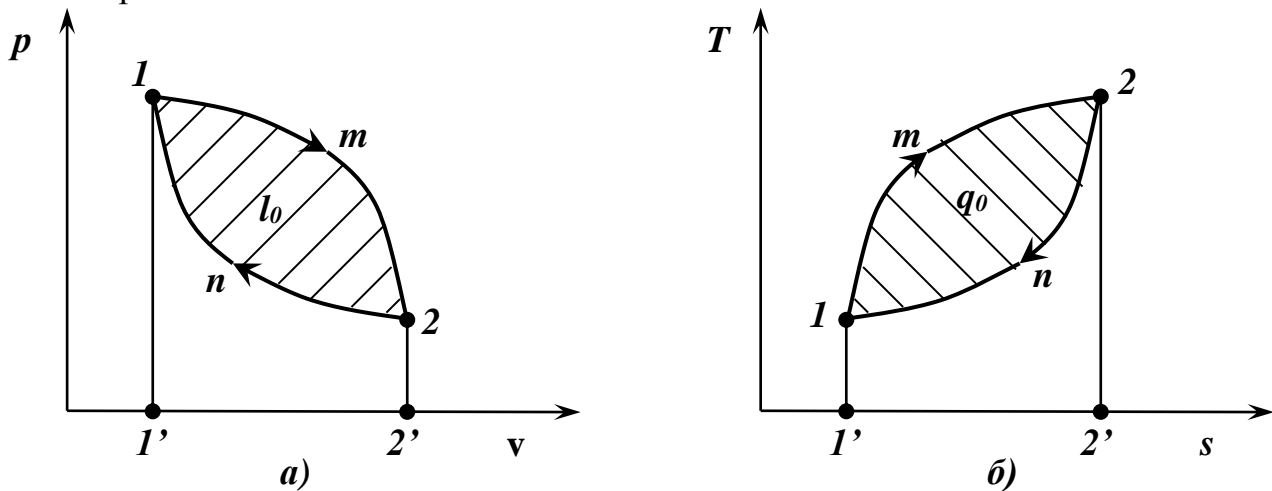


Рисунок 1.2 – Диаграммы совершения кругового цикла:  
а) диаграмма  $p$ - $v$ ; б) диаграмма  $T$ - $s$

Процесс расширения  $1-2$  идет с повышением энтропии, т.к. теплота подводится к рабочему телу. Площадь  $1-m-2-2'-1'$  изображает подводимую теплоту  $q_1$ . Площадь  $1-n-2-2'-1'$  равна отводимой теплоте  $q_2$ . Тогда

$$q_0 = q_1 - q_2 \quad (1.45)$$

и равна теплоте, полезно преобразованной в работу. Для теплового двигателя  $q_1 > q_2$  [1, 2].

Таким образом, для теплового двигателя теплота, подводимая от источника теплоты  $q_1$ , должна быть больше теплоты  $q_2$ , передаваемой холодильнику.

После совершения кругового процесса система возвращается в исходное состояние, ее внутренняя энергия не изменяется и, следовательно,  $q_0 = l_0$ .

Таким образом, **тепловой двигатель может работать только циклически и при этом необходимы не только подвод теплоты от источника, но и обязательная передача теплоты холодильнику. Полезно преобразовывать в работу можно только разность между этими двумя количествами теплоты** [1, 2].

Чем больше количество полезной работы  $l_0$  будет совершать тепловой двигатель за 1 цикл при подведении заданного количества теплоты  $q_1$ , получаемого от горячего источника, тем эффективней он будет работать, что оценивается **термодинамическим (термическим) коэффициентом полезного действия (КПД)** [1, 2]

$$\eta_T = l_0 / q_1,$$

а с учетом того, что  $q_0 = l_0$ , а  $q_0 = q_1 - q_2$ , получаем

$$\eta_T = 1 - (q_2 / q_1), \quad (1.46)$$

$\eta_T$  увеличивается при увеличении  $q_1$  и уменьшении  $q_2$ , но всегда меньше единицы, т.к.  $q_1$  не может быть равно бесконечности, а  $q_2$  не может быть равно 0.

Процессы, составляющие цикл, могут осуществляться и в направлении, обратном тому, которое показано. Такой **круговой процесс называется обратным** [1, 2].

На рисунке 1.3 представлены диаграммы, иллюстрирующие такой процесс.

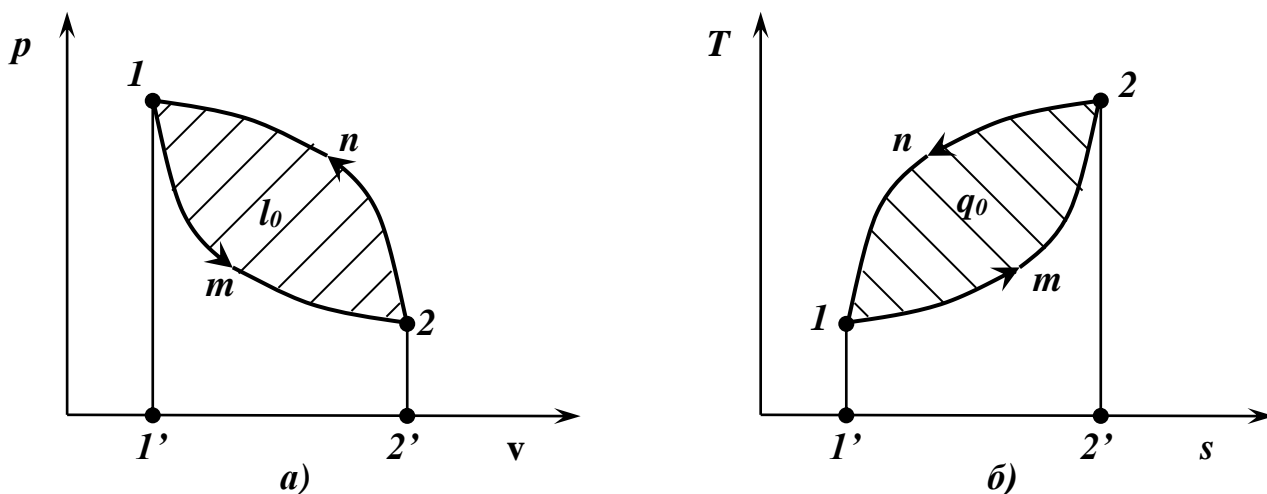


Рисунок 1.3 – Диаграммы совершения обратного кругового цикла:  
а) диаграмма  $p-v$ ; б) диаграмма  $T-s$

На данном рисунке линия  $1-m-2$  – расширение, происходящее при низких давлениях и повышенных температурах, а  $2-n-1$  – сжатие, происходящее при высоких давлениях и пониженных температурах. Работа сжатия совершается внешними силами и равна площади  $2-n-1-1'-2'$ , которая больше работы расширения (площадь  $1-m-2-2'-1'$ ), совершаемой рабочим телом. Работа  $l_0$  совершается внешними силами и  $l_0 < 0$  [1, 2].

Для осуществления процесса расширения  $1-m-2$  теплота в количестве  $q_2$  отбирается у холодного источника тепла и передается рабочему телу.

В процессе сжатия  $2-n-1$  теплота  $q_1$  отдается горячему источнику тепла. При этом по абсолютной величине  $|q_1| > |q_2|$ , но в соответствии с принятым правилом знаков  $q_1 < 0$ ,  $q_2 > 0$ . Следовательно,  $q_0$  есть величина отрицательная, а  $q_0 = l_0$ , как и в прямом цикле.

Таким образом, от тела с низкой температурой отбирается теплота  $q_2$ , а телу с высокой температурой передается теплота  $q_1 = q_2 + q_0$ .

Для осуществления этого процесса к рабочему телу должна быть подведена энергия в виде внешней работы  $l_0$  (совершаемой внешними силами), которая полностью превращается в теплоту  $q_0$  и передается в окружающую среду (горячему источнику теплоты).

Обратные круговые циклы представляют основу работы холодильных установок, рабочими телами в которых служат пары легкокипящих жидкостей фреона, аммиака и т.п. Процесс «перекачки теплоты» от тел, помещенных в холодильную камеру, производится за счет затрат электроэнергии. Чем больше количество теплоты  $q_2$  отбирается у охлаждаемого тела (у холодного источника) и чем меньше затрачиваемая на этот процесс внешняя работа  $l_0$ , тем выше КПД установок, называемый **холодильным коэффициентом** [1, 2]:

$$\varepsilon = q_2 / l_0 = q_2 / (q_1 - q_2) = 1 / ([q_1 / q_2] - 1). \quad (1.47)$$

Чем меньше разность температур между холодильной камерой и окружающей средой, тем меньше нужно затратить энергии на передачу теплоты от холодного тела к горячему [1, 2].

### 1.9.3 Цикл Карно

Французский инженер Сади Карно предложил цикл (в 1824 году), который обладает для определенных условий наибольшим термодинамическим КПД. Цикл Карно состоит из двух изотермических и двух адиабатных процессов [1, 2, 3].

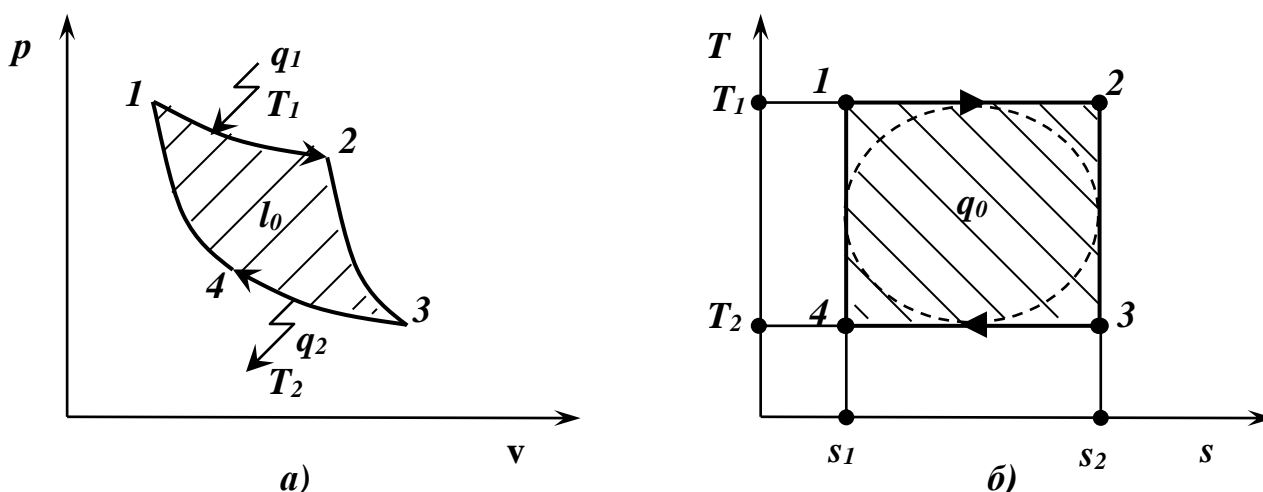


Рисунок 1.4 – Диаграммы совершения цикла Карно:  
а) диаграмма  $p$ - $v$ ; б) диаграмма  $T$ - $s$

В точке 1 рабочее тело приводится в соприкосновение с горячим источником тепла, имеющим температуру  $T_1$ . За счет теплоты  $q_1$ , получаемой от этого источника, происходит изотермический (при постоянной температуре  $T_1$ ) процесс расширения рабочего тела. В точке 2 рабочее тело изолируется от горячего источника и продолжает расширяться адиабатно. При этом внутренняя энергия газа расходуется на совершение работы, в результате чего температура уменьшается, достигая значения  $T_2$  в точке 3. Затем рабочее тело приводится в соприкосновение с холодным источником тепла, имеющим температуру  $T_2$ . При этой температуре происходит процесс изотермического сжатия в результате отвода в холодильник  $q_2$ . Наконец, в точке 4 рабочее тело изолируется от холодного источника и продолжает сжиматься адиабатно. При этом за счет энергии, получаемой газом в виде внешней работы, его внутренняя энергия повышается так, что в точке 1 достигает температуры  $T_1$ , т.е. система возвращается в исходное состояние [1, 2, 3]:

$$q_1 = T_1(s_2 - s_1),$$

$$q_2 = T_2(s_2 - s_1),$$

подставляем в формулу (1.46), тогда

$$\eta_T = 1 - (T_2 / T_1). \quad (1.48)$$

КПД цикла Карно не зависит от природы газа и определяется температурами холодного и горячего источников тепла. Он возрастает при увеличении  $T_1$  и при уменьшении  $T_2$ , но не равен 1, так как  $T_2 > 0$ .

В реальных машинах цикл Карно не применяется вследствие практических трудностей, но теоретическое и практическое значение его очень велико. Он служит эталоном при оценке совершенства любых циклов тепловых двигателей.

Максимально полезная работа при обратимых процессах [1, 2]:

$$l_{\text{МАКС}} = (u_1 - u_2) - T_0(s_1 - s_2) + p_0(v_1 - v_2), \quad (1.49)$$

где  $u_1, u_2$  – внутренняя энергия источника работы;  $s_1, s_2$  – энтропия рабочего тела в начальном и конечном состоянии;  $p_0, T_0$  – заданные параметры среды;  $v_1, v_2$  – начальный и конечный объем рабочего тела.

Или 
$$l_{\text{МАКС}} = (i_1 - i_0) - T_0(s_1 - s_0), \quad (1.50)$$

где  $i_0, s_0$  – энтальпия и энтропия рабочего тела в состоянии равновесия с окружающей средой. Эта максимально полезная работа называется удельной эксергией тела. Полная эксергия называется также работоспособностью рабочего тела [1, 2].

### 1.9.4 Обратный цикл Карно

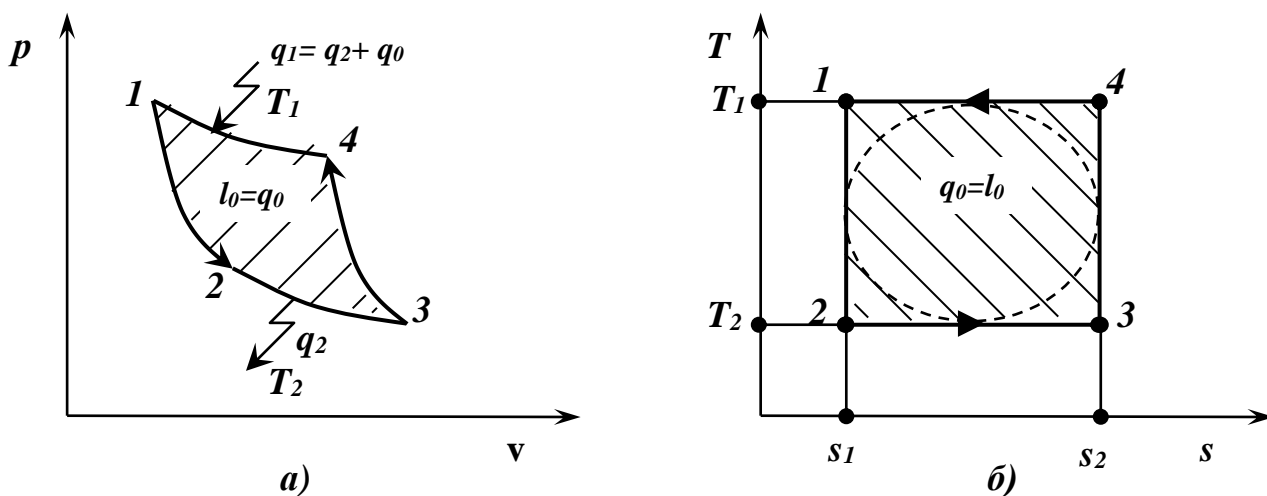


Рисунок 1.5 – Диаграммы совершения обратного цикла Карно:  
а) диаграмма  $p$ - $v$ ; б) диаграмма  $T$ - $s$

В точке 1 начинается процесс адиабатного расширения 1-2, в результате которого температура рабочего тела понижается от исходной  $T_1$  до  $T_2$ . В точке 2 начинается процесс изотермического расширения 2-3, протекающий при температуре  $T_2$  с отбором теплоты  $q_2$  от холодного источника теплоты (охлаждаемого тела), имеющего ту же температуру. Затем происходит адиабатное сжатие 3-4, в результате которого температура рабочего тела вновь повышается до  $T_1$ . Наконец, в изотермическом процессе 4-1 происходит передача теплоты  $q_1 = q_2 + q_0$  горячему источнику с температурой  $T_1$ . В этом цикле работа сжатия (площадь под кривой 3-4-1) больше работы расширения (площадь под кривой

1-2-3) на величину  $l_0$ . Эта работа полностью превращается в теплоту  $q_0$  и вместе с теплотой  $q_2$  передается горячему источнику [1, 2, 3].

