

**Л. М. Бойков**

**ТЕПЛОТЕХНИКА**

**ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА**

**Учебное пособие**

**Санкт-Петербург  
2022**

**Министерство науки и высшего образования Российской Федерации**  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

**«Санкт-Петербургский государственный университет  
промышленных технологий и дизайна»  
Высшая школа технологии и энергетики**

**Л. М. Бойков**

**ТЕПЛОТЕХНИКА**

**ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА**

**Учебное пособие**

Утверждено Редакционно-издательским советом ВШТЭ СПбГУПТД

Санкт-Петербург  
2022

**УДК 621.1.016**  
**ББК 31. 3**  
**Б 77**

*Рецензенты:*

доктор технических наук, профессор Высшей школы технологии и энергетики  
Санкт-Петербургского государственного университета промышленных технологий и дизайна

*В. Г. Казаков;*

главный специалист по внедрению разработок по теплотехнике на заводах ЦБП

*Н. С. Нечаев*

**Бойков, Л. М.**

**Б 77** Теплотехника. Термодинамика и теплопередача: учебное пособие /  
Л. М. Бойков. — СПб.: ВШТЭ СПбГУПТД, 2022. — 125 с.  
ISBN 978-5-91646-314-9

Учебное пособие соответствует программам и учебным планам дисциплины «Теплотехника» для студентов, обучающихся по направлению подготовки 15.03.04 «Автоматизация технологических процессов и производств». Будет полезна студентам, обучающимся по направлениям: 13.03.01, 13.04.01 «Теплоэнергетика и теплотехника».

Отдельные разделы могут быть интересны аспирантам и специалистам, работающим в области промышленной теплоэнергетики. В пособии изложены основы технической термодинамики и теория теплопередачи.

УДК 621.1.016  
ББК 31. 3

ISBN 978-5-91646-314-9

© ВШТЭ СПбГУПТД, 2022  
© Бойков Л. М., 2022

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	5
ВВЕДЕНИЕ.....	6
РАЗДЕЛ I. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА.....	7
Глава 1. Основные понятия и термины.....	7
Глава 2. Теплоемкость.....	11
Глава 3. Первый закон термодинамики.....	12
Глава 4. Термодинамические процессы.....	13
4.1. Изохорный процесс.....	13
4.2. Изобарный процесс.....	14
4.3. Изотермический процесс.....	16
4.4. Адиабатный процесс.....	17
4.5. Политропные процессы.....	18
Глава 5. Круговой процесс или цикл.....	24
5.1. Прямой цикл.....	24
5.2. Обратный цикл.....	25
Глава 6. Цикл Карно.....	26
Глава 7. Второй закон термодинамики.....	28
Глава 8. Энтропия.....	29
Глава 9. Эксергия.....	32
Глава 10. Компрессоры.....	33
Глава 11. Газовые циклы.....	36
11.1. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания.....	36
11.2. Цикл Отто.....	36
11.3. Цикл Дизеля.....	37
11.4. Цикл Тринклера.....	38
Глава 12. Водяной пар.....	40
12.1. Основные понятия и определения.....	40
12.2. Парообразование и P-v-диаграмма водяного пара.....	41
12.3. T-S- и i-S-диаграммы водяного пара.....	42
12.4. Термодинамические таблицы воды и водяного пара.....	45
Глава 13. Циклы паросиловых установок.....	46
13.1. Паросиловая установка.....	46
13.2. Цикл Ренкина.....	47
13.3. Термический КПД цикла Ренкина.....	48
13.4. Мощность и энергетические потери паротурбинных установок.....	49
13.5. Способы повышения КПД цикла Ренкина.....	52
13.6. Теплофикационный цикл.....	53
13.7. Регенеративный цикл паротурбинной установки.....	56
13.8. Циклы газотурбинных и парогазовых установок.....	58
13.8.1. Газотурбинная установка.....	58
13.8.2. Газотурбинная установка с регенерацией теплоты.....	60
13.8.3. Парогазовая установка.....	60
РАЗДЕЛ II. ТЕОРИЯ ТЕПЛОМАССОБМЕНА.....	62
Глава 14. Основные понятия и термины.....	62

Глава 15. Теплопроводность .....	64
15.1. Закон Фурье .....	65
15.2. Коэффициент теплопроводности.....	65
15.3. Теплопроводность плоской стенки .....	66
15.4. Многослойная плоская стенка .....	67
15.5. Теплопроводность цилиндрической стенки.....	69
15.6. Теплопроводность шаровой стенки .....	70
Глава 16. Конвективный теплообмен.....	71
16.1. Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена .....	71
16.2. Уравнение конвективного теплообмена .....	73
16.3. Теория подобия и критерии подобия .....	75
16.4. Критериальные уравнения .....	77
16.5. Теплообмен в жидкостях и газах.....	78
16.6. Теплоотдача при вынужденном течении жидкости в трубах.....	80
16.7. Теплоотдача при поперечном обтекании труб.....	81
16.8. Теплообмен в пучках труб .....	83
Глава 17. Теплообмен при изменении агрегатного состояния вещества .....	86
17.1. Теплообмен при кипении .....	86
17.2. Теплообмен при конденсации водяного пара .....	88
17.3. Влияние различных факторов на теплообмен при конденсации водяного пара.....	91
Глава 18. Массообмен.....	93
18.1. Общие понятия .....	93
18.2. Тепло- и массоотдача.....	94
18.3. Связь между процессами теплообмена и массообмена .....	95
Глава 19. Тепловое излучение.....	97
19.1. Законы излучения.....	99
19.2. Лучистый теплообмен между двумя телами .....	101
19.3. Эффективность экранов.....	102
19.4. Тепловое излучение газов .....	103
Глава 20. Сложный теплообмен.....	105
20.1. Теплопередача через двухслойную плоскую стенку.....	105
20.2. Теплопередача через цилиндрическую стенку .....	107
20.3. Теплопередача через ребристую поверхность .....	108
20.4. Тепловая изоляция .....	110
20.5. Интенсификация теплопередачи .....	111
Глава 21. Нестационарная теплопроводность.....	113
21.1. Нагрев и охлаждение однородной неограниченной пластины в нестационарных условиях .....	115
Глава 22. Теплообменные аппараты.....	117
22.1. Классификация теплообменных аппаратов.....	117
22.2. Основы расчета теплообменных аппаратов .....	121
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	125
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	125

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Важнейшая роль в решении народнохозяйственных задач принадлежит теплоэнергетике. Практически нет такой сферы техники, где бы не было тепловых процессов. Многообразие методов и способов получения тепловой энергии, необходимость изменения и улучшения структуры топливно-энергетического баланса настойчиво требуют от ученых и инженеров совершенствования и создания принципиально новых энергетических устройств.

Настоящее учебное пособие соответствует программе подготовки бакалавров, обучающихся по направлению 15.03.04 «Автоматизация технологических процессов и производств», для всех форм обучения, а также для студентов других направлений, которые интересуются данной темой.

В данном пособии рассмотрены вопросы производства, передачи и использования теплоты в промышленности.

Теплотехника – наука, занимающаяся проблемами получения, преобразования и использования энергии. Она делится на теоретическую и прикладную. Теоретическая часть теплотехники включает техническую термодинамику, теорию теплообмена и массообмена, а также топливо и теорию горения. Прикладная часть курса изучает вопросы теплоэнергетики: котельные агрегаты, паровые турбины и тепловые электростанции. В теплотехнологическую часть теплотехники, связанную с целлюлозно-бумажным производством, входят разделы: сушильные и вентиляционные установки бумагоделательных и картоноделательных машин, варочные и выпарные установки, содорегенерационные и корьевые котельные агрегаты.

Учебное пособие включает в себя разделы «Техническая термодинамика» и «Теория тепломассообмена». Раздел «Техническая термодинамика» посвящен изложению основных положений и законов термодинамики, их применению при анализе различных термодинамических процессов и циклов теплосиловых установок.

В разделе пособия «Теория тепломассообмена» изложены общие сведения теории теплообмена и массообмена, основные закономерности переноса энергии и массы, их применение в теплообменных аппаратах и теплотехнических устройствах.

Инженер промышленной теплоэнергетики при работе в различных областях промышленности должен обладать глубокими знаниями в теплотехнических дисциплинах. Без этих знаний невозможно квалифицированно эксплуатировать оборудование, анализировать существующие тепловые схемы предприятий, оценивать их эффективность и разрабатывать мероприятия по их улучшению.

## ВВЕДЕНИЕ

Теплотехника – общетехническая дисциплина, изучающая методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты, а также принципы действия теплоэнергетических машин, аппаратов и установок. Теплотехника основывается на теоретических дисциплинах: термодинамика, теплопередача и теория горения топлива.

Термодинамика подразделяется на общую, техническую и химическую. Общая изучает основные законы и следствия из них, техническая – взаимное превращение теплоты и работы и обосновывает теорию тепловых двигателей, химическая – применение законов термодинамики к химическим реакциям.

Теория теплообмена и теплопередачи, а также теория горения совершенно необходимы для правильного понимания и совершенствования рабочего процесса тепловых двигателей.

В настоящее время на многих предприятиях производится реконструкция энерготехнологических установок, которые не соответствуют современным требованиям. Совершенствование оборудования различных отраслей связано с интенсификацией производства, внедрением более совершенствованных установок с малыми энергетическими и металлоемкими затратами, повышением коэффициента использования натурального топлива и вторичных энергетических ресурсов. В связи с этим на предприятиях отраслей особо актуальными являются мероприятия по экономии топливно-энергетических ресурсов и охране окружающей среды. При реализации некоторых мероприятий вредное влияние этих выбросов может быть уменьшено, а значительная часть тепловой энергии, содержащихся в выбросах может быть утилизирована в технологических процессах производства.

Технический прогресс в развитии теплоэнергетики за последние годы характеризуется следующими основными направлениями:

- дальнейшим укрупнением электростанций;
- увеличением единичной мощности агрегатов;
- освоением сверхкритического давления пара;
- развитием теплофикации;
- ускорением темпов строительства атомных станций;
- развитием программ мероприятий по охране окружающей среды от вредных выбросов;
- продвижением энергетики в восточные районы нашей страны.

# Раздел I. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

*Термодинамика* – наука о свойствах энергии в различных ее видах, а также о закономерностях перехода энергии от одних тел к другим и из одного вида в другой. Техническая термодинамика является совокупностью инженерных приложений термодинамики. Вместе с теорией тепломассообмена она является теоретическим фундаментом теплотехники и теплоэнергетики.

Структура технической термодинамики включает общие понятия дисциплины и ее законы; термодинамические процессы; циклы тепловых преобразователей энергии.

## Глава 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ТЕРМИНЫ

Основу технической термодинамики составляют фундаментальные законы природы, в термодинамических понятиях они называются *законами* или *началами термодинамики*. Благодаря независимости этих законов от свойств конкретных тел и высокой достоверности на их основе разрабатывают новые и совершенствуют существующие тепловые машины и установки, создают высокоэффективные технологии.

*Термодинамической системой* называют тело или совокупность тел, свойства которых являются объектом исследований. Все тела, находящиеся вне границ термодинамической системы, называются *окружающей средой*. *Внутренняя энергия* – это сумма кинетической энергии теплового движения молекул, зависящего от температуры тела, и потенциальной энергии силового взаимодействия молекул.

Координаты и потенциалы термодинамической системы называются *термодинамическими параметрами* состояния.

В технической термодинамике в качестве основных параметров используются три параметра: абсолютное давление  $P$ , удельный объем  $v$  и абсолютная температура  $T$ .

*Абсолютное давление* газа – это сила, отнесенная к единице поверхности и действующая по нормали к этой поверхности. Основной единицей давления в системе СИ является один паскаль ( $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$ ), а в системе МКГСС –  $1 \text{ кгс/см}^2 = 10^5 \text{ Па}$ . Если абсолютное давление больше атмосферного, то разность между ними называется *избыточным давлением*

$$P_{\text{изб}} = P - P_{\text{атм.}}$$

Если же абсолютное давление газа меньше атмосферного, то разность между ними называется *разрежением* или *вакуумом*

$$P_{\text{в}} = P_{\text{атм}} - P.$$

*Удельным объемом* газа, обозначаемым буквой  $v$ , называется объем, занимаемый 1 кг данного газа. Так, если масса всего газа равна  $M$ , кг, а полный объем  $V$ ,  $\text{м}^3$ , то удельный объем его составляет

$$v = \frac{V}{M}, \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Величина, обратная удельному объему, т. е. масса газа, заключенная в  $1 \text{ м}^3$  его объема, называется *плотностью* и обозначается буквой  $\rho$

$$\rho = \frac{M}{V}, \text{ кг/м}^3.$$

*Температура* – мера интенсивности хаотического движения молекул.