Поскольку  $q_1 = T_1(s_2 - s_1)$  и  $q_2 = T_2(s_2 - s_1)$ , **холодильный коэффициент** обратного цикла Карно в соответствии с формулой (1.47):

$$\varepsilon = 1 / ([T_1 / T_2] - 1). \quad (1.51)$$

Таким образом, обратный цикл Карно обладает максимальным холодильным коэффициентом [1, 2, 3].

### 1.9.5 Формулировки второго закона термодинамики

Первый закон термодинамики утверждает, что возможен такой процесс, при котором система получает из окружающей среды энергию в форме теплоты, а возвращает в среду энергию в форме механической работы, т.е. процесс преобразования теплоты в работу, но этот закон не говорит, в каких условиях это происходит или что взаимное превращение тепловой и механической энергии в двигателе должно осуществляться в строго эквивалентных количествах. Двигатель, который позволял бы получать работу без энергетических затрат, называется **вечным двигателем первого рода**. Такой двигатель невозможен, т.к. он противоречит первому закону термодинамики. Поэтому второй закон можно сформулировать так: вечный двигатель 2-го рода невозможен [1, 2, 3].

В 1755 г. французская Академия наук объявила, что не будет больше принимать на рассмотрение какие-либо проекты вечных двигателей [1, 2, 3].

Несмотря на эквивалентность теплоты и работы, процессы их взаимного превращения неравнозначны. Опыт показывает, что механическая энергия может быть полностью превращена в теплоту, например, путем трения, однако теплоту полностью превратить в механическую энергию в периодически повторяющемся процессе нельзя. Многолетние попытки осуществить такой процесс не увенчались успехом. Это связано со вторым законом термодинамики.

**Формулировки 2-го закона.** Существует несколько.

М. Планк: *«Не может быть создана такая машина периодического действия, которая производила бы механическую работу только за счет теплоты, получаемой от горячего источника теплоты»* [1, 2, 3].

Так как для функционирования такой машины необходимо наличие двух источников теплоты, имеющих разные температуры, т.е. необходимо не только сообщить рабочему телу некоторое количество теплоты, но и обязательно отобрать у него определенную теплоту, при этом в полезную работу преобразуется лишь разность между указанными количествами теплоты [1, 2, 3].

Р. Клаузиус: *«Процесс передачи теплоты от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой не может протекать самопроизвольно. Тепло не может самопроизвольно перейти от более холодного тела к более горячему без каких-либо других изменений в системе»* [1, 2, 3].

То есть должна быть затрачена внешняя энергия в форме механической работы [1, 2, 3].

Самопроизвольно протекает лишь процесс передачи тепла от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой, которой является необратимым процессом. При протекании обратимого кругового процесса система возвращается в исходное состояние. Изменение энтропии для кругового процесса равно 0 [1, 2, 3].

Для обратимого процесса [1, 2, 3]

$$ds = dq/T.$$

Интегрируя это выражение по замкнутому кругу, получим [1, 2, 3]:

$$\Delta s = \oint \frac{dq}{T}, \quad (1.52)$$

а, т.к. энтропия не изменяется, значит,

$$\oint \frac{dq}{T} = 0. \quad (1.53)$$

Необходимо заметить, что отношение  $dq/T$  носит название *элементарная приведенная теплота*, а интеграл этого отношения (интеграл Клазиуса) – *приведенная теплота* [1, 2].

Таким образом, приведенная теплота обратимого кругового процесса равна 0, т.е. значения элементарной теплоты должны быть не только положительными (получаемая теплота), но и отрицательными (отдаваемая теплота) [1, 2].

Следовательно, равенство (1.53) выражает второй закон термодинамики в формулировке Планка для обратимых процессов [1, 2].

Рассмотрим некоторый необратимый круговой процесс, составленный из обратимого процесса расширения  $1-m-2$  и необратимого процесса сжатия  $2-n-1$  (рисунок 1.6). С помощью некоторого количества адиабат разобьем весь контур этого цикла на элементарные отрезки и рассмотрим любой из полученных элементарных циклов, который можно рассматривать как цикл Карно, т.к. он образован двумя адиабатами и двумя элементарными отрезками, которые вследствие их малости могут считаться изотермическими [1].

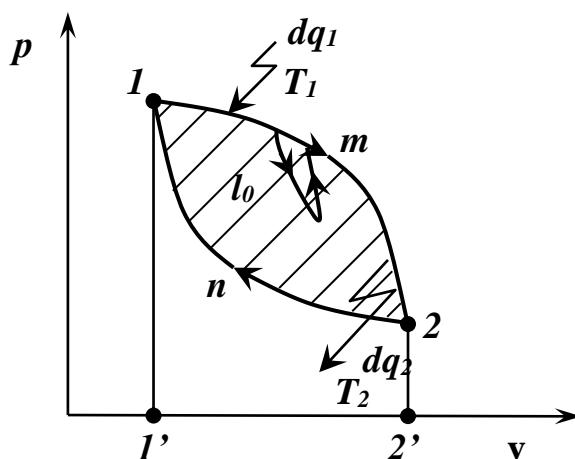


Рисунок 1.6 – Схема разбивки необратимого кругового процесса



Пусть на верхнем температура  $T_1$ , а на нижнем –  $T_2$ ,  $dq_1$  и  $dq_2$  – элементарные количества теплоты в процессе на верхнем и на нижнем отрезках соответственно. При этом  $dq_1 > 0$ , а  $dq_2 < 0$ . Для этого элементарного цикла [1, 2]:

$$\eta_T = 1 - (dq_2 / dq_1).$$

Однако этот элементарный цикл Карно является необратимым, т.к. необратим весь процесс  $2-n-1$  и каждый его элементарный отрезок. Поэтому КПД этого цикла меньше, чем для обратимого цикла Карно, т.е.

$$\eta_T = 1 - (dq_2 / dq_1) < 1 - (T_2 / T_1) \text{ т.е. } dq_2 / dq_1 > T_2 / T_1, \text{ или:}$$

$$dq_2 / T_2 > dq_1 / T_1. \quad (1.54)$$

Из полученного неравенства следует, что приведенная теплота для всего показанного на рисунке необратимого цикла отрицательна [1, 2]:

$$\oint \frac{dq}{T} < 0, \quad (1.55)$$

так как по абсолютной величине все значения элементарной приведенной теплоты для необратимого процесса  $2-n-1$  больше, чем для обратимого  $1-m-2$ , и все они являются отрицательными. Таким образом, выражение (1.55) является **математической формулировкой второго закона для необратимых круговых процессов** [1, 2].

Объединяя (1.53) и (1.55), получим **общую математическую формулировку 2-го закона термодинамики для любого процесса**:

$$\oint \frac{dq}{T} \leq 0. \quad (1.56)$$

В соответствии с этим для замкнутого контура приведенная теплота не может быть положительной, т.е. для осуществления кругового процесса необходимы как подвод, так и отвод теплоты.

Из формулировки 2-го закона для необратимого процесса вытекает важное следствие.

Если записать приведенную теплоту кругового процесса в виде суммы приведенных теплот составляющих его процессов: обратимого  $1-m-2$  и необратимого  $2-n-1$ :

$$\oint \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{dq}{T} + \int_2^1 \frac{dq}{T},$$

в соответствии с (1.55) имеем:

$$\int_1^2 \frac{dq}{T} + \int_2^1 \frac{dq}{T} < 0.$$

Но для обратимого процесса  $1-m-2$  приведенная теплота равна изменению энтропии, т.е.:

$$\int_1^2 \frac{dq}{T} = \Delta s_{1-2}.$$

Подставляя это равенство в предыдущее, получим:

$$\int_2^1 \frac{dq}{T} + \Delta s_{1-2} < 0.$$

Но т.к.  $\Delta s$  для кругового процесса равно 0, каким бы он ни был, поэтому

$$\Delta s_{1-2} + \Delta s_{2-1} = 0 \text{ и } \Delta s_{1-2} = -\Delta s_{2-1},$$

где  $s_{2-1}$  – изменение энтропии в необратимом процессе 2-1. Таким образом,

$$\Delta s_{1-2} > \int_2^1 \frac{dq}{T}. \quad (1.57)$$

То есть изменение энтропии в любом необратимом процессе больше приведенной теплоты этого процесса [1, 2].

Этот результат понятен, если учесть, что в приведенной теплоте учитывается только внешняя теплота, т.е. теплообмен с окружающей средой, тогда как изменение энтропии учитывает и теплоту, выделяющуюся внутри системы в результате необратимости протекающих в ней процессов, например в результате трения. В термически изолированных системах  $\Delta s > 0$ , т.е. при протекании в них необратимых процессов энтропия возрастает.

## 1.10 Термодинамика водяного пара

### 1.10.1 Использование водяного пара в промышленности

Водяной пар – наиболее распространенное в различных областях техники рабочее тело и наиболее часто используемый теплоноситель. В металлургии, литейном производстве водяной пар применяют в системах испарительного охлаждения металлургических печей, в котлах-утилизаторах, на заводских ТЭЦ, для технологических целей – создания защитных атмосфер, продувки (в смеси с другими газами) расплавленного металла. В пищевой промышленности перегретый водяной пар используется для обогрева варочных котлов, выпарных установок, кубов ректификационных установок и др.

Водяной пар используется в большой энергетике – на тепловых и атомных электростанциях. Широкое применение пара объясняется, во-первых, практически неисчерпаемыми запасами воды на Земле и, во-вторых, физико-химическими свойствами – малой агрессивностью и сравнительно низкой температурой насыщения (кипения) [2].

Водяной пар используется в промышленности в таких условиях, которые не слишком далеки от условий насыщения, а потому его поведение не может описываться законами, справедливыми для идеального газа. Например, уравнение состояния идеального газа  $pV = rT$  неприменимо [2].

Имея высокое давление и относительно низкую температуру, пар, используемый в названных тепловых агрегатах, близок к состоянию жидкости, поэтому пренебрегать силами сцепления между молекулами и их объемом, как в идеальных газах, нельзя [2].

Уравнение Ван-дер-Ваальса (1.25) пригодно только для оценочных расчетов [2].

Точность уравнения Ван-дер-Ваальса невысока, особенно в области высоких давлений [2].

Советскими учеными М. П. Вукаловичем и И.И.Новиковым в 1939 году было получено уравнение для реальных газов с учетом ассоциации и диссоциации молекул. В общем виде это уравнение выглядит так [2]:

$$pv = rT(1 - A\frac{1}{v} - B\frac{1}{v^2}), \quad (1.58)$$

$$A = \frac{a}{rT} - b + \frac{cr}{T^{\frac{3+2m_1}{2}}},$$

$$B = \frac{bcr}{T^{\frac{3+2m_1}{2}}} - 4(1 - \frac{k}{T^{\frac{3m_2-4m_1}{2}}}) \cdot (1 + \frac{8b}{v} - \frac{n}{v^3}) \cdot (\frac{cr}{T^{\frac{3+2m_1}{2}}})^2.$$

где  $r$  – газовая постоянная;  $a$ ,  $b$  – константы в уравнениях состояния реальных газов;  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $c$ ,  $k$ ,  $n$  – коэффициенты, характеризующие степень ассоциации газов.

**Ассоциация** – механическое соединение двух и более молекул в одну сложную частицу, происходит при низких температурах газа, а **диссоциация** – при высоких температурах [2].

Приведенное уравнение можно применять к любому реальному газу, в том числе к перегретому водяному пару, но из-за его сложности трудно использовать, поэтому на его основе были составлены таблицы и диаграммы водяного пара [2].

Для практических состояний воды и водяного пара используют таблицы, построенные по экспериментальным данным. Наиболее известными являются таблицы М.П. Вукаловича [2].

В промышленности водяной пар получают в паровых котлах и системах испарительного охлаждения печей при практически постоянном давлении и т.д. [2].

### 1.10.2 Термодинамические процессы реальных газов

В качестве реального газа рассмотрим водяной пар, который широко используется во многих отраслях техники, и прежде всего в теплоэнергетике, где он является основным рабочим телом. Поэтому исследование термодинамических свойств воды и водяного пара имеет большое практическое значение.

**Процесс парообразования. Основные понятия и определения.** Рассмотрим процесс получения пара. Для этого 1 кг воды при температуре  $0^\circ\text{C}$  поместим в цилиндр с подвижным поршнем. Приложим к поршню извне некоторую постоянную силу  $P$ . Тогда при площади поршня  $F$  давление будет постоянным и равным  $p = P/F$ . Изобразим процесс парообразования, т. е. превращения вещества из жидкого состояния в газообразное, в  $p - v$  диаграмме (рисунок 1.7) [2].

Начальное состояние воды, находящейся под давлением  $p$  и имеющей температуру  $0^\circ\text{C}$ , изобразится на диаграмме точкой  $a_0$ . При подводе теплоты к воде ее температура постепенно повышается до тех пор, пока не достигнет темпе-

ратуры кипения  $t_s$ , соответствующей данному давлению. При этом удельный объем жидкости сначала уменьшается, достигает минимального значения при  $t = 4\text{ }^\circ\text{C}$ , а затем начинает возрастать. Такой аномалией – увеличением плотности при нагревании в некотором диапазоне температур – обладают немногие жидкости. У большинства жидкостей удельный объем при нагревании увеличивается монотонно. Состояние жидкости, доведенной до температуры кипения, изображается на диаграмме точкой  $a'$  [2].

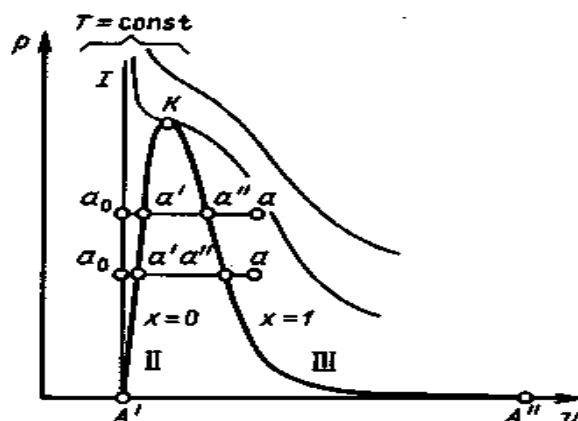


Рисунок 1.7 –  $p-v$  диаграмма водяного пара

При дальнейшем подводе теплоты начинается кипение воды с сильным увеличением объема. В цилиндре теперь находится двухфазная среда – смесь воды и пара, называемая **влажным насыщенным паром**. По мере подвода теплоты количество жидкой фазы уменьшается, а паровой – растет. Температура смеси при этом остается неизменной и равной  $t_s$ , так как вся теплота расходуется на испарение жидкой фазы. Следовательно, процесс парообразования на этой стадии является изобарно-изотермическим. Наконец, последняя капля воды превращается в пар, и цилиндр оказывается заполненным только паром, который называется **сухим насыщенным**. Состояние его изображается точкой  $a''$  [2].

**Насыщенным называется пар, находящийся в термическом и динамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется.** Динамическое равновесие заключается в том, что количество молекул, вылетающих из воды в паровое пространство, равно количеству молекул, конденсирующихся на ее поверхности. В паровом пространстве при этом равновесном состоянии находится максимально возможное при данной температуре число молекул. При увеличении температуры количество молекул, обладающих энергией, достаточной для вылета в паровое пространство, увеличивается. Равновесие восстанавливается за счет возрастания давления пара, которое ведет к увеличению его плотности и, следовательно, количества молекул, в единицу времени конденсирующихся на поверхности воды. Отсюда следует, что давление насыщенного пара является монотонно возрастающей функцией его температуры, или, что то же самое, температура насыщенного пара есть монотонно возрастающая функция его давления [2].

При увеличении объема над поверхностью жидкости, имеющей температуру насыщения, некоторое количество жидкости переходит в пар, при уменьше-

нии объема «излишний» пар снова переходит в жидкость, но в обоих случаях давление пара остается постоянным [2].

**Насыщенный пар, в котором отсутствуют взвешенные частицы жидкой фазы, называется сухим насыщенным паром.** Его удельный объем и температура являются функциями давления. Поэтому состояние сухого пара можно задать любым из параметров – давлением, удельным объемом или температурой [2].

**Двухфазная смесь, представляющая собой пар со взвешенными в нем каплями жидкости, называется влажным насыщенным паром.** Массовая доля сухого насыщенного пара во влажном называется **степенью сухости** пара и обозначается буквой  $x$ . Массовая доля кипящей воды во влажном паре, равная  $1-x$ , называется **степенью влажности**. Для кипящей жидкости  $x=0$ , а для сухого насыщенного пара  $x=1$ . Состояние влажного пара характеризуется двумя параметрами: давлением (или температурой насыщения  $t_s$ , определяющей это давление) и степенью сухости пара [2].

При сообщении сухому пару теплоты при том же давлении его температура будет увеличиваться, пар будет перегреваться. Точка  $a$  изображает состояние **перегретого пара** и в зависимости от температуры пара может лежать на разных расстояниях от точки  $a''$ . Таким образом, **перегретым называется пар, температура которого превышает температуру насыщенного пара того же давления** [2].

Так как удельный объем перегретого пара при том же давлении больше, чем насыщенного, то в единице объема перегретого пара содержится меньшее количество молекул, значит, он обладает меньшей плотностью. Состояние перегретого пара, как и любого газа, определяется двумя любыми независимыми параметрами [2].

Если рассмотреть процесс парообразования при более высоком давлении, то можно заметить следующие изменения. Точка  $a_0$ , соответствующая состоянию 1 кг воды при  $0\text{ }^\circ\text{C}$  и новом давлении, остается почти на той же вертикали, так как вода практически несжимаема. Точка  $a'$  смещается вправо, ибо с ростом давления увеличивается температура кипения, а жидкость при повышении температуры расширяется. Что же касается пара (точка  $a''$ ), то, несмотря на увеличение температуры кипения, удельный объем пара все-таки падает из-за более сильного влияния растущего давления [2].

Поскольку удельный объем жидкости растет, а пара падает, то при постоянном увеличении давления мы достигнем такой точки, в которой удельные объемы жидкости и пара сравняются. Эта точка называется **критической**. В критической точке различия между жидкостью и паром исчезают. Для воды параметры критической точки  $K$  составляют:  $p_{KP}= 221,29 \cdot 10^5$  Па;  $t_{KP} = 374,15\text{ }^\circ\text{C}$ ;  $v_{KP} = 0,00326\text{ м}^3/\text{кг}$  [2].

Критическая температура – это максимально возможная температура существования двух фаз: жидкости и насыщенного пара. При температурах, больших критической, возможно существование только одной фазы. Название этой фазы (жидкость или перегретый пар) в какой-то степени условно и определяется обычно ее температурой. Все газы являются сильно перегретыми сверх

$T_{кр}$  парами. Чем выше температура перегрева (при данном давлении), тем ближе пар по своим свойствам к идеальному газу [2].

Наименьшим давлением, при котором еще возможно равновесие воды и насыщенного пара, является давление, соответствующее **тройной точке**. Под последней понимается то единственное состояние, в котором могут одновременно находиться в равновесии пар, вода и лед (точка  $A'$  на рисунке 1.7). Параметры тройной точки для воды:  $p_0 = 611$  Па;  $t_0 = 0,01$  °С;  $v_0 = 0,00100$  м<sup>3</sup>/кг. Процесс парообразования, происходящий при абсолютном давлении  $p_0 = 611$  Па, показан на диаграмме изобарой  $A'-A''$ , которая практически совпадает с осью абсцисс. При более низких давлениях пар может сосуществовать лишь в равновесии со льдом. Процесс образования пара непосредственно из льда называется **сублимацией** [2].

Если теперь соединить одноименные точки плавными кривыми, то получим **нулевую изотерму I**, каждая точка которой соответствует состоянию 1 кг воды при 0 °С и давлению  $p$ , **нижнюю пограничную кривую II**, представляющую зависимость от давления удельного объема жидкости при температуре кипения, и **верхнюю пограничную кривую III**, дающую зависимость удельного объема сухого насыщенного пара от давления [2].

Все точки горизонталей между кривыми  $II$  и  $III$  соответствуют состояниям влажного насыщенного пара, точки кривой  $II$  определяют состояние кипящей воды, точки кривой  $III$  – состояния сухого насыщенного пара. Влево от кривой  $II$  до нулевой изотермы лежит область некипящей однофазной жидкости, вправо от кривой  $III$  – область перегретого пара. Таким образом, кривые  $II$  и  $III$  определяют область насыщенного пара, отделяя ее от области воды и перегретого пара, и поэтому называются **пограничными**. Выше точки  $K$ , где пограничных кривых нет, находится область однофазных состояний, в которой нельзя провести четкой границы между жидкостью и паром [2].

**Определение параметров воды и пара.** Термодинамические параметры кипящей воды и сухого насыщенного пара берутся из таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара. В этих таблицах термодинамические величины со штрихом относятся к воде, нагретой до температуры кипения, а величины с двумя штрихами – к сухому насыщенному пару [2].

Поскольку для изобарного процесса в соответствии с (1.39) подведенная к жидкости теплота  $q = i_2 - i_1$ , то, применив это соотношение к процессу  $a'-a''$ , получим

$$q = r = i'' - i'. \quad (1.59)$$

Величина  $r$  называется **удельной теплотой парообразования** и определяет количество теплоты, необходимое для превращения одного килограмма воды в сухой насыщенный пар той же температуры [2].

Приращение энтропии в процессе парообразования определяется формулой [2]

$$s'' - s' = \int \frac{dq}{T} = \frac{1}{T_s} \int dq = \frac{r}{T_s}. \quad (1.60)$$

За нулевое состояние, от которого отсчитываются величины  $s'$ ,  $s''$ , принято состояние воды в тройной точке. Так как состояние кипящей воды и сухого

насыщенного пара определяется только одним параметром, то по известному давлению или температуре из таблиц воды и водяного пара берутся значения  $v'$ ,  $v''$ ,  $i'$ ,  $i''$ ,  $s'$ ,  $s''$ ,  $r$  [2].

Удельный объем  $v_x$ , энтропия  $s_x$  и энтальпия  $i_x$  влажного насыщенного пара определяются по правилу аддитивности. Поскольку в 1 кг влажного пара содержится  $x$  кг сухого и  $(1 - x)$  кг кипящей воды, то [2]

$$v_x = xv'' + (1 - x)v' = v'' + x(v'' - v'). \quad (1.61)$$

Аналогично

$$s_x = s' + x(s'' - s') = s' + xr/T_s; \quad (1.62)$$

$$i_x = i' + x(i'' - i') = i' + xr. \quad (1.63)$$

Непосредственно из таблиц взять параметры влажного пара нельзя. Их определяют по приведенным выше формулам по заданному давлению (или температуре) и степени сухости [2].

Однофазные состояния некипящей воды и перегретого пара задаются двумя параметрами. По заданным давлению и температуре из таблиц воды и перегретого пара находят значения  $v$ ,  $i$ ,  $s$  [2].

**$T - s$  диаграмма водяного пара.** Для исследования различных процессов с водяным паром кроме таблиц используется  $T - s$  диаграмма (рисунок 1.8). Она строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в  $T - s$  координаты [2].

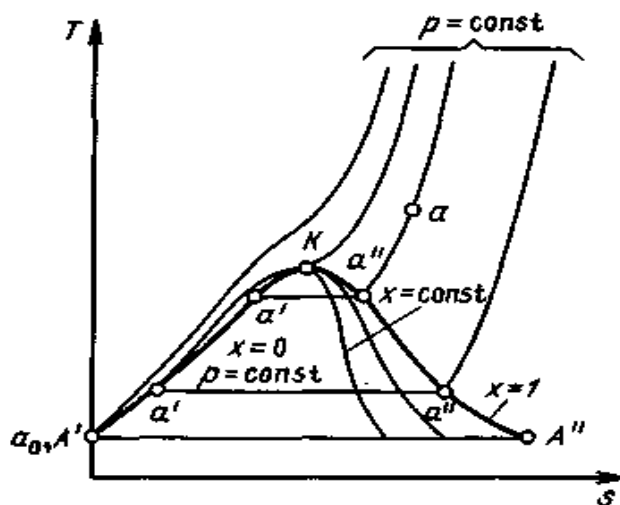


Рисунок 1.8 –  $T - s$  диаграмма водяного пара

Состояние воды в тройной точке ( $s_0 = 0$ ;  $T_0 = 273,16$  К) изображается в диаграмме точкой  $A'$ . Откладывая на диаграмме для разных температур значения  $s'$  и  $s''$ , получим нижнюю и верхнюю пограничные кривые. Влево от нижней пограничной кривой располагается область жидкости, между пограничными кривыми – двухфазная область влажного насыщенного пара, вправо и вверх от верхней пограничной кривой – область перегретого пара [2].

На диаграмму наносят изобары, изохоры и линии постоянной степени сухости, для чего каждую изобару  $a' - a''$  делят на одинаковое число частей и соединяют соответствующие точки линиями  $x = \text{const}$ . Область диаграммы, лежащая ниже нулевой изотермы, отвечает различным состояниям смеси **пар + лед** [2].

**$i - s$  диаграмма водяного пара.** Если за независимые параметры, определяющие состояние рабочего тела, принять энтропию  $s$  и энтальпию  $i$ , то каждое состояние можно изобразить точкой на  $i - s$  диаграмме [2].

На рисунке 1.9 изображена  $i - s$  диаграмма для водяного пара, которая строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в  $i - s$  координаты [2].

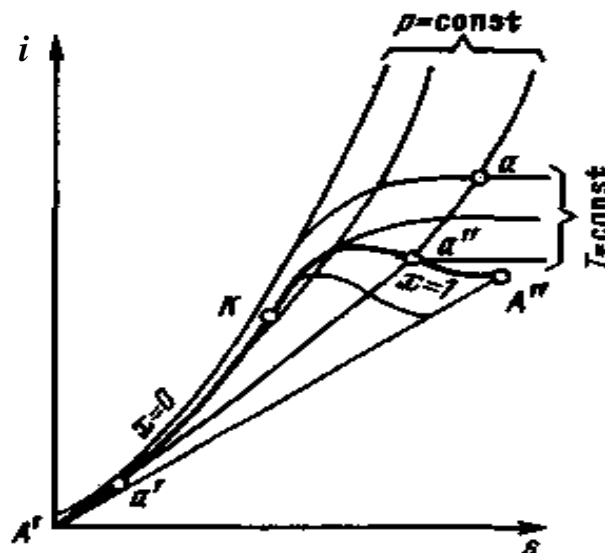


Рисунок 1.9 –  $i - s$  диаграмма водяного пара

За начало координат принято состояние воды в тройной точке. Откладывая на диаграмме для различных давлений значения  $s'$  и  $i'$  для воды при температуре кипения, а также  $s''$  и  $i''$  для сухого насыщенного пара, получаем нижнюю и верхнюю пограничные кривые [2].

Изобары в двухфазной области влажного пара представляют собой пучок расходящихся прямых. Действительно, в процессе  $p = \text{const}$   $ds = \delta q_p / T = di / T$ , или  $(\partial i / \partial s)_p = T$ , т.е. тангенс угла наклона изобары в  $i - s$  координатах численно равен абсолютной температуре данного состояния. Так как в области насыщения изобара совпадает с изотермой, тангенс угла наклона постоянен и изобара является прямой. Чем выше давление насыщения, тем выше температура, тем больше тангенс угла наклона изобары, поэтому в области насыщения прямые  $p = \text{const}$  расходятся. Чем больше давление, тем выше лежит изобара. Критическая точка  $K$  лежит не на вершине, как это было в  $p - v$  и  $T - s$  диаграммах, а на левом склоне пограничной кривой [2].

В области перегрева температура пара (при постоянном давлении) растет с увеличением  $s$  примерно по логарифмической кривой и крутизна изобары увеличивается. Аналогичный характер имеют изобары и в области воды, но они идут так близко от пограничной кривой, что практически сливаются с ней [2].

При низких давлениях и относительно высоких температурах перегретый пар по своим свойствам близок к идеальному газу. Так как в изотермическом процессе энтальпия идеального газа не изменяется, изотермы сильно перегретого пара идут горизонтально. При приближении к области насыщения, т.е. к верхней пограничной кривой, свойства перегретого пара значительно отклоняются от свойств идеального газа и изотермы искривляются [2].



В  $i - s$  диаграмме водяного пара нанесены также линии  $v = const$ , идущие круче изобар [2].

Для любой точки на этой диаграмме можно найти  $p, v, l, i, s, x$ . Большое достоинство диаграммы состоит в том, что количество теплоты в изобарном процессе равно разности ординат конечной и начальной точек процесса и изображается отрезком вертикальной прямой, а не площадью, как в  $T - s$  диаграмме, поэтому  $i - s$  диаграмма исключительно широко используется при проведении тепловых расчетов [2].

**Основные термодинамические процессы водяного пара.** Для анализа работы паросиловых установок существенное значение имеют изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы. Расчет этих процессов можно выполнить либо с помощью таблицы воды и водяного пара, либо с помощью  $i - s$  диаграммы. Первый способ более точен, но второй более прост и нагляден.

Общий метод расчета по  $i - s$  диаграмме состоит в следующем. По известным параметрам наносится начальное состояние рабочего тела, затем проводится линия процесса и определяются его параметры в конечном состоянии.

Далее вычисляется изменение внутренней энергии, определяются количества теплоты и работы в заданном процессе [2].

**Изохорный процесс** (рисунок 1.10) [2].

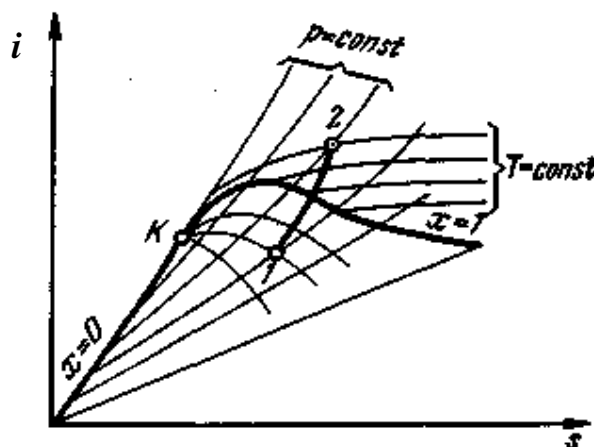


Рисунок 1.10 – Изохорный процесс водяного пара

Из диаграммы на рисунке видно, что нагреванием при постоянном объеме влажный пар можно перевести в сухой насыщенный и перегретый. Охлаждением его можно сконденсировать, но не до конца, так как при каком угодно низком давлении над жидкостью всегда находится некоторое количество насыщенного пара. Это означает, что изохора не пересекает нижнюю пограничную кривую [2].

Изменение внутренней энергии водяного пара при  $v = const$  [2]

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1). \quad (1.64)$$

Данная формула справедлива и для всех без исключения остальных термодинамических процессов [2].

В изохорном процессе работа  $l = 0$ , поэтому подведенная теплота расходуется (в соответствии с первым законом термодинамики) на увеличение внутренней энергии пара [2]:

$$q = u_2 - u_1. \quad (1.65)$$

**Изобарный процесс** (рисунок 1.11). При подводе теплоты к влажному насыщенному пару его степень сухости увеличивается и он (при постоянной температуре) переходит в сухой, а при дальнейшем подводе теплоты – в перегретый пар (температура пара при этом растет). При отводе теплоты влажный пар конденсируется при  $T_s = const$  [2].

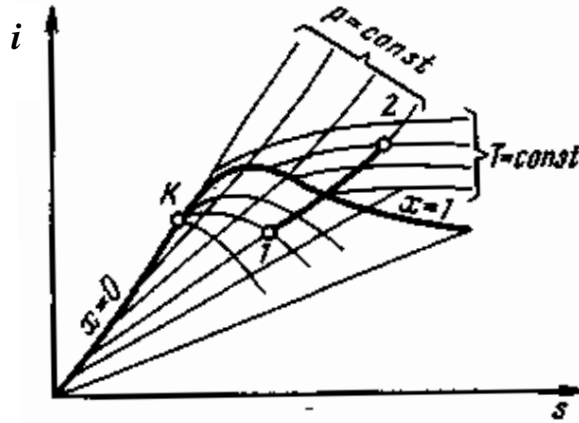


Рисунок 1.11 – Изобарный процесс водяного пара

Полученная в процессе теплота равна разности энтальпий [2]:

$$q = i_2 - i_1. \quad (1.66)$$

Работа процесса подсчитывается по формуле [2]

$$l = p(v_2 - v_1). \quad (1.67)$$

**Изотермический процесс** (рисунок 1.12). Внутренняя энергия водяного пара в процессе  $T = const$  не остается постоянной (как у идеального газа), так как изменяется ее потенциальная составляющая. Величина  $\Delta u$  находится по формуле (1.64) [2].