В термодинамике температуру считают мерой нагрева тела. В системе СИ за основу принята термодинамическая температурная шкала Кельвина. Начало отсчета по термодинамической температурной шкале Кельвина соответствует  $273 \text{ К}$ :

$$T, \text{ К} \approx 273 \text{ К} + t, \text{ }^\circ\text{C}.$$

В ряде стран используют температурные шкалы Фаренгейта, Ренкина и Реомюра (табл. 1) [2].

Таблица 1 – Соотношение между шкалами температур

Наименование шкалы	Цельсия $t, \text{ }^\circ\text{C}$	Ренкина $T, \text{ }^\circ\text{Ra}$	Фаренгейта, $t, \text{ }^\circ\text{F}$	Реомюра $t, \text{ }^\circ\text{R}$
Цельсия	–	$(5/9) \cdot T,$ $^\circ\text{Ra} - 273$	$(t, \text{ }^\circ\text{F} - - 32)$ $/1,8$	$1,25 t, \text{ }^\circ\text{R}$
Ренкина	$1,8 (t, \text{ }^\circ\text{C} +$ $+ 273)$	–	$t, \text{ }^\circ\text{F} +$ $+ 459,7$	$1,8(1,25 \times$ $\times t, \text{ }^\circ\text{R} +$ $+ 273)$
Фаренгейта	$1,8 (t, \text{ }^\circ\text{C} + 32)$	$T, \text{ }^\circ\text{Ra} + 459,7$	–	$(9/4) t, \text{ }^\circ\text{R}$
Реомюра	$0,8 t, \text{ }^\circ\text{C}$	$0,8 (5/9 T,$ $^\circ\text{Ra} - 273)$	$4/9 (t, \text{ }^\circ\text{F} -$ $- 32)$	–

*Идеальный газ* – газ, в котором пренебрегают потенциальной энергией силового взаимодействия между молекулами, а также объемом самих молекул. Следовательно, предполагается, что молекулы являются материальными точками, и они не испытывают взаимного притяжения и отталкивания. Тогда размеры молекул будут значительно меньше по сравнению с размерами пространства между молекулами.

Термодинамические параметры находятся между собой в функциональной зависимости, называемой *уравнением состояния системы*.

*Уравнение Клапейрона* – уравнение состояния  $1 \text{ кг}$  идеального газа:

$$P v = R T,$$

где  $R$  – газовая постоянная,  $\text{Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$ , определяемая по уравнению:

$$R = \frac{8314,51}{\mu},$$

где  $\mu$  – молекулярная масса газа.

Умножая обе части уравнения состояния на массу газа  $M$  и учитывая, что  $v M = V$ , где  $V$  – полный объем этого газа, получаем уравнение состояния идеального газа для его массы

$$P V = M R T.$$

*Реальный газ* – газ, в котором учитываются влияние сил притяжения между молекулами на внутреннее давление газа и объем молекул. Для реального газа используют уравнение *Ван-дер-Ваальса*:

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right) \cdot (v - b) = R T,$$

где  $a$  и  $b$  – постоянные величины для данного газа.

В этом уравнении отношение  $a/v^2$  учитывает влияние сил притяжения между молекулами на внутреннее давление газа, а величина  $b$  является собственным объемом молекул.

На реальный газ не распространяются законы и зависимости идеальных газов. На практике уравнение состояния реального газа используют редко, так как не обеспечивается необходимая точность. Циклы, работающие на реальных газах, рассчитывают по таблицам и диаграммам, построенными на основании экспериментальных данных.

В зависимости от числа степеней свободы для каждой системы существуют свои уравнения, характеризующие определенные связи между термодинамическими параметрами. Для реальной системы уравнение состояния получается только из опыта. Так, для системы с двумя степенями свободы (тепловой и механической) уравнение состояния газа в общем виде запишется в виде  $f(p, v, T) = 0$ .

*Функции состояния*: внутренняя энергия  $U$ , энтальпия  $I$  и энтропия  $S$  – сложные величины, характеризующие состояние системы и определяемые расчетным путем.

*Энтальпия* – сумма величин, определяющих полную энергию (внутреннюю и внешнюю):

$$I = U + P V.$$

Для единицы массы вещества удельная массовая энтальпия, кДж/кг, определяется из равенства:

$$i = u + P v,$$

где  $i = I/M$ ;  $u = U/M$ ;  $v = V/M$ .

*Энтропией* ( $S$ ) называется функция состояния термодинамической системы, определяющая меру необратимого рассеивания энергии.

Важная роль энтропии в том, что, в соответствии с равенством

$$\frac{dq}{T} = dS,$$

ее изменение в любом обратимом процессе является признаком наличия теплообмена между рабочим телом и окружающей средой.

При этом  $q$  – удельное количество теплоты, Дж/кг, которое подводится или отводится от рабочего тела в термодинамической системе.

Тогда имеем  $dq = T dS$ .

Интегрируя это уравнение, получим  $q = \int_1^2 T dS$ .

Это выражение показывает, что если изобразить процесс 1–2 (рис. 1.1) в системе координат, в которой по оси абсцисс откладывается энтропия, а по оси ординат – температура, то теплота всего процесса будет представлена площадью под линией процесса 1–2. Такая система координат находит широкое применение в технической термодинамике и называется  $T$ - $S$  – диаграммой идеального газа.

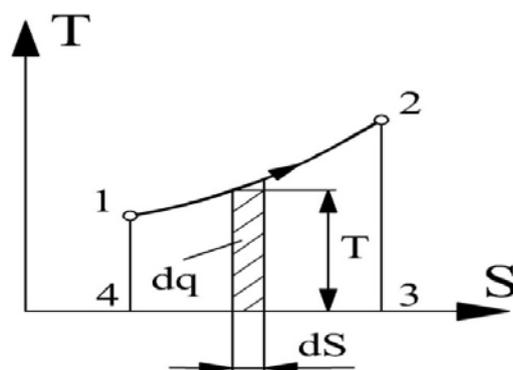


Рис. 1.1.  $T$ - $S$  – диаграмма идеального газа

*Функции процесса* – термодинамические характеристики, зависящие от характера протекания процесса. Например, работа  $\ell$  зависит не только от конечного и начального состояний, но и от промежуточных значений в каком-либо процессе.

*Работа газа* – механическое взаимодействие системы с окружающей средой, направленное против внешних сил и сопровождаемое изменением объема рабочего тела:

$$\ell = \int_{v_1}^{v_2} P dv.$$

*Рабочее тело* в термодинамике – это газы и пары, используемые в процессе превращения теплоты в работу.

## Глава 2. ТЕПЛОЕМКОСТЬ

*Теплоемкостью* тела называется количество теплоты, необходимое для нагрева его на один градус. Теплоемкость, отнесенная к единице количества вещества, называют *удельной теплоемкостью* или просто *теплоемкостью*.

В зависимости от выбранной единицы количества вещества различают удельные теплоемкости: *массовую, объемную и мольную*.

Если к телу массой 1 кг подводится бесконечно малое количество теплоты  $d q$ , и при этом его температура изменяется на  $d T$ , то их соотношение

$$C = \frac{d q}{d T}$$

называют *удельной массовой теплоемкостью*, Дж/ (кг·К).

Количество теплоты, необходимое для нагрева  $1 \text{ м}^3$  вещества на один градус Кельвина,

$$C' = C \rho$$

называют *удельной объемной теплоемкостью*, Дж/( $\text{м}^3 \cdot \text{К}$ ), где  $\rho$  – плотность среды, кг/  $\text{м}^3$ .

*Удельной мольной теплоемкостью* называют количество теплоты, необходимое для нагревания одного киломоля вещества на один градус Кельвина, Дж/ (кмоль · К),

$$C_{\mu} = \mu c,$$

где  $\mu$  – молекулярная масса.

Беспрельдно уменьшая температурный интервал, получаем значение *истинной теплоемкости*

$$C_{\text{ист}} = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \left( \frac{\Delta q}{\Delta T} \right) = \frac{d q}{d T}.$$

Тогда количество теплоты, передаваемой телу в процессе его изменения, можно выразить через теплоемкость

$$d q = C d T.$$

Значение теплоемкости зависит также от процесса. Различают теплоемкость при постоянном давлении  $C_p$  и теплоемкость при постоянном объеме  $C_v$ . Разность между ними соответствует *закону Майера*:

$$C_p - C_v = R.$$

Все теплоемкости зависят от температуры и определяются для любого вещества по таблицам [1–5].

### Глава 3. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

*Первый закон термодинамики* для закрытой системы формулируется так: теплота, подведенная к рабочему телу из внешней среды, расходуется на изменение внутренней энергии тела и совершение внешней механической работы

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

В развернутой форме аналитическое выражение первого закона термодинамики для процесса 1–2 принимает вид

$$q = u_2 - u_1 + \int_{v_1}^{v_2} P dv,$$

а в дифференциальной форме имеем

$$dq = du + P dv.$$

Поскольку

$$d(Pv) = P dv + v dP,$$

то

$$P dv = d(Pv) - v dP.$$

Тогда

$$dq = du + d(Pv) - v dP = d(u + Pv) - v dP$$

или

$$dq = di - v dP,$$

где  $i = (u + Pv)$  – энтальпия или теплосодержание рабочего тела, Дж/кг.

В развернутом виде первый закон термодинамики можно записать

$$q = i_2 - i_1 - \int_{P_1}^{P_2} v dP.$$

Интеграл  $\int_{P_1}^{P_2} v dP$ , как и энтальпия, представляет собой в общем случае чисто математическую величину и приобретает конкретное физическое содержание лишь при рассмотрении процессов, протекающих в потоке рабочего тела.

Таким образом, первый закон термодинамики характеризует процессы превращения энергии с количественной стороны и дает все необходимое для составления энергетического баланса процесса.

## Глава 4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Все реальные процессы изменения состояния газа, происходящие в различных теплотехнических устройствах, в действительности являются процессами неравновесными. Однако в технической термодинамике их заменяют соответствующими равновесными процессами.

Из них основными являются: изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы. Все они охватываются более общим понятием политропные процессы.

### 4.1. Изохорный процесс

*Изохорным процессом* называется равновесный процесс, протекающий при постоянном объеме. Линия, изображающая этот процесс графически, называется *изохорой*. Уравнение процесса  $v = \text{const}$ .

В  $P$ - $v$  – диаграмме изохора представляет собой отрезок вертикальной прямой 1–2, соединяющий точки начального и конечного состояний газа (рис. 4.1).

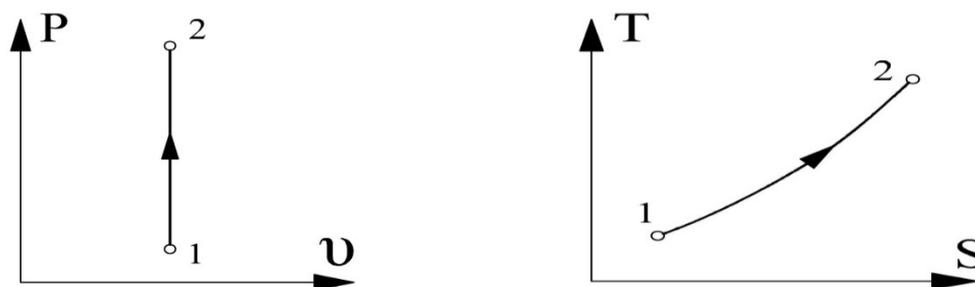


Рис. 4.1. Изохорный процесс

Связь между термическими параметрами начального и конечного состояния газа выражается *законом Шарля*:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

откуда видно, что изохоры нагревания направлены снизу-вверх, а изохоры охлаждения – сверху вниз.

Аналитическое выражение первого закона термодинамики

$$d q = d u + P d v,$$

а для изохорного процесса, в котором  $d v = 0$ , принимает вид

$$d q = d u$$

или в конечной форме

$$q = u_2 - u_1.$$

Таким образом, в изохорном процессе вся подводимая теплота расходуется на изменение внутренней энергии газа, а работа расширения равна нулю.

Согласно определению теплоемкости для изохорного процесса можно записать

$$d q = C_V d T = C_V d t$$

или

$$q = C_V (T_2 - T_1) = C_V (t_2 - t_1).$$

Поэтому

$$d u = C_V d T = C_V d t$$

и

$$\Delta u = u_2 - u_1 = C_V (T_2 - T_1) = C_V (t_2 - t_1).$$

Поскольку внутренняя энергия является функцией состояния и ее изменение не зависит от характера процесса, то последнее приведенное уравнение справедливо для любого термодинамического процесса.

В теплотехнических расчетах следует учитывать зависимость теплоемкости газа от температуры, поэтому теплоту изохорного процесса нужно определять по формуле

$$q = \int_{t_0}^{t_2} C_{Vm} dt - \int_{t_0}^{t_1} C_{Vm} dt.$$

Средние значения теплоемкостей берутся из таблиц [1–5].