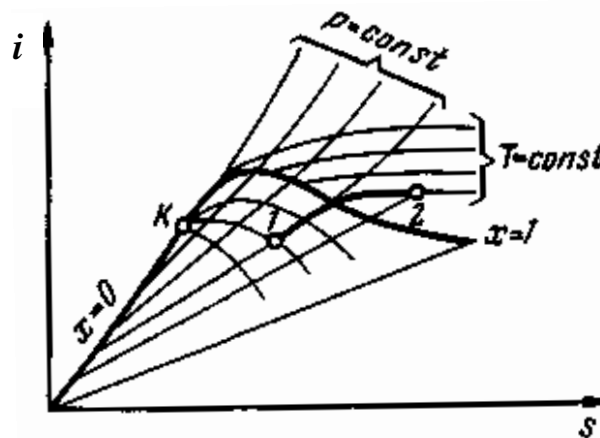


Рисунок 1.12 – Изотермический процесс водяного пара

Количество полученной в изотермическом процессе теплоты равно [2]

$$q = T(s_2 - s_1). \quad (1.68)$$

Работа расширения определяется из первого закона термодинамики [2]:

$$l = q - \Delta u. \quad (1.69)$$

**Адиабатный процесс** (рисунок 1.13). При адиабатном расширении давление и температура пара уменьшаются и перегретый пар становится сначала сухим, а затем влажным. Работа адиабатного процесса определяется выражением [2]

$$l = -\Delta u = u_1 - u_2 = (i_1 - p_1 v_1) - (i_2 - p_2 v_2). \quad (1.70)$$

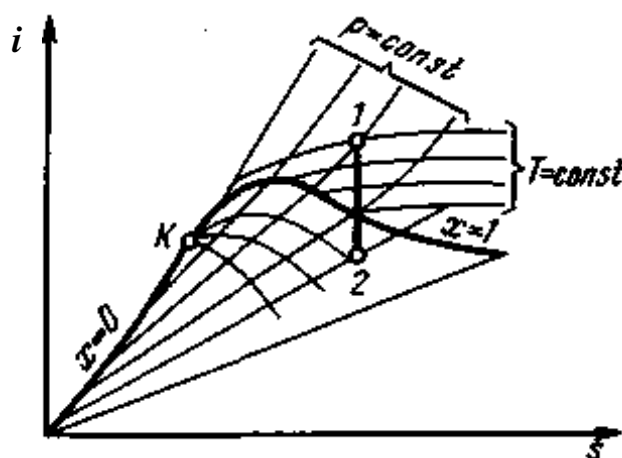


Рисунок 1.13 – Адиабатный процесс водяного пара

### 1.10.3 Смеси идеальных газов

Все зависимости, полученные выше для идеальных газов, справедливы и для их смесей, если в них подставлять газовую постоянную, молекулярную массу и теплоемкость смеси [2].

**Закон Дальтона.** В инженерной практике часто приходится иметь дело с газообразными веществами, близкими по свойствам к идеальным газам и представляющими собой механическую смесь отдельных компонентов различных газов, химически не реагирующих между собой. Это так называемые газовые смеси. В качестве примера можно назвать продукты сгорания топлива в двигателях внутреннего сгорания, топках печей и паровых котлов, влажный воздух в сушильных установках и т.п. [2].

Основным законом, определяющим поведение газовой смеси, является закон Дальтона: **полное давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений всех входящих в нее компонентов** [2]:

$$p = \sum_1^n p_i. \quad (1.71)$$

**Парциальное давление  $p_i$**  – давление, которое имел бы газ, если бы он один при той же температуре занимал весь объем смеси [2].

**Способы задания смеси.** Состав газовой смеси может быть задан массовыми, объемными или мольными долями [2].

**Массовой долей** называется отношение массы отдельного компонента  $M_i$  к массе смеси  $M$  [2]:

$$g_i = M_i / M. \quad (1.72)$$

Очевидно, что  $M = \sum_1^n M_i$  и  $\sum_1^n g_i = 1$ .

Массовые доли часто задаются в процентах. Например, для сухого воздуха  $g_{N_2} \approx 77\%$ ;  $g_{O_2} \approx 23\%$ .

**Объемная доля** представляет собой отношение приведенного объема газа  $V_i$  к полному объему смеси  $V$  [2]:

$$r_i = V_i / V. \quad (1.73)$$

**Приведенным** называется объем, который занимал бы компонент газа, если бы его давление и температура равнялись давлению и температуре смеси [2].

Для вычисления приведенного объема запишем два уравнения состояния  $i$ -го компонента [2]:

$$p_i V = M_i R_i T; \quad (1.74)$$

$$p V_i = M_i R_i T. \quad (1.75)$$

Первое уравнение относится к состоянию компонента газа в смеси, когда он имеет парциальное давление  $p_i$  и занимает полный объем смеси, а второе уравнение – к приведенному состоянию, когда давление и температура компонента равны давлению и температуре смеси,  $p$  и  $T$ . Из уравнений следует, что

$$V_i = V p_i / p. \quad (1.76)$$

Просуммировав соотношение (1.76) для всех компонентов смеси, получим с учетом закона Дальтона  $\sum_1^n V_i = V$ , откуда  $\sum_1^n r_i = 1$ . Объемные доли также часто задаются в процентах. Для воздуха  $r_{N_2} \approx 79\%$ ;  $r_{O_2} \approx 21\%$ .

Иногда бывает удобнее задать состав смеси мольными долями. **Мольной долей** называется отношение количества молей  $N_i$  рассматриваемого компонента к общему количеству молей смеси  $N$  [2].

Пусть газовая смесь состоит из  $N_1$  молей первого компонента,  $N_2$  молей второго компонента и т. д. Число молей смеси  $N = \sum_1^n N_i$ , а мольная доля компонента будет равна  $N_i/N$  [2].

В соответствии с законом Авогадро объемы моля любого газа при одинаковых  $p$  и  $T$ , в частности при температуре и давлении смеси, в идеальном газовом состоянии одинаковы. Поэтому приведенный объем любого компонента может быть вычислен как произведение объема моля  $V_\mu$  на число молей этого компонента, т. е.  $V_i = V_\mu N_i$ , а объем смеси – по формуле  $V = V_\mu N$ . Тогда  $V_i/V = r_i = N_i/N$ , и, следовательно, задание смеси идеальных газов мольными долями равнозначно заданию ее объемными долями [2].

**Газовая постоянная смеси газов.** Учитывая (1.72), просуммировав уравнения (1.74) для всех компонентов смеси, получим  $V \cdot \sum_1^n p_i = \sum_1^n g_i M R_i T$ . Учитывая (1.71), можно записать [2]

$$pV = M R_{CM} T, \quad (1.77)$$

где

$$R_{CM} = \sum_1^n g_i R_i. \quad (1.78)$$

Из уравнения (1.77) следует, что смесь идеальных газов также подчиняется уравнению Клапейрона.

Поскольку в соответствии с (1.11)  $R_i = 8314,2/\mu_i$ , то из (1.78) следует, что газовая постоянная смеси [Дж/(кг·К)] имеет вид [2]

$$R_{CM} = 8314,2 \sum_1^n g_i / \mu_i. \quad (1.79)$$

**Кажущаяся молекулярная масса смеси.**

Выразим формально газовую постоянную смеси  $R_{CM}$  по формуле (1.11), введя кажущуюся молекулярную массу смеси  $\mu_{CM}$ :

$$R_{CM} = 8314,2 / \mu_{CM}. \quad (1.80)$$

Сравнивая правые части соотношений (1.79) и (1.80), найдем

$$\mu_{CM} = \frac{1}{\sum_1^n g_i / \mu_i}. \quad (1.81)$$

Из определения массовых долей следует, что

$$g_i = M_i / M = \mu_i N_i / (\mu_{CM} N) = \mu_i r_i / \mu_{CM}. \quad (1.82)$$

Просуммировав это соотношение для всех компонентов и учитывая, что  $\sum_1^n g_i = 1$ , получим выражение для кажущейся молекулярной массы смеси, заданной объемными долями [2]:

$$\mu_{CM} = \sum_1^n r_i \mu_i. \quad (1.83)$$

**Соотношение между объемными и массовыми долями.** Учитывая (1.83), получаем [2]

$$g_i = \mu_i r_i / \sum_1^n r_i \mu_i. \quad (1.84)$$

Поскольку  $r_i = V_i / V = N_i / N = N_i / \sum_1^n N_i$ , то

$$r_i = \frac{M_i / \mu_i}{\sum_1^n M_i / \mu_i}.$$

Разделив числитель и знаменатель этой формулы на массу смеси  $M$ , получим

$$r_i = \frac{g_i / \mu_i}{\sum_1^n g_i / \mu_i}. \quad (1.85)$$

**Теплоемкость смесей идеальных газов.** Если смесь газов задана массовыми долями, то ее массовая теплоемкость  $c$  определяется как сумма произведений массовых долей на массовую теплоемкость каждого компонента, т.е. [2]

$$c_P = \sum_1^n g_i c_{Pi}; \quad c_V = \sum_1^n g_i c_{Vi}. \quad (1.86)$$

При задании смеси объемными долями объемная теплоемкость смеси [2]

$$c'_P = \sum_1^n r_i c'_{Pi}; \quad c'_V = \sum_1^n r_i c'_{Vi}. \quad (1.87)$$

Аналогично мольная теплоемкость смеси равна произведению объемных долей на мольные теплоемкости составляющих смесь газов [2]:

$$\mu c_P = \sum_1^n r_i (\mu c_P)_i; \quad \mu c_V = \sum_1^n r_i (\mu c_V)_i. \quad (1.88)$$

#### 1.10.4 Влажный воздух

В сушильной технике в качестве рабочего тела широко используют **влажный воздух**, представляющий собой смесь сухого воздуха и водяного пара.

Содержание водяного пара в атмосферном воздухе зависит от метеорологических условий, а также от наличия источников испарения воды и колеблется в широких пределах: от малых долей до 4 % (по массе). Смесь сухого воздуха и насыщенного водяного пара называется **насыщенным влажным воздухом**. Смесь сухого воздуха и перегретого водяного пара называется **ненасыщенным влажным воздухом**. Температура, до которой необходимо охлаждать ненасыщенный влажный воздух, чтобы содержащийся в нем перегретый пар стал насыщенным, называется **температурой точки росы**. При дальнейшем охлаждении влажного воздуха (ниже температуры точки росы) происходит конденсация водяного пара. Поэтому температуру точки росы часто используют как меру содержания в воздухе воды в парообразном состоянии [2].

Обычно к влажному воздуху применяют уравнения для идеальных газовых смесей. Так как в процессах сушки количество водяного пара в воздухе может меняться, а количество сухого воздуха остается постоянным, то целесообразно относить все величины к 1 кг сухого воздуха (а не смеси) [2].

**Влагосодержание, абсолютная и относительная влажность.** Масса пара в 1 м<sup>3</sup> влажного воздуха, численно равная плотности пара  $\rho_{II}$  при парциальном давлении  $p_{II}$ , называется **абсолютной влажностью**. Отношение действительной абсолютной влажности воздуха  $\rho_{II}$  к максимально возможной абсолютной влажности  $\rho_S$  при той же температуре называют **относительной влажностью** и обозначают через  $\varphi$  [2]:

$$\varphi = \rho_{II} / \rho_S = p_{II} / p_S, \quad (1.89)$$

где  $p_{II}$  – парциальное давление водяного пара во влажном воздухе;  $p_S$  – максимально возможное парциальное давление водяного пара при данной температуре.

Величина  $\varphi$  выражается в процентах или относительных единицах. Поскольку  $0 \leq p \leq p_s$ , то  $0 \leq \varphi \leq 100\%$  (или соответственно  $0 \leq \varphi \leq 1$ ). Для сухого воздуха  $\varphi = 0$ , для насыщенного  $\varphi = 100\%$ .

Относительная влажность сама по себе полностью не характеризует содержание пара во влажном воздухе, нужно еще знать температуру влажного воздуха, однозначно определяющую величину  $p_s$  [2].

Отношение массы водяного пара  $M_{II}$ , содержащегося во влажном воздухе, к массе сухого воздуха  $M_B$  называется влагосодержанием воздуха и измеряется в килограммах на килограмм [2]:

$$x = M_{II} / M_B. \quad (1.90)$$

Определяя массы сухого воздуха и водяного пара из уравнения состояния идеального газа, преобразуем выражение (1.90) к виду [2]

$$x = \frac{p_{II}V}{R_{II}T} : \frac{p_B V}{R_B T} = \frac{R_B p_{II}}{R_{II} p_B} = \frac{\mu_{II} p_{II}}{\mu_B (p - p_{II})}. \quad (1.91)$$

Например, если  $p_{II} = \varphi p_s$ ;  $\mu_{II} = 18,06$  кг/кмоль и  $\mu_B = 29,04$  кг/кмоль, то

$$x = \frac{18,06}{29,04} \frac{\varphi p_s}{p - \varphi p_s} = 0,622 \frac{\varphi p_s}{p - \varphi p_s}. \quad (1.92)$$

Максимально возможное влагосодержание достигается при полном насыщении воздуха водяными парами ( $\varphi = 1$ ) [2]:

$$x_{МАКС} = 0,622 \frac{p_s}{p - p_s}. \quad (1.93)$$

Если давление насыщенного пара становится равным внешнему давлению  $p$ , что достигается при температуре кипения, то  $x = \infty$ .

**Теплоемкость и энтальпия влажного воздуха.** Изобарную теплоемкость влажного воздуха  $c_p$  обычно относят к 1 кг сухого воздуха, т.е. к  $(1 + x)$  кг влажного воздуха. Она равна сумме теплоемкостей 1 кг сухого воздуха и  $x$  кг пара [2]:

$$c_p = c_{pB} + x c_{pII}. \quad (1.94)$$

В приближенных термодинамических расчетах процессов с влажным воздухом в небольшом диапазоне температур можно применять удельную изобарную теплоемкость сухого воздуха  $c_{pB} = 1$  кДж/(кг·К) = *const*, удельную изобарную теплоемкость водяного пара  $c_{pII} \approx 2$  кДж/(кг·К) = *const*. В этом случае, выражая теплоемкость в кДж/(кг·К), получаем [2]

$$c_p = 1 + 2x. \quad (1.95)$$

Энтальпия влажного воздуха определяется как энтальпия газовой смеси, состоящей из 1 кг сухого воздуха и  $x$  кг водяного пара, т.е. [2]

$$i = i_B + x i_{II}. \quad (1.96)$$

Энтальпия 1 кг сухого воздуха, кДж/кг,

$$i_B = c_{pB} t = 1 \cdot t. \quad (1.97)$$

Энтальпия 1 кг пара, кДж/кг, достаточно точно может быть вычислена по формуле, в которой теплота испарения воды при 0 °С принята равной 2500 кДж/кг, а теплоемкость пара 2 кДж/(кг·К) [2]:

$$i_{II} = 2500 + 2t. \quad (1.98)$$

Тогда

$$i = t + (2500 + 2t)x. \quad (1.99)$$

Для определения удельного влагосодержания в воздухе при выполнении тепловых расчетов удобно пользоваться диаграммой Рамзина, так называемой  $i - x$  ( $d$ ) диаграммой (во многих источниках по теплотехнике для обозначения удельного влагосодержания вместо символа  $x$  используется символ  $d$ ), представленной на рисунке 1.14 [4].

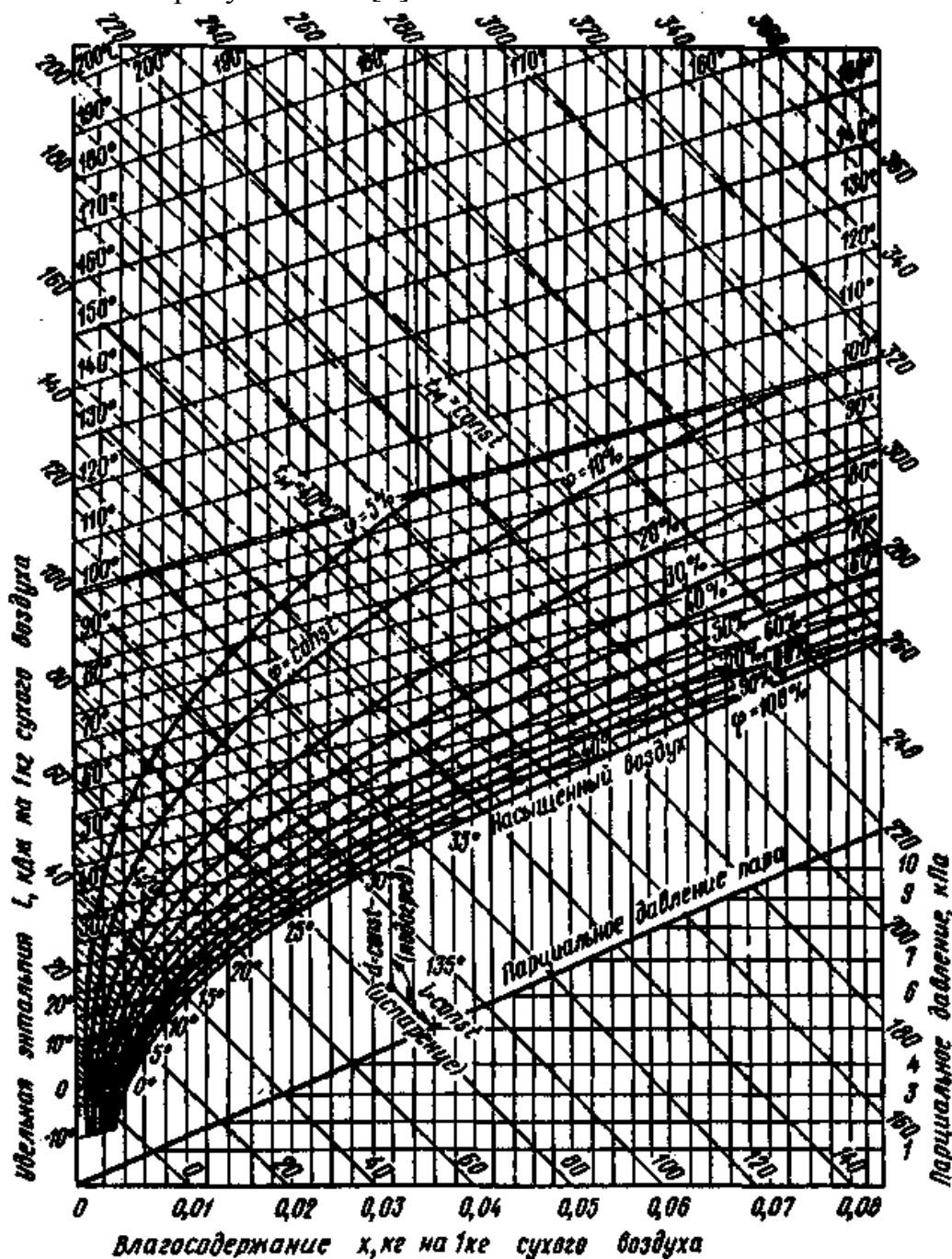


Рисунок 1.14 – Диаграмма Рамзина  $i - x$  ( $d$ )



## 1.11 Особенности термодинамики открытых систем

### 1.11.1 Уравнение первого закона термодинамики для потока

Как указывалось выше, под открытыми понимаются термодинамические системы, которые кроме обмена теплотой и работой с окружающей средой допускают также и обмен массой. В технике широко используются процессы преобразования энергии в потоке, когда рабочее тело перемещается из области с одними параметрами ( $p_1, v_1$ ) в область с другими ( $p_2, v_2$ ). Это, например, расширение пара в турбинах, сжатие газов в компрессорах [2].