## 4.2. Изобарный процесс

*Изобарным процессом* называется равновесный процесс, протекающий при постоянном давлении. Линия, изображающая этот процесс графически, называется *изобарой*. Уравнение процесса  $P = \text{const}$ . В  $P$ - $v$  – диаграмме изобара представляет собой отрезок горизонтальной прямой 1–2, соединяющий точки начального и конечного состояний газа (рис. 4.2).

Связь между термическими параметрами начального и конечного состояния газа подчиняется *закону Гей-Люссака* и выражается уравнением

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

откуда видно, что изобары нагревания направлены слева направо, а изобары охлаждения – справа налево.

Аналитическое выражение первого закона термодинамики имеет вид

$$q = u_2 - u_1 + \int_{v_1}^{v_2} P dv.$$

Для изобарного процесса это выражение принимает вид

$$\begin{aligned} q &= u_2 - u_1 + \int_{v_1}^{v_2} P dv = u_2 - u_1 + P (v_2 - v_1) = \\ &= (u_2 + P v_2) - (u_1 + P v_1) = i_2 - i_1. \end{aligned}$$

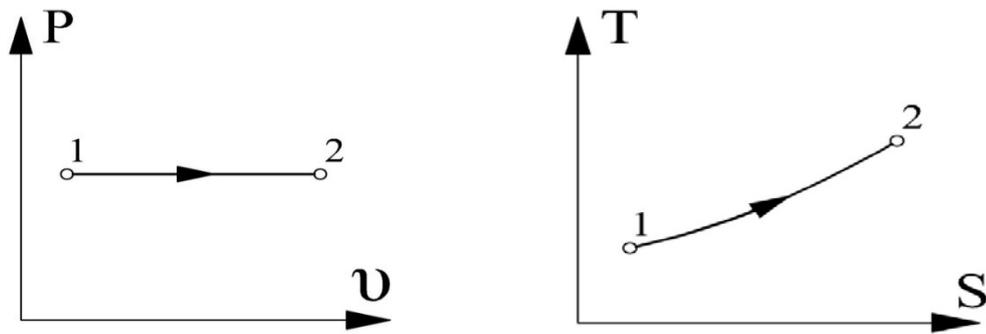


Рис. 4.2. Изобарный процесс

Таким образом, в изобарном процессе вся подводимая теплота расходуется на изменение энтальпии рабочего тела.

Согласно определению теплоемкости для изобарного процесса можно записать

$$d q = C_p d T = C_p d t$$

или

$$q = C_p (T_2 - T_1) = C_p (t_2 - t_1).$$

Поэтому

$$d i = C_p d T = C_p d t$$

и

$$\Delta i = i_2 - i_1 = C_p (T_2 - T_1) = C_p (t_2 - t_1).$$

Энтальпия является функцией состояния, и ее изменение не зависит от характера процесса. Поэтому последнее приведенное уравнение справедливо для любого термодинамического процесса.

Как уже упоминалось, в теплотехнических расчетах приходится учитывать зависимость теплоемкости от температуры. Поэтому теплота в изобарном процессе рассчитывается по формуле

$$q = \int_{t_0}^{t_2} C_{pm} dt - \int_{t_0}^{t_1} C_{pm} dt,$$

в которой средние значения теплоемкостей берутся из таблиц [1–7].

Величина работы изменения объема газа в изобарном процессе определяется из уравнения

$$\ell = P (V_2 - V_1) = R (T_2 - T_1).$$

Последнее уравнение позволяет выявить *физический смысл газовой постоянной R* – это работа расширения 1 кг идеального газа при изобарном его нагревании на один градус.

### 4.3. Изотермический процесс

*Изотермическим процессом* называется равновесный процесс, протекающий при постоянной температуре. Поскольку из закона Бойля-Мариотта следует, что  $P v = \text{const}$ , линия, изображающая изотермический процесс графически, называется *изотермой*.

Она представляет собой гиперболу, соединяющую точки начального и конечного состояния газа (рис. 4.3).

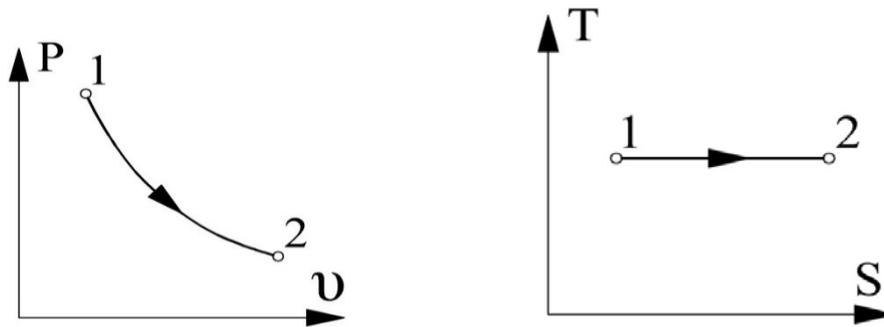


Рис. 4.3. Изотермический процесс

Поскольку в изотермическом процессе

$$\Delta u = u_2 - u_1 = C_V (T_2 - T_1) = 0,$$

т. е. внутренняя энергия не изменяется, аналитическое выражение первого закона термодинамики принимает вид

$$q = \int_{v_1}^{v_2} P dv = \ell,$$

т. е. вся теплота, затраченная на процесс, расходуется на совершение работы изменения объема газа.

Для идеального газа имеем выражение

$$P = \frac{RT}{v},$$

следовательно,

$$q = \ell = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} dv = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Полученное уравнение показывает, что если  $v_2 > v_1$ , то  $q > 0$  и  $\ell > 0$ .

Это означает, что при подводе теплоты газ расширяется, изотерма направлена слева направо, и работа газа положительна. Если же  $v_2 < v_1$ , то  $q < 0$  и  $\ell < 0$ .

Это означает, что при отводе теплоты газ сжимается, изотерма направлена справа налево, и работа отрицательна.

#### 4.4. Адиабатный процесс

Адиабатным процессом называется равновесный процесс, протекающий без теплообмена между рабочим телом и окружающей средой ( $dq = 0$ ). Уравнение адиабатного процесса имеет вид

$$P V^k = \text{const},$$

где  $k = C_p / C_v$  – показатель адиабаты.

Это уравнение называется *уравнением Пуассона*. Графически адиабата изображается линией 1–2, схожей с гиперболой, но расположенной несколько круче (рис. 4.4).

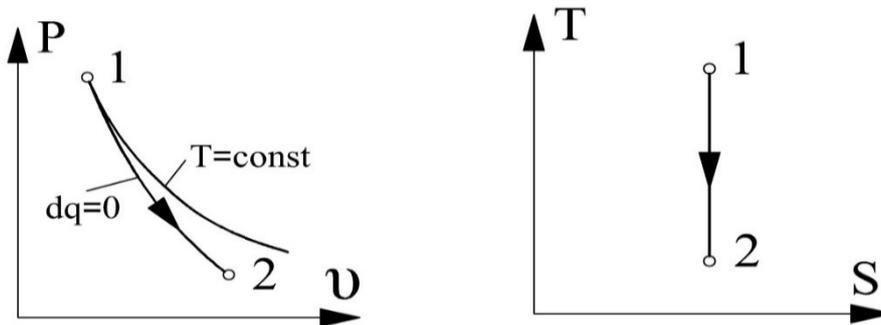


Рис. 4.4. Адиабатный процесс

В адиабатном процессе все три термических параметра ( $P$ ,  $V$  и  $T$ ) переменны, поэтому связь между их значениями для начального и конечного состояния газа выражается тремя уравнениями.

Связь между параметрами  $P$  и  $V$  имеет вид

$$\frac{P_1}{P_2} = \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^k.$$

Связь между параметрами  $T$  и  $V$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{k-1}.$$

Связь между параметрами  $P$  и  $T$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Аналитическое выражение первого закона термодинамики для адиабатного процесса определим по выражению

$$q = u_2 - u_1 + \ell = 0$$

или

$$\ell = u_1 - u_2.$$

Это означает, что работа изменения объема газа в адиабатном процессе совершается за счет изменения внутренней энергии. Если газ расширяется, и работа положительна, то внутренняя энергия уменьшается.

Если происходит сжатие, то работа отрицательна, и внутренняя энергия увеличивается. Поэтому адиабатное расширение сопровождается уменьшением температуры, а адиабатное сжатие – ее увеличением.

Работа в адиабатном процессе определяется выражением

$$\ell = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{1}{k-1} (P_1 V_1 - P_2 V_2).$$

#### 4.5. Политропные процессы

*Политропными называются процессы*, в которых теплоемкость имеет любое, но постоянное на протяжении всего процесса значение. Уравнение политропного процесса имеет вид

$$P V^n = \text{const},$$

где  $n$  – показатель политропы, который меняется от 0 до  $\pm \infty$ .

Все соотношения политропного процесса  $P V^n = \text{const}$  аналогичны соотношениям, вытекающим из уравнения адиабаты:  $P V^k = \text{const}$  и получаются из них путем замены показателя адиабаты  $k$  на показатель политропы  $n$ .

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^n; \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{n-1}; \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{n-1}{n}},$$

а формула для работы в политропном процессе имеет вид

$$\ell = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) = \frac{1}{n-1} (P_1 V_1 - P_2 V_2).$$

Согласно первому закону термодинамики, для политропного процесса можно записать

$$\begin{aligned} q = u_2 - u_1 + \ell &= C_V (T_2 - T_1) + \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) = \\ &= \left(C_V - \frac{R}{n-1}\right) (T_2 - T_1). \end{aligned}$$

Сравнивая полученное уравнение с формулой

$$q = c (T_2 - T_1),$$

находим зависимость

$$c = C_V - \frac{R}{n-1} = \frac{n C_V - C_V - R}{n-1} = \frac{n C_V - C_p}{n-1}$$

или, учитывая, что  $C_p/C_V = k$ , имеем окончательно выражение

$$c = C_V \frac{n-k}{n-1}.$$

Таким образом, в зависимости от показателя политропы теплоемкость газа в политропных процессах может иметь различные значения.

Рассмотрим четыре частных случая для политропных процессов, которые описываются уравнениями:

$$P V^n = \text{const} \quad \text{и} \quad c = C_V \frac{n-k}{n-1}.$$

1. Пусть  $n = 0$ , тогда  $PV^n = PV^0 = P = \text{const.}$

Получили изобарный процесс.

Подставив  $n = 0$  во второе уравнение, получим

$$c = C_V \frac{0-k}{0-1} = C_V k = C_p.$$

2. Пусть  $n = 1$ , тогда  $PV^n = P V^1 = T = \text{const.}$

Получили изотермический процесс.

Подставив  $n = 1$  во второе уравнение, получим

$$c = C_V \frac{1-k}{1-1} = \pm\infty.$$

3. Пусть  $n = k$ , тогда  $PV^n = P V^k = \text{const.}$

Получили адиабатный процесс.

Подставив  $n = k$  во второе уравнение, получим

$$c = C_V \frac{k-k}{k-1} = 0.$$

4. Пусть  $n = \pm\infty$ , тогда  $PV^n = PV^{\pm\infty} = V = \text{const.}$

Получили изохорный процесс.

Подставив  $n = \pm\infty$  во второе уравнение, получим

$$c = C_V \frac{\pm\infty-k}{\pm\infty-1} = C_V.$$

Таким образом, рассмотренные процессы являются частными случаями политропных процессов.

Наглядное представление о распределении энергии в зависимости от показателя политропы  $n$  и теплоемкости газа  $c$  дают графики в  $P$ - $V$  – и  $T$ - $S$  – координатах (рис. 4.5).

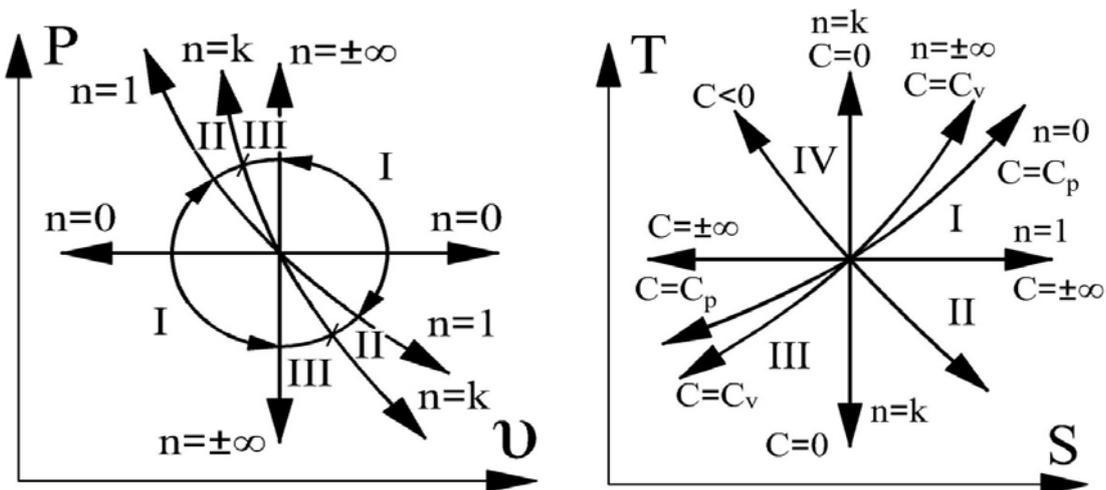


Рис. 4.5. Изображение политропных процессов в  $P$ - $V$  – и  $T$ - $S$  – координатах