Будем рассматривать лишь **одномерные стационарные потоки**, в которых параметры зависят только от одной координаты, совпадающей с направлением вектора скорости, и не зависят от времени. Условие неразрывности течения в таких потоках заключается в одинаковости массового расхода  $m$  рабочего тела в любом сечении [2]:

$$m = Fc / v = const, \quad (1.100)$$

где  $F$  – площадь поперечного сечения канала;  $c$  – скорость рабочего тела.

Рассмотрим термодинамическую систему, представленную схематически на рисунке 1.15 [2].

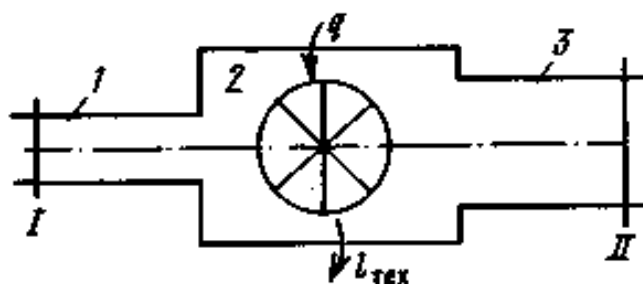


Рисунок 1.15 – Открытая термодинамическая система

По трубопроводу 1 рабочее тело с параметрами  $T_1, p_1, v_1$  подается со скоростью  $c_1$  в тепломеханический агрегат 2 (двигатель, паровой котел, компрессор и т.д.). Здесь каждый килограмм рабочего тела в общем случае может получать от внешнего источника теплоту  $q$  и совершать техническую работу  $l_{TECH}$  (т.е. работу, отбираемую из потока или подводимую к нему за счет каких-либо технических устройств), например, приводя в движение ротор турбины, а затем удаляется через выхлопной патрубок 3 со скоростью  $c_2$ , имея параметры  $T_2, p_2, v_2$  [2].

Если в потоке мысленно выделить замкнутый объем рабочего тела и наблюдать за изменением его параметров в процессе перемещения, то для описания его поведения будут пригодны все полученные выше термодинамические соотношения и, в частности, первый закон термодинамики в обычной записи [2]:

$$q = \Delta u + l.$$

Работа расширения  $l$  совершается рабочим телом на поверхностях, ограничивающих выделенный движущийся объем, т. е. на стенках агрегата и границах, выделяющих этот объем в потоке. Часть стенок агрегата неподвижна, и работа расширения на них равна нулю. Другая часть стенок специально делается

подвижной (рабочие лопатки в турбине и компрессоре, поршень в поршневой машине), и рабочее тело совершает на них техническую работу  $l_{ТЕХ}$ .

При входе рабочее тело вталкивается в агрегат. Для этого нужно преодолеть давление  $p_1$ . Поскольку  $p_1 = const$ , то каждый килограмм рабочего тела может занять объем  $v_1$  лишь при затрате работы, равной  $l_{ВТ} = -p_1 v_1$ .

Для того чтобы выйти в трубопровод 3, рабочее тело должно вытолкнуть из него такое же количество рабочего тела, ранее находившегося в нем, преодолев давление  $p_2$ , т.е. каждый килограмм, занимая объем  $v_2$ , должен произвести определенную работу выталкивания  $l_{ВЫТ} = p_2 v_2$  [2].

Сумма  $l_B = p_2 v_2 - p_1 v_1$  называется **работой вытеснения**.

Если скорость  $c_2$  на выходе больше, чем  $c_1$  на входе, то часть работы расширения будет затрачена на увеличение кинетической энергии рабочего тела в потоке, равное  $c_2^2/2 - c_1^2/2$  [2].

Наконец, в неравновесном процессе некоторая работа  $l_{ТР}$  может быть затрачена на преодоление сил трения. Окончательно [2]

$$l = l_{ТЕХ} + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + (c_2^2/2 - c_1^2/2) + l_{ТР}. \quad (1.101)$$

Теплота, сообщенная каждому килограмму рабочего тела во время прохождения его через агрегат, складывается из теплоты  $q_{ВНЕШ}$ , подведенной снаружи, и теплоты  $q_{ТР}$ , в которую переходит работа трения внутри агрегата, т.е. [2]

$$q = q_{ВНЕШ} + q_{ТР}.$$

Подставив полученные значения  $q$  и  $l$  в уравнение первого закона термодинамики, получим  $q_{ВНЕШ} + q_{ТР} = u_2 - u_1 + l_{ТЕХ} + p_2 v_2 - p_1 v_1 + c_2^2/2 - c_1^2/2 + l_{ТР}$ .

Поскольку теплота трения равна работе трения  $q_{ТР} = l_{ТР}$ , а  $u + pv = i$ , окончательно запишем: [2]

$$q_{ВНЕШ} = i_2 - i_1 + l_{ТЕХ} + (c_2^2 - c_1^2)/2. \quad (1.102)$$

Это и есть выражение первого закона термодинамики для потока, который можно сформулировать так: **теплота, подведенная к потоку рабочего тела извне, расходуется на увеличение энтальпии рабочего тела, производство технической работы и увеличение кинетической энергии потока** [2].

В дифференциальной форме уравнение (1.102) записывается в виде

$$dq_{ВНЕШ} = \Delta i + dl_{ТЕХ} + \Delta(c^2/2). \quad (1.103)$$

Оно справедливо как для равновесных процессов, так и для течений, сопровождающихся трением [2].

Применим первый закон термодинамики к различным типам тепломеханического оборудования.

**Теплообменный аппарат** (устройство, в котором теплота от жидкой или газообразной среды передается другой среде). Для него  $l_{ТЕХ} = 0$ , а  $(c_2^2 - c_1^2) \ll q_{ВНЕШ}$ , поэтому [2]

$$q_{ВНЕШ} = i_2 - i_1 = \Delta i. \quad (1.104)$$

Следует подчеркнуть, что для теплообменника, установленного в потоке, это выражение справедливо не только в изобарном процессе, но и в процессе с трением, когда давление среды уменьшается из-за сопротивления [2].

**Тепловой двигатель.** Обычно  $(c_2^2 - c_1^2) \ll l_{ТЕХ}$ , а  $q_{ВНЕШ} = 0$ , поэтому рабочее тело производит техническую работу за счет уменьшения энтальпии [2]:

$$l_{ТЕХ} = i_1 - i_2. \quad (1.105)$$

Величину  $-i_1 - i_2$  называют **располагаемым теплоперепадом**.

**Компрессор.** Если процесс сжатия газа в компрессоре происходит без теплообмена с окружающей средой ( $q_{ВНЕШ} = 0$ ) и  $c_1 = c_2$ , что всегда можно обеспечить надлежащим выбором сечений всасывающего и нагнетательного воздухопроводов, то [2]

$$l_{ТЕХ} = i_1 - i_2. \quad (1.106)$$

В отличие от предыдущего случая здесь  $i_1 < i_2$ , т.е. техническая работа в адиабатном компрессоре затрачивается на увеличение энтальпии газа.

**Сопла и диффузоры.** *Специально спрофилированные каналы для разгона рабочей среды и придания потоку определенного направления называются соплами. Каналы, предназначенные для торможения потока и повышения давления, называются диффузорами.* Техническая работа в них не совершается, поэтому уравнение (1.103) приводится к виду  $dq_{ВНЕШ} = \Delta i + \Delta(c^2/2)$  [2].

С другой стороны, для объема рабочего тела, движущегося в потоке без трения, применимо выражение первого закона термодинамики для закрытой системы  $dq_{ВНЕШ} = \Delta i - vdp$  [2].

Приравняв правые части двух последних уравнений, получим [2]

$$cdc = -vdp. \quad (1.107)$$

Из (1.107) видно, что  $dc$  и  $dp$  всегда имеют противоположные знаки. Следовательно, увеличение скорости течения в канале ( $dc > 0$ ) возможно лишь при уменьшении давления в нем ( $dp < 0$ ). Наоборот, торможение потока ( $dc < 0$ ) сопровождается увеличением давления ( $dp > 0$ ) [2].

### 1.11.2 Эксергия потока рабочего тела

Определим возможный равновесный путь перехода рабочего тела в потоке из начального состояния  $1$  с давлением  $p_1$  и температурой  $T_1$  в конечное состояние  $0$  с давлением  $p_0$  и температурой  $T_0$  окружающей среды (рисунок 1.16) [2].

Так как рассматриваемая система содержит только один источник теплоты (окружающую среду с неизменной температурой  $T_0$ ), то равновесный процесс можно представить себе либо при отсутствии теплообмена между потоком и средой (адиабатное расширение или сжатие), либо при наличии теплообмена между потоком и средой, но обязательно при температуре  $T_0$  (изотермическое расширение или сжатие). Во всех остальных процессах неизбежно будет иметь место теплообмен между рабочим телом и средой при конечной разности температур и равновесный переход станет невозможным. Это значит, что единствен-

ным возможным путем перехода к равновесию с окружающей средой является адиабатное расширение до  $p_2, T_0$  и последующее изотермическое расширение (или сжатие, если точка 2 окажется правее точки 0) до  $p_0, T_0$  [2].

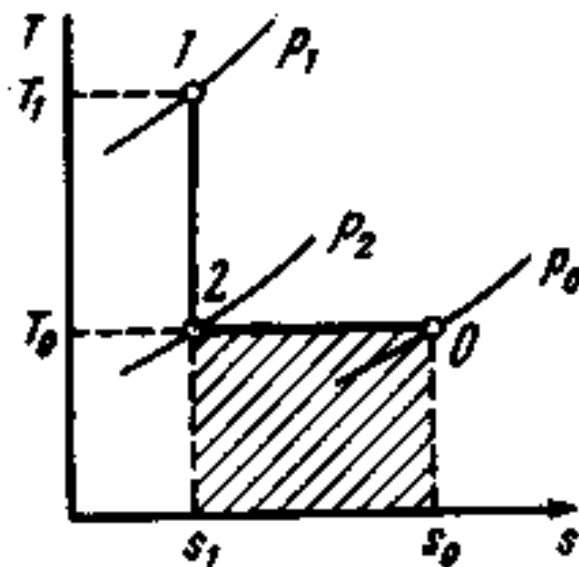


Рисунок 1.16 – К определению эксергии потока рабочего тела

В последнем процессе рабочее тело отнимает от среды теплоту  $q_0 = T_0(s_0 - s_2)$ . На рисунке 1.16 она изображена заштрихованной площадкой. Так как 1-2 – адиабата, то  $s_2 = s_1$ . Тогда  $q_0 = T_0(s_0 - s_1)$  [2].

Согласно уравнению первого закона термодинамики для потока (1.102) в случае, когда ( $q_{ВНЕШ} = q_0$ ) и  $c_1 = c_2$  (поскольку процессы равновесны),  $q = i_0 - i_1 + l_{ТЕХ}^{МАКС}$  [2].

Подставив выражение для  $q$  в предыдущую формулу, получим [2]

$$e = l_{ТЕХ}^{МАКС} = i_1 - i_0 - T_0(s_1 - s_0). \quad (1.108)$$

Величина  $l_{ТЕХ}^{МАКС}$  есть максимальная удельная техническая работа, которую может совершить рабочее тело в потоке в процессе равновесного перехода из состояния  $p_1, T_1$ , в котором энтропия равна  $s_1$ , а энтальпия  $i_1$ , в состояние  $p_0, T_0$  с энтропией  $s_0$  и энтальпией  $i_0$ . Она называется **максимальной работоспособностью** или **эксергией** потока рабочего тела и обозначается буквой  $e$  [2].

Из изложенного ясно, что эксергия, т. е. максимальная работа, которую можно получить от рабочего тела в потоке, как правило, не равна располагаемому теплоперепаду  $i_1 - i_0$ . В некоторых случаях, как в изображенном на рисунке 1.16 примере, она оказывается больше располагаемого теплоперепада за счет теплоты, отбираемой рабочим телом от окружающей среды. В других случаях (когда  $s_0 < s_1$ ) она будет меньше, чем  $i_1 - i_0$  [2].

Для количественной оценки степени термодинамического совершенства теплового двигателя используется **эксергетический КПД**, который имеет вид [2]

$$\eta_{ЭКС} = l_{ТЕХ} / (e_{ВХ} + e_q - s_{ВЫХ}). \quad (1.109)$$

где  $e_{ВХ}$  и  $e_{ВЫХ}$  – соответственно эксергия потока на входе и выходе, определяемые по выражению (1.108);  $e_q = q(1 - T_0 / T_{ИСТ})$  – эксергия источника теплоты с температурой  $T_{ИСТ}$ ;  $q$  – количество энергии, подводимой от источника теплоты [2].

## 2 ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

### 2.1 Общие сведения

**Теплообмен** – самопроизвольный необратимый процесс переноса теплоты от более нагретых тел (или участков тел) к менее нагретым [4].

**Теплота** (количество теплоты) – энергетическая характеристика процесса теплообмена, которая определяется количеством энергии, отдаваемой или получаемой телом в процессе теплообмена [4].

К теплообменным относятся такие технологические процессы, скорость которых определяется скоростью подвода или отвода теплоты: нагревание, испарение (в том числе выпаривание), охлаждение, конденсация. Аппараты, в которых проводят эти процессы, называют теплообменными.

**Теплоноситель** – движущаяся среда (газ, пар, жидкость), используемая для переноса теплоты [4].

**Теплоотдача** – теплообмен между теплоносителем и окружающей средой (два теплоносителя) [4].

**Теплопередача** – теплообмен между двумя теплоносителями через разделяющую их твердую стенку (как минимум три теплоносителя) [4].

В процессах теплопередачи участвует не менее двух сред (веществ) с различными температурами. Среда с более высокой температурой, отдающая при теплообмене теплоту, называется горячим теплоносителем, среда с более низкой температурой, воспринимающая теплоту, называется холодным теплоносителем (хладагентом).

При *установившемся* (стационарном) процессе теплопередачи поле температур в аппарате не изменяется во времени. При *неустановившемся* (нестационарном) процессе температуры изменяются во времени.

Связь между количеством передаваемой теплоты и площадью поверхности теплообмена определяется **основным уравнением теплопередачи** [4]

$$dQ = KF \Delta t_{CP} d\tau, \quad (2.1)$$

которое для установившегося процесса имеет вид [4]

$$Q = KF \Delta t_{CP} \tau, \quad (2.2)$$

где  $dQ$  – количество переданной теплоты;  $K$  – коэффициент теплопередачи между средами;  $F$  – площадь поверхности теплообмена;  $\Delta t_{CP}$  – усредненная разность температур между средами – движущая сила процесса;  $d\tau$  – продолжительность процесса.

Коэффициент теплопередачи показывает, какое количество теплоты (в кДж) передается от одного теплоносителя к другому через разделяющую стенку площадью  $1 \text{ м}^2$  в течение  $1 \text{ ч}$  при разности температур между теплоносителями  $1 \text{ К}$  [4].

Площадь поверхности теплообмена (теплопередачи) аппарата определяется по формуле [4]

$$F = \frac{Q}{K\Delta t_{CP}} \quad (2.3)$$

Передача теплоты может осуществляться теплопроводностью, тепловым излучением (радиацией) и конвекцией.