Из графиков в  $P-V$  – координатах следует, что все семейство политроп можно разбить на три группы:

- группа I характеризуется показателем  $\infty < n < 1$ . Во всех процессах расширения этой группы теплота подводится от источника теплоты к рабочему телу (или газу), и внутренняя энергия увеличивается, а во всех процессах сжатия теплота отводится от рабочего тела, и внутренняя энергия уменьшается;
- группа II характеризуется показателем  $1 < n < k$ . Во всех процессах расширения этой группы теплота подводится, но внутренняя энергия уменьшается, а во всех процессах сжатия теплота отводится, и внутренняя энергия увеличивается;
- группа III характеризуется показателем  $k < n < \infty$ . Во всех процессах расширения этой группы теплота отводится, и внутренняя энергия уменьшается, а во всех процессах сжатия теплота подводится, и внутренняя энергия увеличивается.

В  $T-S$ –диаграмме все политропы изображаются экспоненциальными кривыми, принимая для двух частных случаев (изотермы и адиабаты) вид прямых линий.

Следует отметить, что в квадрантах I и III  $d q$  и  $d T$  имеют одинаковые знаки, поэтому теплоемкость

$$C = \frac{d q}{d T}$$

положительна, т. е.  $C > 0$ . В квадрантах II и IV величины  $d q$  и  $d T$  имеют разные знаки, поэтому  $C < 0$ .

В табл. 2 приведены расчетные формулы термодинамических процессов идеальных газов.

Таблица 2 – Термодинамические процессы идеальных газов

Процесс	Уравнение процесса	Показатель политропы, $n$	Связь между параметрами $P$ , $V$ и $T$	Изменение внутренней энергии $\Delta U$ , Дж/кг	Внешняя работа $\ell$ , Дж/кг	Теплота $q$ , Дж/кг	Изменение энтропии $\Delta S$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$
1	2	3	4	5	6	7	8
Изохорный	$V=\text{const}$	$\infty$	$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$	$\Delta U = c_v \times (T_2 - T_1)$	0	$q = c_v (T_2 - T_1)$	$\Delta S = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}$
Изобарный	$P=\text{const}$	0	$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$		$\ell = P (V_2 - V_1) = R (T_2 - T_1)$	$q = c_p (T_2 - T_1)$	$\Delta S = c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$

Процесс	Уравнение процесса	Показатель политропы, $n$	Связь между параметрами $P$ , $V$ и $T$	Изменение внутренней энергии $\Delta U$ , Дж/кг	Внешняя работа $\ell$ , Дж/кг	Теплота $q$ , Дж/кг	Изменение энтропии $\Delta S$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$
Изотермический	$T = \text{const}$ $PV = \text{const}$	1	$\frac{V_1}{V_2} = \frac{P_2}{P_1}$	$\Delta U = 0$	$\ell = RT \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} =$ $= P_1 V_1 \cdot \ln \frac{P_1}{P_2}$	$q = \ell$	$\Delta S =$ $= R \ln \frac{V_2}{V_1}$
Адиабатический (Изоэнтропный)	$PV^k =$ $= \text{const}$	$k = \frac{c_P}{c_V}$	$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^k$ $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{k-1}$ $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}$	$\Delta U = \ell$	$\ell = \frac{P_1 V_1}{k-1} \times$ $\times \left[ 1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$	$q = 0$	$\Delta S = 0$

Процесс	Уравнение процесса	Показатель полит-ропы, $n$	Связь между параметрами $P$ , $V$ и $T$	Изменение внутренней энергии $\Delta U$ , Дж/кг	Внешняя работа $\ell$ , Дж/кг	Теплота $q$ , Дж/кг	Изменение энтропии $\Delta S$ , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$
Поли-тропный	$PV^n = \text{const}$	$c = c_v \frac{n-k}{n-1}$ $n = \frac{\ln \frac{P_1}{P_2}}{\ln \frac{V_2}{V_1}}$	$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^n$ $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{n-1}$ $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{n-1}{n}}$	$\Delta U = c_v \times (T_2 - T_1)$	$\ell = \frac{P_1 \cdot V_1}{n-1} \times \left[ 1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \right]$	$q = c (T_2 - T_1)$	$\Delta S = c \ln \frac{T_2}{T_1}$ $c = c_v \frac{n-k}{n-1}$

## Глава 5. КРУГОВОЙ ПРОЦЕСС ИЛИ ЦИКЛ

*Круговой процесс* или *цикл* – это последовательный ряд термодинамических процессов, в результате которых рабочее тело возвращается в первоначальное состояние.

### 5.1. Прямой цикл

Если линия расширения рабочего тела располагается над линией сжатия, т. е. если течение процессов происходит по часовой стрелке, то такой цикл называется *прямым* (рис. 5.1, а). Так как в прямом цикле получается положительная работа (тепловая энергия преобразуется в механическую энергию), то прямой цикл является циклом *тепловых двигателей*.