## 2.2 Теплопроводность

**Теплопроводностью** [1, 2] называется процесс переноса тепловой энергии от более нагретых участков тела к менее нагретым в результате теплового движения и взаимодействия микрочастиц.

**Основной закон теплопроводности (закон Фурье)** [4]: количество теплоты  $dQ$ , переданное теплопроводностью, пропорционально градиенту температуры  $\partial t / \partial l$ , времени  $d\tau$  и площади сечения  $dF$ , перпендикулярного направлению теплового потока:

$$dQ = -\lambda[\partial t / \partial l]dFd\tau, \quad (2.4)$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности среды, Вт/(м·К).

**Дифференциальное уравнение теплопроводности**, называемое также **уравнением Фурье** [4], описывает процесс распространения теплоты в среде. Его выводят на основе закона сохранения энергии и записывают в следующем виде [4]:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho} \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right), \quad (2.5)$$

где  $\lambda/(c\rho) = a$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/ч или м<sup>2</sup>/с;  $c$  – удельная теплоемкость материала, кДж/(кг·К);  $\rho$  – плотность материала, кг/м<sup>3</sup>.

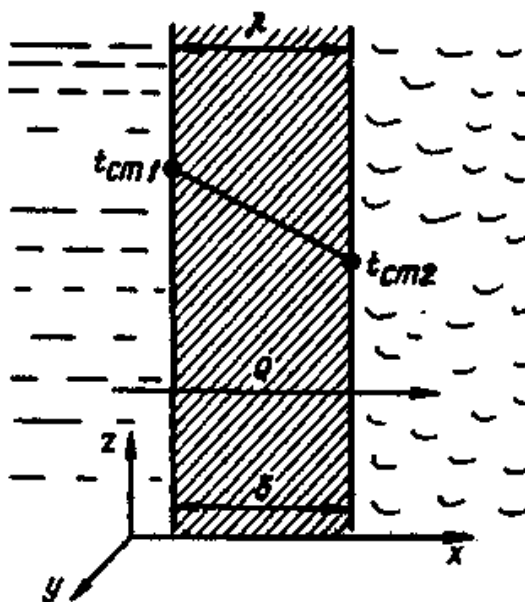


Рисунок 2.1 – Схема процесса передачи теплоты через плоскую стенку теплопроводностью

Пусть температура стенки со стороны горячего теплоносителя равна  $t_{CT1}$ , а со стороны холодного –  $t_{CT2}$ ; теплопроводность материала стенки  $\lambda$ ; толщина стенки  $\delta$ . Как видно из рисунка 2.1, температурное поле одномерно и температуры изменяются только в направлении оси  $x$  [4].

Уравнение, описывающее теплопроводность плоской стенки при установившемся режиме, имеет вид [4]

$$Q = \frac{\lambda}{\delta}(t_{CT1} - t_{CT2})F\tau, \quad (2.6)$$

где  $\lambda/\delta$  – тепловая проводимость стенки.

Величина, обратная тепловой проводимости стенки,  $(\delta/\lambda)$  называется термическим сопротивлением стенки.

В случае двухслойной стенки, например эмалированной, или многослойной, можно аналогично получить [4]

$$Q = \sum_1^n \frac{\lambda_i}{\delta_i}(t_{CT1} - t_{CT2})F\tau. \quad (2.7)$$

где  $n$  – количество слоев стенки.

### 2.3 Конвективный теплообмен (теплоотдача)

**Теплоотдачей** называется процесс теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой [4]. Схема конвективного теплообмена приведена на рисунке 2.2.

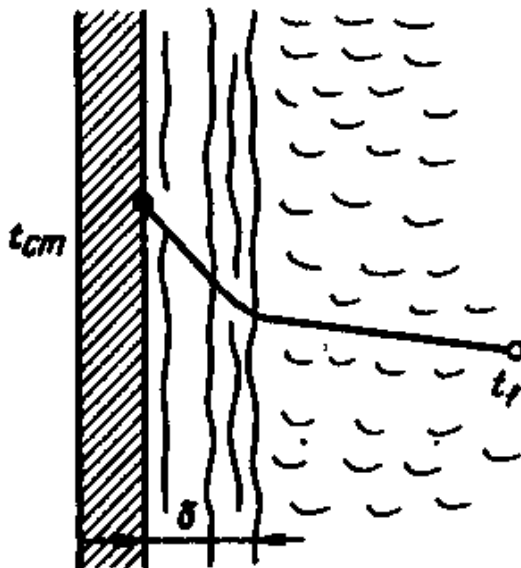


Рисунок 2.2 – Схема конвективного теплообмена

Интенсивность теплоотдачи характеризуется коэффициентом теплоотдачи  $\alpha$ , равным отношению плотности теплового потока на поверхности раздела к температурному напору между поверхностью теплообмена и средой (теплоносителем).

**Основной закон теплоотдачи (закон Ньютона)** [4]: количество теплоты  $dQ$ , переданное от поверхности теплообмена к потоку жидкости (газа) или от

потока к поверхности теплообмена, прямо пропорционально площади поверхности теплообмена  $F$ , разности температур поверхности  $t_{CT}$  и ядра потока  $t_f$  (или наоборот) и продолжительности процесса  $d\tau$ :

$$\left. \begin{aligned} dQ &= \alpha(t_{CT} - t_f)F d\tau; \\ dQ &= \alpha(t_f - t_{CT})F d\tau, \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

где  $\alpha = \frac{Q}{F\Delta t}$  – коэффициент теплоотдачи  $\left[ \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}} \right]$ , который показывает, какое количество теплоты передается от теплообменной поверхности с  $F=1 \text{ м}^2$  к омывающему ее потоку или от потока к поверхности теплообмена, в единицу времени (1 ч) при разности температур  $\Delta t$  поверхности теплообмена и ядра потока в 1 К.

Рассмотрим процесс конвективного теплообмена между стенкой аппарата и потоком жидкости (см. рисунок 2.2). В данном случае поток жидкости можно рассматривать как двухслойную систему, состоящую из пограничного слоя толщиной  $\delta$  и ядра потока, в котором происходит интенсивное перемешивание частиц жидкости при турбулентном режиме. Теплота от стенки аппарата через пограничный слой распространяется теплопроводностью, которая описывается законом Фурье (2.4). Это же количество теплоты, описываемое законом Ньютона (2.8), распространяется в ядре потока. Приравнивая эти уравнения, получим уравнение, характеризующее условия на границе [4]:

$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial l} = \alpha(t_{CT} - t_f).$$

## 2.4 Тепловое излучение (радиация)

Из всей лучистой энергии, которая попадает на поверхность тела, часть ее поглощается телом, часть отражается, а часть проходит через тело. Закономерности теплового излучения описываются законами Стефана – Больцмана, Кирхгофа и Ламберта.

**Закон Стефана – Больцмана** устанавливает зависимость между лучеиспускательной способностью тела  $E$ , количеством энергии  $Q$ , излученной телом в течение 1 ч, площадью поверхности тела  $F$  [4]:

$$E = Q / F. \quad (2.9)$$

Энергия излучения зависит от длины волн  $\lambda$  и температуры  $T$  [1].

Связь между лучеиспускаемой способностью и температурой абсолютно черного тела выражается соотношением [4]

$$E_0 = K_0 T^4, \quad (2.10)$$

где  $K_0$  – константа излучения абсолютно черного тела,  $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ ;  $K_0 = (4,19 \dots 5,67) \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ .

Для практических расчетов [4]

$$E_0 = C_0 \left( \frac{T}{100} \right)^4, \quad (2.11)$$



где  $C_0$  – коэффициент излучения абсолютно черного тела, Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>);  $C_0 = 5,67$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>).

Закон Стефана – Больцмана применим не только к абсолютно черным телам. Для реальных тел он имеет вид [4]

$$E = C \left( \frac{T}{100} \right)^4, \quad (2.12)$$

где  $C$  – коэффициент излучения серых тел, Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>).

Значение  $C$  всегда меньше значения  $C_0$  и может изменяться от 0 до 5,67 Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>).

Отношение  $C/C_0 = \varepsilon$ , которое изменяется в пределах 0...1, называется относительной излучательной способностью или степенью черноты тела. С учетом этого закон теплового излучения серых тел запишется в виде [4]

$$E = \varepsilon C_0 \left( \frac{T}{100} \right)^4. \quad (2.13)$$

**Закон Кирхгофа** устанавливает соотношение между лучеиспускательной и поглотительной способностями тел. Он выражается соотношениями [4]:

$$E - E_0 Q_A / Q = 0; \quad E = E_0 Q_A / Q; \quad E_0 = EQ / Q_A, \quad (2.14)$$

где  $Q$  и  $Q_A$  – количество энергии, излученной и поглощенной телом соответственно.

Данный закон формулируется так: *отношение лучеиспускательной способности тел и их поглотительной способности равно лучеиспускательной способности абсолютно черного тела при той же температуре и зависит только от температуры.*

**Закон Ламберта** выражает изменение интенсивности излучения по различным направлениями в виде [4]

$$dQ = (1/\pi) E d\psi \cos \varphi dF_1, \quad (2.15)$$

где  $d\psi$  – телесный угол, под которым виден элемент  $dF_2$  из элемента  $dF_1$ ;  $\varphi$  – угол, образованный прямой, соединяющий элементы  $dF_1$  и  $dF_2$ , и нормалью к элементу  $dF_1$ .

## 2.5 Связь коэффициентов теплоотдачи и теплопередачи. Движущая сила теплообменных процессов

На рисунке 2.3 изображена схема процесса теплопередачи между теплоносителями, разделенными стенкой [4].

На данной схеме обозначены: направление теплового потока  $Q$ ; температуры горячего и холодного теплоносителей –  $t_{f1}$  и  $t_{f2}$  соответственно; температуры поверхностей стенки соответственно  $t_{CT1}$  и  $t_{CT2}$ ; коэффициенты теплоотдачи для горячего теплоносителя  $\alpha_1$  и для холодного  $\alpha_2$ ; толщина стенки  $\delta$ .

При установившемся процессе количество теплоты  $Q$ , передаваемое в единицу времени через площадку  $F$  от ядра потока горячего теплоносителя к стенке, равно количеству теплоты, передаваемому через стенку теплопроводностью

и от стенки к ядру потока холодного теплоносителя. Это количество теплоты можно определить для левой части схемы – по закону Ньютона (второе уравнение выражения (2.8)), для стенки – по закону Фурье (2.6) и для правой – по закону Ньютона (первое уравнение выражения (2.8)). Из сопоставления данных уравнений с основным уравнением теплопередачи (2.2) получим выражение для расчета коэффициента теплопередачи (подробнее см. в источнике [4]).

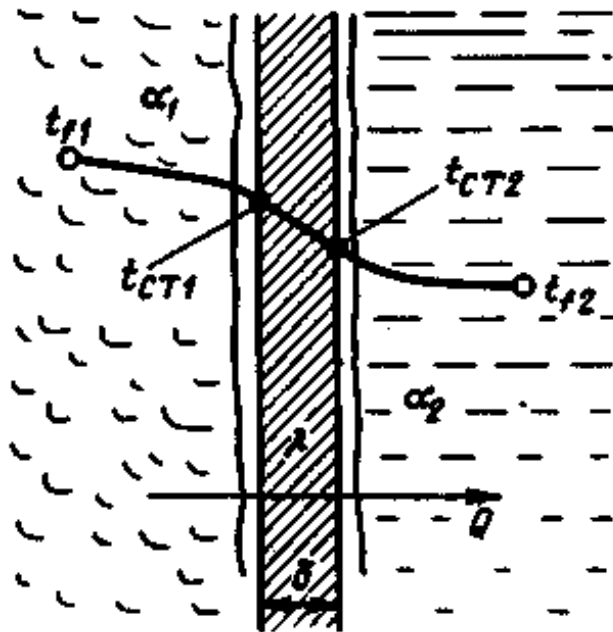


Рисунок 2.3 – Схема процесса теплопередачи

**Коэффициент теплопередачи  $K$**  рассчитывают на основании коэффициентов теплоотдачи, вычисленных по критериальным уравнениям [4]

$$K = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}, \quad (2.16)$$

или

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}. \quad (2.17)$$

Величина  $1/K$ , обратная коэффициенту теплопередачи, называется общим термическим сопротивлением теплопередачи и обозначается  $R$ , ( $R=r_1+r_{CT}+r_2$ ).

Величины  $1/\alpha_1$  и  $1/\alpha_2$  называются частными термическими сопротивлениями  $r_1$  и  $r_2$ , а  $\delta/\lambda$  – термическим сопротивлением стенки  $r_{CT}$ . Из уравнения (2.17) следует, что общее термическое сопротивление теплопередаче равно сумме частных термических сопротивлений теплоотдаче теплоносителей и стенки.

В случае многослойной стенки [4]

$$K = \frac{1}{1/\alpha_1 + \sum_1^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + 1/\alpha_2}, \quad (2.18)$$

где  $n$  – количество слоев стенки;  $i$  – порядковый номер слоя;  $\delta_i$  – толщина  $i$ -го слоя;  $\lambda_i$  – теплопроводность  $i$ -го слоя.

Отметим, что коэффициент теплопередачи всегда меньше минимального коэффициента теплоотдачи.

**Движущая сила теплообменных процессов** – разность температур теплоносителей. Под действием этой разности теплота передается от горячего теплоносителя к холодному.

Движущая сила при теплопередаче между двумя теплоносителями не сохраняет своего постоянного значения, а изменяется вдоль теплообменной поверхности. Например, при прямотоке при входе теплоносителей в теплообменник локальная движущая сила максимальна:  $\Delta t_{max} = t'_1 - t'_2$ , а на выходе из аппарата минимальна:  $\Delta t_{min} = t''_1 - t''_2$ . Такая же картина наблюдается и при противотоке [4]. Поэтому при расчетах процессов теплопередачи, при  $\Delta t_{min}/\Delta t_{max} < 0,5$  пользуются средней логарифмической движущей силой процесса [4]

$$\Delta t_{CP} = \frac{\Delta t_{max} - \Delta t_{min}}{\ln(\Delta t_{max} / \Delta t_{min})} . \quad (2.19)$$

При небольших изменениях температур теплоносителей, когда  $\Delta t_{min}/\Delta t_{max} \geq 0,5$ , среднюю разность температур вычисляют как среднеарифметическую [4]:

$$\Delta t_{CP} = \frac{\Delta t_{max} + \Delta t_{min}}{2} , \quad (2.20)$$

при этом ошибка не превышает 5 %.

В случае, когда  $\Delta t_{min}/\Delta t_{max} \leq 0,22$ , среднюю разность температур вычисляют по формуле [5]:

$$\Delta t_{CP} = 0,5(\Delta t_{max} - \Delta t_{min}) - 0,1(\Delta t_{max} - \Delta t_{min}) . \quad (2.21)$$

При перекрестном и смешанном потоке теплоносителей среднюю движущую силу вычисляют по формуле (2.19), вводя коэффициент  $\varepsilon_{\Delta t}$ :

$$\Delta t_{CP} = \varepsilon_{\Delta t} \frac{\Delta t_{max} - \Delta t_{min}}{\ln(\Delta t_{max} / \Delta t_{min})} , \quad (2.22)$$

который определяется по графикам [4., стр. 228] в зависимости от схемы потоков и соотношения температур теплоносителей.

Приведенные выражения для расчета средней движущей силы теплопередачи справедливы строго только для аппаратов идеального вытеснения. В действительности реальные аппараты по полю температур соответствуют аппаратам промежуточного типа. Поэтому в выражение средней движущей силы следует вводить коэффициент использования движущей силы.

Тогда действительная средняя движущая сила [4]

$$\Delta t_{CP.д} = \frac{1}{E} \Delta t_{CP.в} , \quad (2.23)$$

где  $E$  – коэффициент использования движущей силы, изменяющийся в пределах  $1 \leq E \leq (\Delta t_{CP.в} / \Delta t_{CP.см})$ ;  $\Delta t_{CP.в}$  – средняя движущая сила в аппарате идеального вытеснения, определяемая выражением (2.19);  $\Delta t_{CP.см}$  – средняя движущая сила в аппарате идеального смешения.

## ТЕМАТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ К ТЕСТИРОВАНИЯМ

### ТЕМА №1. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

1. Наука, которая изучает процессы превращения энергии, называется:

**Ответ:** 1) Техническая теплотехника; 2) Термодинамика; 3) Техническая термодинамика.

2. Наука, которая рассматривает закономерности взаимного превращения теплоты в работу, устанавливает взаимосвязь между тепловыми, механическими и химическими процессами, называется:

**Ответ:** 1) Техническая теплотехника; 2) Термодинамика; 3) Техническая термодинамика.

3. Тело или совокупность тел, выделенных из окружающей среды поверхностью (реальной или воображаемой), через которую может осуществляться взаимодействие рассматриваемой системы с окружающей средой, называется:

**Ответ:** 1) Термодинамической системой; 2) Граничными поверхностями; 3) Термодинамическими поверхностями.

4. Совокупность макроскопических тел, обменивающиеся энергией друг с другом и окружающей средой называется:

**Ответ:** 1) Термодинамической системой; 2) Граничными поверхностями; 3) Термодинамическими поверхностями.

5. Система, имеющая оболочку, которая исключает обмен теплотой (теплообмен) с окружающей средой, называется:

**Ответ:** 1) Адиабатной системой; 2) Изохорной системой; 3) Изобарной системой.

6. Система, состоящая из нескольких гомогенных частей (фаз) с различными физическими свойствами, отделенных одна от другой видимыми поверхностями раздела, называется:

**Ответ:** 1) Политропная система; 2) Гетерогенная система; 3) Гомогенная система.

7. Энергетическое изменение системы с течением времени называется:

**Ответ:** 1) Теплопроводным процессом; 2) Термодинамическим процессом; 3) Термостатическим процессом.

8. Совокупность всех свойств термодинамической системы называется:

**Ответ:** 1) Состоянием; 2) Термодинамическим процессом; 3) Комплексом.

9. В выражении  $v = \frac{1}{\rho}$  величина  $v$  называется:

**Ответ:** 1) Объем; 2) Удельный объем; 3) Объемный вес.

10. В выражении  $p = p_A + p_B$  величина  $p_A$  называется:

**Ответ:** 1) Избыточным давлением; 2) Абсолютным давлением; 3) Атмосферным давлением.

11. В выражении  $pV = rT$  величина  $T$  является:

**Ответ:** 1) Относительной температурой; 2) Абсолютной температурой; 3) Разницей температур.

12. В выражении  $pv = RT / \mu$  величина  $R$  равняется:

**Ответ:** 1) 8314,20 мДж/кмоль; 2) 8314,20 кДж/кмоль; 3) 8314,20 Дж/кмоль.

13. Микроскопическая форма обмена внутренней энергией между рассматриваемой системой и окружающей средой представляет собой:

**Ответ:** 1) Теплоту; 2) Теплоемкость; 3) Теплопроводность.

14. Микроскопическая форма обмена внутренней энергией между рассматриваемой системой и окружающей средой представляет собой:

**Ответ:** 1) Теплоту; 2) Теплоемкость; 3) Теплопроводность.

15. В выражении  $dl = pSdx = pdv$  величина  $v$  называется:

**Ответ:** 1) Объем; 2) Удельный объем; 3) Объемный вес.

16. Закон Шарля описывается следующим уравнением:

**Ответ:** 1)  $p = p_0 \cdot (1 + \frac{1}{273}t)$ ; 2)  $V = V_0 \cdot (1 + \frac{1}{273}t)$ ; 3)  $p_1V_1 = p_2V_2$ .

17. Уравнением  $pV^k = const$  описывается:

**Ответ:** 1) Адиабатный процесс; 2) Изохорный процесс; 3) Изобарный процесс.

18. Уравнением  $pV^n = const$  описывается:

**Ответ:** 1) Адиабатный процесс; 2) Политропный процесс; 3) Изобарный процесс.

19. Уравнение Ван-дер-Ваальса выглядит следующим образом:

**Ответ:** 1)  $p + \frac{v^2 a}{V^2} = RT, ;$  2)  $\left[ p + \left( \frac{M}{\mu} \right)^2 \cdot \frac{a}{V^2} \right] \cdot \left( V - \frac{M}{\mu} \cdot b \right) = \frac{M}{\mu} RT, ;$

3)  $\left( p + \frac{v^2 a}{V^2} \right) \cdot \left( \frac{V}{v} - b \right) = RT, .$

20. Уравнение  $c_{T_1}^{T_2} = \frac{c_{T_0}^{T_2}(T_2 - T_0) - c_{T_0}^{T_1}(T_1 - T_0)}{T_2 - T_1}$  предназначено для определения:

**Ответ:** 1) Средней удельной теплоемкости вещества; 2) Средней удельной изохорной теплоемкости вещества; 3) Средней изотермической удельной теплоемкости вещества.

21. Формула Майера выглядит следующим образом:

**Ответ:** 1)  $r = dl_p / dT, ;$  2)  $c_p - c_v = r, ;$  3)  $p_1V_1 = p_2V_2$ .

22. Первый закон термодинамики описывается уравнением:

**Ответ:** 1)  $i = u + pv, ;$  2)  $c_p / c_v = k ;$  3)  $dq = du + dl .$

23. Энтальпия системы описывается уравнением:

**Ответ:** 1)  $i = u + pv, ;$  2)  $c_p / c_v = k ;$  3)  $dq = du + dl .$

24. Изменение энтальпии в любом процессе определяется:

**Ответ:** 1) характером процесса; 2) начальным состоянием; 3) конечным состоянием.

25. Изменение удельной энтальпии в конечном процессе описывается формулой:

**Ответ:** 1)  $\Delta i = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT$ ; 2)  $\Delta i = \int_{T_1}^{T_2} s_p dT$ ; 3)  $\Delta i = \int_{T_2}^{T_1} c_p dT$ .

## ТЕМА №2. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

26. Выражение  $ds = dq/T$  является определением понятия:

**Ответ:** 1) энтальпии; 2) энтропии; 3) эксергии.

27. Величина, изменение которой в элементарном термодинамическом процессе равно отношению количества теплоты, участвующей в этом процессе, к абсолютной температуре, представляет собой:

**Ответ:** 1) энтальпию; 2) эксергию; 3) энтропию.

28. Изменение энтропии в любом термодинамическом процессе определяется как:

**Ответ:** 1)  $\Delta s = \int_1^2 dq/T$ ; 2)  $\Delta s = c_v \ln(T_2/T_1) + r \ln(v_2/v_1)$ ; 3)  $\Delta s = c_v \ln(T_2/T_1)$ .

29. Изменение энтропии в любом процессе определяется:

**Ответ:** 1) характером процесса; 2) начальными параметрами состояния; 3) конечными параметрами состояния.

30. В выражении для определения изменения энтропии  $\Delta s = C \ln(T_2/T_1)$  величина  $C$  – это:

**Ответ:** 1) относительная теплоемкость; 2) абсолютная теплоемкость; 3) удельная теплоемкость.

31. Для анализа различных термодинамических процессов очень часто используют график под названием:

**Ответ:** 1)  $T-v$  диаграмма; 2)  $T-s$  диаграмма; 3)  $p-s$  диаграмма.

32. Теплоту, участвующую в термодинамическом процессе, определяют по формуле:

**Ответ:** 1)  $q = \int_{T_1}^{T_2} s dT$ ; 2)  $q = \int_{T_1}^{T_2} T ds$ ; 3)  $q = \int_{s_1}^{s_2} T ds$ .

33. В технической термодинамике нормальными условиями считаются:

**Ответ:** 1)  $T_0=273,15$  К и  $p_0=101$  кПа; 2)  $T_0=0$  К и  $p_0=101$  кПа; 3)  $t_0=0$  °С и  $p_0=1,01$  кгс/см<sup>2</sup>.

34. Если система, выведенная из исходного состояния после ряда термодинамических процессов, возвращается в это исходное состояние, то такая совокупность процессов называется:

**Ответ:** 1) круговым термодинамическим процессом; 2) периодическим термодинамическим процессом; 3) циклом.

35. Машина, осуществляющая преобразование теплоты в работу, называется:

**Ответ:** 1) силовой двигатель; 2) периодический тепловой двигатель; 3) тепловой двигатель.

36. Тепловой двигатель является машиной:

**Ответ:** 1) периодического действия; 2) непрерывного действия; 3) периодически – непрерывного действия.

37. Тепловой двигатель является машиной, в рабочем цикле которой осуществляются:

**Ответ:** 1) процессы сжатия с подводом теплоты; 2) процессы расширения с подводом теплоты; 3) процессы сжатия с отводом теплоты.

38. Для теплового двигателя работа расширения должна быть:

**Ответ:** 1) больше работы сжатия; 2) меньше работы сжатия; 3) равна работе сжатия.

39. В выражении  $\eta_T = 1 - (q_2 / q_1)$  величина  $\eta_T$  называется:

**Ответ:** 1) холодильным коэффициентом; 2) термодинамическим КПД; 3) термическим КПД.

40. Термодинамическое преобразование теплоты в работу осуществляется в:

**Ответ:** 1) прямом цикле; 2) обратном цикле; 3) обратном цикле Карно.

41. Термодинамическое преобразование работы в теплоту осуществляется в:

**Ответ:** 1) прямом цикле; 2) обратном цикле; 3) обратном цикле Карно.

42. Тепловой двигатель может работать только:

**Ответ:** 1) циклически; 2) прерывисто; 3) непрерывно.

43. Для работы теплового двигателя необходимо:

**Ответ:** 1) сообщать ему работу извне; 2) передавать теплоту холодильнику; 3) подводить теплоту от источника.

44. Холодильный коэффициент определяется по формуле:

**Ответ:** 1)  $\varepsilon = q_2 / l_0$ ; 2)  $\varepsilon = 1 / ([q_1 / q_2] - 1)$ ; 3)  $\varepsilon = 1 / ([q_2 / q_1] - 1)$ .

45. Цикл Карно состоит из:

**Ответ:** 1) изотермического и адиабатного процессов; 2) четырех изотермических и четырех адиабатных процессов; 3) двух изотермических и двух адиабатных процессов.

46. Максимально полезная работа при обратимых процессах определяется по формуле:

**Ответ:** 1)  $l_{МАКС} = (u_1 - u_2) - T_0(s_1 - s_2) + p_0(v_1 - v_2)$ ; 2)  $l_{МАКС} = (i_1 - i_0) - T_0(s_1 - s_0)$ ;

3)  $l_{МАКС} = (u_1 - u_2) + T_0(s_1 - s_2) + p_0(v_1 - v_2)$ ; 4)  $l_{МАКС} = (i_1 - i_0) + T_0(s_1 - s_0)$ .

47. Максимально полезная работа называется:

**Ответ:** 1) работоспособностью рабочего тела; 2) удельной энергией тела; 3) удельной эксергией тела.

48. Согласно формулировке 2-го закона термодинамики М. Планком, не может быть создана такая машина периодического действия, которая производила бы механическую работу только за счет:

**Ответ:** 1) теплоты, получаемой от холодного продукта; 2) теплоты, получаемой от горячего источника теплоты; 3) теплоты, отводимой к холодильнику.

49. Выражение  $\oint \frac{dq}{T} \leq 0$  называется:

**Ответ:** 1) общая математическая формулировка 2-го закона термодинамики для любого процесса; 2) математическая формулировка 2-го закона термодинамики

для любого процесса; 3) математическая формулировка 2-го закона термодинамики для необратимых круговых процессов.

50. Изменение энтропии в любом необратимом процессе...

**Ответ:** 1) меньше приведенной теплоты этого процесса; 2) больше приведенной теплоты этого процесса; 3) равно приведенной теплоте этого процесса.

### ТЕМА №3. ТЕРМОДИНАМИКА ВОДЯНОГО ПАРА

51. Механическое соединение двух и более молекул в одну сложную частицу, происходящее при низких температурах газа, называется:

**Ответ:** 1) конденсацией; 2) ассоциацией; 3) диссоциацией.

52. Механическое соединение двух и более молекул в одну сложную частицу, происходящее при высоких температурах газа, называется:

**Ответ:** 1) конденсацией; 2) ассоциацией; 3) диссоциацией.

53. Смесь воды и пара называется:

**Ответ:** 1) влажным насыщенным паром; 2) сухим насыщенным паром; 3) ассоциацией.

54. На стадии превращения воды, находящейся в цилиндре с подвижным поршнем, в пар процесс является:

**Ответ:** 1) изобарным; 2) изобарно-изотермическим; 3) изотермическим.

55. Пар, находящийся в термическом и динамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется, называется:

**Ответ:** 1) влажным насыщенным; 2) сухим насыщенным; 3) насыщенным.

56. Пар, в котором отсутствуют взвешенные частицы жидкой фазы, называется:

**Ответ:** 1) влажным насыщенным; 2) сухим насыщенным; 3) насыщенным.

57. Массовая доля сухого насыщенного пара во влажном называется:

**Ответ:** 1) степенью сухости; 2) степенью влажности; 3) степенью насыщения.

58. Массовая доля кипящей воды во влажном паре называется:

**Ответ:** 1) степенью сухости; 2) степенью влажности; 3) степенью насыщения.

59. Удельный объем перегретого пара при том же давлении...

**Ответ:** 1) больше, чем насыщенного; 2) меньше, чем насыщенного; 3) равен объему насыщенного.

60. Плотность перегретого пара при том же давлении...

**Ответ:** 1) больше, чем насыщенного; 2) меньше, чем насыщенного; 3) равна объему насыщенного.

61. Максимально возможная температура сосуществования двух фаз: жидкости и насыщенного пара – называется:

**Ответ:** 1) критическая температура; 2) переходная температура; 3) пограничная температура.

62. Тройной точке соответствует:

**Ответ:** 1) наибольшее давление; 2) наименьшее давление; 3) среднее давление.

63. По правилу аддитивности построена следующая формула:

**Ответ:** 1)  $v_x = xv'' + (1-x)v' = v'' + x(v'' - v')$ ; 2)  $q = r = i'' - i'$ ; 3)  $pv = rT$ .



64. По правилу аддитивности построена следующая формула:

**Ответ:** 1)  $s_x = s' + x(s'' - s') = s' + xr/T_s$ ; 2)  $q = r = i'' - i'$ ; 3)  $pv = rT$ .

65. По правилу аддитивности построена следующая формула:

**Ответ:** 1)  $i_x = i' + x(i'' - i') = i' + xr$ ; 2)  $q = r = i'' - i'$ ; 3)  $pv = rT$ .

66. Тангенс угла наклона изобары в  $i - s$  координатах численно равен:

**Ответ:** 1) относительной температуре данного состояния; 2) критической температуре данного состояния; 3) абсолютной температуре данного состояния.

67. В изохорном процессе изменение внутренней энергии водяного пара равно:

**Ответ:** 1)  $\Delta u = u_1 - u_2 = (i_1 - p_1 v_1)$ ; 2)  $\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1)$ ;  
3)  $-\Delta u = u_1 - u_2 = (i_1 - p_1 v_1) - (i_2 - p_2 v_2)$ .

68. В адиабатном процессе изменение внутренней энергии водяного пара равно:

**Ответ:** 1)  $\Delta u = u_1 - u_2 = (i_1 - p_1 v_1)$ ; 2)  $\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1)$ ;  
3)  $-\Delta u = u_1 - u_2 = (i_1 - p_1 v_1) - (i_2 - p_2 v_2)$ .

69. Давление, которое имел бы газ, если бы он один при той же температуре занимал весь объем смеси, называется:

**Ответ:** 1) парциальным давлением; 2) приведенным давлением; 3) изотермическим давлением.

70. Объем, который занимал бы компонент газа, если бы его давление и температура равнялись давлению и температуре смеси, называется:

**Ответ:** 1) парциальным; 2) приведенным; 3) удельным.

71. Кажущаяся молекулярная масса смеси равна:

**Ответ:** 1)  $\mu_{CM} = 8314,2/R_{CM}$ ; 2)  $\mu_{CM} = 8664,3/R_{CM}$ ; 3)  $\mu_{CM} = \sum_1^n r_i \mu_i$ .

72. Соотношение между объемными и массовыми долями определяется по формуле:

**Ответ:** 1)  $g_i = \mu_{CM} r_i / \sum_1^n r_i \mu_{CM}$ ; 2)  $g_i = \mu_i r_i / \sum_1^n r_i \mu_i$ ; 3)  $g_i = \mu_i r_{CM} / \sum_1^n r_{CM} \mu_i$ .

73. Массовая изобарная теплоемкость смеси определяется по формуле:

**Ответ:** 1)  $\mu_{c_P} = \sum_1^n r_i (\mu_{c_P})_i$ ; 2)  $c'_P = \sum_1^n r_i c'_{Pi}$ ; 3)  $c_P = \sum_1^n g_i c_{Pi}$ .

74. Температура, до которой необходимо охлаждать ненасыщенный влажный воздух, чтобы содержащийся в нем перегретый пар стал насыщенным, называется:

**Ответ:** 1) температурой точки росы; 2) температурой тройной точки; 3) температурой конденсации.

75. Изобарная теплоемкость влажного воздуха определяется по формуле:

**Ответ:** 1)  $c_P = c_{PI} + x c_{PB}$ ; 2)  $c_P = c_{PB} + x c_{PI}$ ; 3)  $c_P = i_{PB} + x c_{PI}$ .

## ТЕМА №4. ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОДИНАМИКИ ОТКРЫТЫХ СИСТЕМ

76. Работа, отбираемая из потока или подводимая к нему за счет каких-либо технических устройств, называется:

**Ответ:** 1) технической работой; 2) полезной работой; 3) текущей работой.

77. В уравнении неразрывности течения  $m = Fc / v = const$  величина  $m$  называется:

**Ответ:** 1) массой; 2) массовым расходом; 3) объемным расходом.

78. Составляющая работы расширения, определяемая по формуле  $l_B = p_2 v_2 - p_1 v_1$ , называется:

**Ответ:** 1) работой вталкивания; 2) работой выталкивания; 3) работой вытеснения.

79. В формуле для расчета работы расширения, определяемой по формуле  $l = l_{ТЕХ} + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + (c_2^2 / 2 - c_1^2 / 2) + l_{ТР}$ , величина  $c$  называется:

**Ответ:** 1) скоростью потока; 2) теплоемкостью рабочего тела; 3) удельным объемом.

80. В формуле для расчета работы расширения, определяемой по формуле  $l = l_{ТЕХ} + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + (c_2^2 / 2 - c_1^2 / 2) + l_{ТР}$ , величина  $v$  называется:

**Ответ:** 1) скоростью потока; 2) теплоемкостью рабочего тела; 3) удельным объемом.

81. Выражение первого закона термодинамики для потока в математической форме имеет вид:

**Ответ:** 1)  $dq_{ВНЕШ} = \Delta i + dl_{ТЕХ} + \Delta(c^2 / 2)$ ; 2)  $q_{ВНЕШ} = i_2 - i_1 + l_{ТЕХ} + (c_2^2 - c_1^2) / 2$ ;

3)  $q_{ВНЕШ} = i_1 - i_2 + l_{ТЕХ} + (c_2^2 - c_1^2) / 2$ .

82. Устройство, в котором теплота от жидкой или газообразной среды передается другой среде, называется:

**Ответ:** 1) компрессор; 2) тепловой двигатель; 3) теплообменный аппарат.

83. Для теплообменного аппарата выполняются следующие условия:

**Ответ:** 1)  $l_{ТЕХ} = 0$  и  $(c_2^2 - c_1^2) \ll q_{ВНЕШ}$ ; 2)  $q_{ВНЕШ} = i_2 - i_1 = \Delta i$ ; 3)  $l_{ТЕХ} = 0$  и  $(c_2^2 - c_1^2) \gg q_{ВНЕШ}$ .

84. Для теплообменного аппарата выполняются следующие условия:

**Ответ:** 1)  $(c_2^2 - c_1^2) \ll q_{ВНЕШ}$ ; 2)  $l_{ТЕХ} = 0$ ; 3)  $l_{ТЕХ} = 0$  и  $(c_2^2 - c_1^2) \gg q_{ВНЕШ}$ .

85. Для теплообменного аппарата выполняются следующие условия:

**Ответ:** 1)  $(c_2^2 - c_1^2) \ll q_{ВНЕШ}$ ; 2)  $l_{ТЕХ} = i_1 - i_2$ ; 3)  $l_{ТЕХ} = 0$  и  $(c_2^2 - c_1^2) \gg q_{ВНЕШ}$ .

86. Для теплообменного аппарата выполняются следующие условия:

**Ответ:** 1)  $(c_1^2 - c_2^2) \ll q_{ВНЕШ}$ ; 2)  $l_{ТЕХ} = 0$ ; 3)  $l_{ТЕХ} = 0$  и  $(c_2^2 - c_1^2) \gg q_{ВНЕШ}$ .

87. Для теплового двигателя выполняются следующие условия:

**Ответ:** 1)  $(c_1^2 - c_2^2) \ll l_{ТЕХ}$ ; 2)  $l_{ТЕХ} = 0$ ; 3)  $l_{ТЕХ} = 0$  и  $(c_2^2 - c_1^2) \gg q_{ВНЕШ}$ .

88. Для теплового двигателя выполняются следующие условия:

**Ответ:** 1)  $(c_1^2 - c_2^2) \ll l_{ТЕХ}$ ; 2)  $l_{ТЕХ} = 0$ ; 3)  $q_{ВНЕШ} = 0$  и  $(c_2^2 - c_1^2) \ll l_{ТЕХ}$ .

89. Техническая работа теплового двигателя определяется по следующей формуле:

**Ответ:** 1)  $l_{TEX} = p_1 v_1 - p_2 v_2$ ; 2)  $l_{TEX} = u_1 - u_2$ ; 3)  $l_{TEX} = i_1 - i_2$ .

90. Техническая работа теплового двигателя определяется по следующей формуле:

**Ответ:** 1)  $l_{TEX} = p_2 v_2 - p_1 v_1$ ; 2)  $l_{TEX} = u_2 - u_1$ ; 3)  $l_{TEX} = i_1 - i_2$ .

91. Техническую работу теплового двигателя  $l_{TEX} = i_1 - i_2$  также называют:

**Ответ:** 1) располагаемым теплоперепадом; 2) текущим теплоперепадом; 3) рабочим теплоперепадом.

92. Если процесс сжатия газа в компрессоре происходит без теплообмена с окружающей средой, то:

**Ответ:** 1)  $l_{TEX} = i_2 - i_1$ ; 2)  $q_{ВНЕШ} = 0$ ; 3)  $l_{TEX} = i_1 - i_2$ .

93. Специально спрофилированные каналы для разгона рабочей среды и придания потоку определенного направления называются:

**Ответ:** 1) соплами; 2) диффузорами; 3) конфузорами.

94. Каналы, предназначенные для торможения потока и повышения давления, называются:

**Ответ:** 1) соплами; 2) диффузорами; 3) конфузорами.

95. Для объема рабочего тела, движущегося в потоке без трения, применимо следующее выражение первого закона термодинамики для закрытой системы:

**Ответ:** 1)  $dq_{ВНЕШ} = \Delta u - cdp$ ; 2)  $dq_{ВНЕШ} = \Delta u - vdp$ ; 3)  $dq_{ВНЕШ} = \Delta i - vdp$ .

96. Максимальная работоспособность рабочего тела, движущегося в потоке, называется:

**Ответ:** 1) эксергией; 2) работой; 3) максимальной удельной технической работой.

97. Для количественной оценки степени термодинамического совершенства теплового двигателя используется эксергетический КПД, который имеет вид:

**Ответ:** 1)  $\eta_{ЭК} = l_{TEX} / (e_{ВЫХ} + e_q - s_{ВХ})$ ; 2)  $\eta_{ЭК} = l_{TEX} / (e_{ВХ} + e_q - s_{ВЫХ})$ ;

3)  $\eta_{ЭК} = l_{TEX} / (e_B + e_q - s_{ВХ})$ .

98. В выражении для определения количественной оценки степени термодинамического совершенства теплового двигателя  $\eta_{ЭК} = l_{TEX} / (e_{ВХ} + e_q - s_{ВЫХ})$  величина  $e_q$  – это:

**Ответ:** 1)  $e_q = q(1 - e_{ВХ} / e_{ВЫХ})$ ; 2)  $e_q = q(1 - T_{ИСТ} / T_0)$ ; 3)  $e_q = q(1 - T_0 / T_{ИСТ})$ .

99. В выражении для определения количественной оценки степени термодинамического совершенства теплового двигателя  $\eta_{ЭК} = l_{TEX} / (e_{ВХ} + e_q - s_{ВЫХ})$  величина  $e_q$  называется:

**Ответ:** 1) эксергия источника теплоты; 2) эксергия потока; 3) начальная эксергия.

100. Максимальная удельная техническая работа, которую может совершить рабочее тело в потоке в процессе равновесного перехода из состояния  $p_1, T_1$ , в котором энтропия равна  $s_1$ , а энтальпия  $i_1$ , в состояние  $p_0, T_0$  с энтропией  $s_0$  и энтальпией  $i_0$ , называется:

**Ответ:** 1) эксергия источника теплоты; 2) эксергия потока; 3) полная эксергия.

## ТЕМА №5. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

101. Самопроизвольный необратимый процесс переноса теплоты от более нагретых тел (или участков тел) к менее нагретым – это:

**Ответ:** 1) Теплообмен; 2) Нагревание; 3) Охлаждение.

102. Энергетическая характеристика процесса теплообмена – это:

**Ответ:** 1) Температура; 2) Теплота; 3) Мощность.

103 К теплообменным относятся следующие технологические процессы:

**Ответ:** 1) скорость которых определяется скоростью подвода – отвода горячего теплоносителя; 2) скорость которых определяется скоростью подвода – отвода холодного теплоносителя; 3) скорость которых определяется скоростью подвода – отвода теплоты.

104. Движущаяся среда (газ, пар, жидкость), используемая для переноса теплоты, называется:

**Ответ:** 1) Хладагент; 2) Теплопереносчик; 3) Теплоноситель.

105. Теплообмен между теплоносителем и окружающей средой – это:

**Ответ:** 1) Теплоотдача; 2) Теплопередача; 3) Теплопроводность.

106. Теплопередачей называется следующий процесс:

**Ответ:** 1) теплообмен между двумя и более теплоносителями; 2) теплообмен между телом и окружающей средой; 3) теплообмен между двумя и более теплоносителями через разделяющие их перегородки.

107. Для процесса теплопередачи основной является следующая характеристика:

**Ответ:** 1) Средняя разность температур; 2) Количество передаваемой теплоты; 3) Коэффициент теплопередачи.

108. Основное уравнение теплопередачи представляется следующей формулой:

**Ответ:** 1)  $Q = KF \Delta t_{CP} \tau$ ; 2)  $dQ = -\lambda [\partial t / (\partial l)] F d\tau$ ; 3)  $Q = \frac{\lambda}{\delta} (t_{cm1} - t_{cm2}) F \tau$ .

109. В стационарном теплообменном процессе через теплообменную поверхность площадью 5 м<sup>2</sup> с коэффициентом теплопередачи 720 Вт/(м<sup>2</sup>·К) и средней разностью температур 20 °С передается следующее количество энергии:

**Ответ:** 1) 72 кВт; 2) 77 кВт; 3) 32 кВт.

110. Найдите площадь теплообменной поверхности, если количество передаваемой энергии равно 130 кВт; коэффициент теплопередачи равен 760 Вт/(м<sup>2</sup>·К); средняя разность температур равна 10 °С:

**Ответ:** 1) 13,2 м<sup>2</sup>; 2) 17,1 м<sup>2</sup>; 3) 21,3 м<sup>2</sup>.

111. Через теплообменную поверхность площадью 3 м<sup>2</sup> при установившемся процессе передается 132 кВт энергии при средней разности температур 40 °С, коэффициент теплопередачи при этом равен:

**Ответ:** 1) 1110 Вт/(м<sup>2</sup>·К); 2) 1130 Вт/(м<sup>2</sup>·К); 3) 1100 Вт/(м<sup>2</sup>·К).

112. Найдите коэффициент теплопередачи, если через теплообменную поверхность площадью  $5 \text{ м}^2$  при установившемся процессе передается  $182 \text{ кВт}$  энергии при средней разности температур  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ :

**Ответ:** 1)  $1820 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ ; 2)  $1130 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ ; 3)  $1100 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ .

113. Показателем того, какое количество теплоты (в кДж) передается от одного теплоносителя к другому через разделяющую стенку площадью  $1 \text{ м}^2$  в течение  $1 \text{ ч}$  при разности температур между теплоносителями  $1 \text{ К}$ , является:

**Ответ:** 1) Коэффициент теплоотдачи; 2) Коэффициент теплопередачи; 3) Коэффициент теплопроводности.

114. Теплота от одного теплоносителя к другому может передаваться следующими способами:

**Ответ:** 1) теплопроводностью; 2) тепловым излучением; 3) температуропроводностью.

115. Закон теплопроводности Фурье определяется следующей формулой:

**Ответ:** 1)  $F = \frac{Q}{K\Delta t}$ ; 2)  $dQ = -\lambda[\partial t/(\partial l)]F d\tau$ ; 3)  $Q = \frac{\lambda}{\delta}(t_{TC1} - t_{TC2})F\tau$ .

116. Определите площадь теплообменной поверхности при передаче теплоты теплопроводностью, если количество передаваемой теплоты равно  $150 \text{ кВт}$ , средняя разность температур –  $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ , теплопроводность стенки –  $40 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  и толщина стенки –  $0,003 \text{ м}$ :

**Ответ:** 1)  $153,5 \text{ м}^2$ ; 2)  $125,3 \text{ м}^2$ ; 3)  $112,5 \text{ м}^2$ .

117. Найдите коэффициент теплопроводности материала  $\lambda$  теплообменной поверхности при передаче теплоты теплопроводностью, если количество передаваемой теплоты равно  $150 \text{ кВт}$ , средняя разность температур –  $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ , площадь стенки –  $112,5 \text{ м}^2$  и толщина стенки –  $0,003 \text{ м}$ :

**Ответ:** 1)  $40 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ; 2)  $33 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ; 3)  $57 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ .

118. Найдите количество передаваемой теплопроводностью теплоты через стенку площадью  $112,5 \text{ м}^2$ , с коэффициентом теплопроводности материала  $40 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  и толщиной  $0,003 \text{ м}$ , если средняя разность температур равна  $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ :

**Ответ:** 1)  $130 \text{ кВт}$ ; 2)  $150 \text{ кВт}$ ; 3)  $180 \text{ кВт}$ .

119. Найдите толщину стенки площадью  $112,5 \text{ м}^2$  при передаче через нее теплоты теплопроводностью в количестве  $150 \text{ кВт}$  при установившемся процессе, с коэффициентом теплопроводности материала  $40 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ , если средняя разность температур равна  $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ :

**Ответ:** 1)  $0,06 \text{ м}$ ; 2)  $0,005 \text{ м}$ ; 3)  $0,003 \text{ м}$ .

120. Найдите коэффициент теплопередачи, если известно, что  $\alpha_1 = 870 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ ,  $\alpha_2 = 612 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ ,  $\lambda = 40 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ,  $\delta = 0,005 \text{ м}$ :

**Ответ:** 1)  $343,83 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ ; 2)  $543,83 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ ; 3)  $243,83 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ .

121. Общее термическое сопротивление теплопередаче складывается из следующих величин:

**Ответ:** 1) из суммы величин, обратных коэффициентам теплоотдачи сред и термического сопротивления стенки; 2) из произведения частных термических сопротивлений; 3) из суммы частных термических сопротивлений и термического сопротивления стенки.

122. Найдите величину средней разности температур  $\Delta t_{CP}$ , если известно, что  $\Delta t_B = 120 \text{ }^\circ\text{C}$  и  $\Delta t_M = 50 \text{ }^\circ\text{C}$ :

**Ответ:** 1)  $86,78 \text{ }^\circ\text{C}$ ; 2)  $79,96 \text{ }^\circ\text{C}$ ; 3)  $33,79 \text{ }^\circ\text{C}$ .

123. Движущей силой теплообменных процессов является:

**Ответ:** 1) перепад температур; 2) перепад давлений; 3) разность температур.

124. Найдите величину средней разности температур  $\Delta t_{CP}$ , если известно, что  $\Delta t_B = 120 \text{ }^\circ\text{C}$  и  $\Delta t_M = 90 \text{ }^\circ\text{C}$ :

**Ответ:** 1)  $111 \text{ }^\circ\text{C}$ ; 2)  $100 \text{ }^\circ\text{C}$ ; 3)  $105 \text{ }^\circ\text{C}$ .

125. Процесс теплопередачи можно интенсифицировать следующими способами:

**Ответ:** 1) увеличить площадь поверхности теплообмена; 2) увеличить среднюю разность температур; 3) изменить организацию процесса теплообмена с противотока на прямоток.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нащокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача. – М.: Высшая школа, 1975. – 496 с.
2. Теплотехника. Учеб. для вузов / Баскаков А.П., Берг Б.В., Витт О.В. и др.; Под ред. А.П. Баскакова. -2-е изд., перераб. – М.: Энергоатомиздат, 1991.- 224 с.
3. Люкшин П.А. Термодинамика и теплопередача. Конспект лекций для студентов всех форм обучения. / Рубцовский индустриальный институт. Рубцовск, 2002. – 190 с.
4. Кавецкий Г.Д. Процессы и аппараты пищевой технологии/ Г.Д. Кавецкий, В.П. Касьяненко, В.П. – М.: Колос, 2008. – 591 с.
5. Драгилев А.И. Сборник задач по расчету технологического оборудования кондитерского производства / А.И. Драгилев, М.Д. Руб. – М.: ДеЛи Принт, 2005. – 244 с.

Гриценко Вячеслав Владимирович

## ТЕПЛОТЕХНИКА

Учебное пособие для студентов направлений «Машиностроение»,  
«Технологические машины и оборудование» и «Эксплуатация транспортно-  
технологических машин и комплексов» всех форм обучения

Редактор Е.Ф. Изотова

Подписано в печать 29.12.17. Формат 84x108/16.  
Усл. печ. л. 3,93. Тираж 50 экз. Заказ 171640. Рег. № 24.

Отпечатано в ИТО Рубцовского индустриального института  
658207, Рубцовск, ул. Тракторная, 2/6.