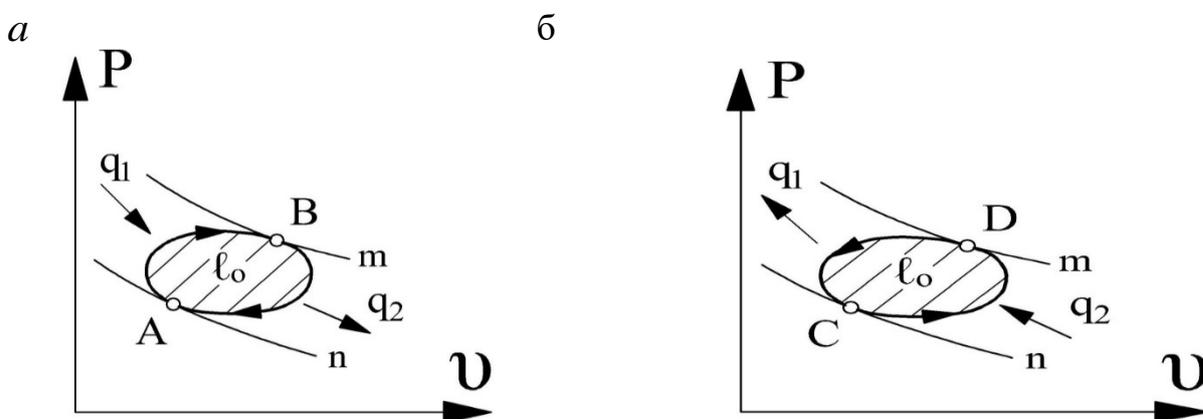


Рис. 5.1. Прямой (а) и обратный (б) циклы

Известно, что процесс, расположенный выше адиабаты, протекает с подводом теплоты, а ниже нее – с отводом теплоты. Поэтому проведя две адиабаты *m* и *n*, касательные к линии прямого цикла в точках А и В, получаем два участка этой линии – верхний и нижний. На верхнем участке процесс сопровождается подводом теплоты от источника к рабочему телу в количестве  $q_1$ , а на нижнем – его отводом от рабочего тела к холодильнику в количестве  $q_2$ . Разность этих количеств теплоты  $q_0 = q_1 - q_2$  расходуется на совершение работы  $l_0$ , равной площади, ограниченной линией цикла. Причем, по первому закону термодинамики  $q_0 = l_0$ , так как  $\Delta U = 0$ .

*Термический КПД цикла* – отношение теплоты, превращенной в работу, к теплоте, затраченной для совершения кругового процесса, выражается формулой:

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1},$$

где  $\ell_0$  – произведенная внешняя работа;  $q_1$  – теплота, затраченная для совершения кругового процесса;  $q_2$  – потеря теплоты.

По прямому циклу работают паровые турбины, тепловые электрические станции, двигатели внутреннего сгорания и другие тепловые двигатели.

## 5.2. Обратный цикл

Если линия сжатия рабочего тела располагается над линией расширения, т. е. течение процессов происходит против часовой стрелки, то такой цикл называется *обратным* (рис. 5.1, б). Так как в обратном цикле работа сжатия больше работы расширения, то на его осуществление требуется затрата механической энергии от постороннего источника.

Обратный цикл Карно является идеальным циклом тепловых насосов и холодильных машин. Эффективность работы холодильной установки оценивается *холодильным коэффициентом*, представляющим отношение количества теплоты, отобранной за цикл от охлаждаемых тел, к работе, затраченной в цикл:

$$\varepsilon_t = \frac{q_2}{\ell_0} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}.$$

Прямой и обратный циклы могут быть обратимыми и необратимыми. Условие обратимости предполагает наличие механического и термодинамического равновесия и отсутствие трений и завихрений в газе.

## Глава 6. ЦИКЛ КАРНО

Цикл Карно является идеальным для циклически работающего теплового двигателя и имеет максимально возможный КПД при данной разности температур источника тепловой энергии и холодильника. Цикл Карно состоит из двух изотерм ( $T = \text{const}$ ) и двух адиабат ( $dq = 0$ ).

Пусть 1 кг идеального рабочего тела совершает прямой цикл Карно (рис. 6.1), т. е. такой цикл, в результате которого теплота превращается в работу.

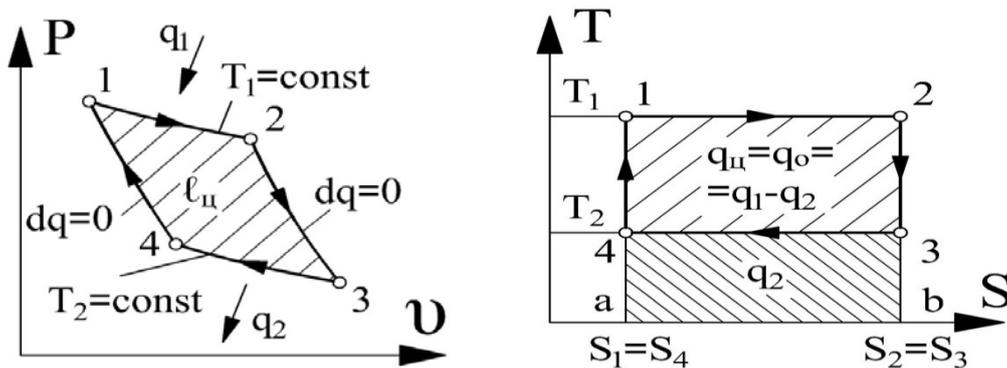


Рис. 6.1. Прямой цикл Карно

В процессе изотермического расширения (линия 1–2) к рабочему телу подводится теплота  $q_1$  от бесконечно большого источника теплоты с температурой  $T_1$ . В точке 2 источник теплоты отключается, и рабочее тело расширяется по адиабате (линия 2–3).

В процессе изотермического сжатия (линия 3–4) рабочее тело отдает холодильнику теплоту  $q_2$  при температуре  $T_2$ . Процессом 4–1 (адиабатное сжатие) замыкается цикл Карно.

Работа цикла  $l_{\text{ц}} = l_0 = q_0 = q_1 - q_2$  графически изображается заштрихованной площадью цикла.

Термический коэффициент цикла Карно выражается формулой

$$\eta_t^c = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

В  $T$ - $S$  – диаграмме теплота равна площади под линией процесса:

$$q_1 = T_1(S_2 - S_1) - \text{площадь прямоугольника } a-1-2-b,$$

$$q_2 = T_2(S_2 - S_1) - \text{площадь прямоугольника } 4-3-b-a,$$

$$\eta_t^c = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2(S_2 - S_1)}{T_1(S_2 - S_1)} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Термический КПД цикла Карно служит оценкой степени использования затраченной теплоты для получения полезной работы, так как  $T_2 \neq 0$  и  $T_1 \neq \infty$ . Чем выше температура источника и меньше температура холодильника, тем выше термический КПД цикла Карно. Кроме того, следует отметить:

1. Термический КПД цикла Карно зависит только от температур горячего и холодного источников. Он не может равняться единице. Коэффициент полезного действия обратимого газового цикла Карно определяется крайними температурами цикла  $T_1$  и  $T_2$ . С увеличением температурного перепада в цикле его КПД увеличивается.

2. В выражение для КПД не входит газовая постоянная  $R$ . Следовательно, он одинаков для всех идеальных и реальных газов, а также паров любых жидкостей.

3. КПД цикла Карно больше КПД любого другого цикла при тех же температурах  $T_1$  и  $T_2$ . Поэтому цикл Карно является идеальным теоретическим циклом, с которым сравнивают любой тепловой двигатель.

## Глава 7. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Сумма энтропий всех тел, принимающих участие в процессах преобразования энергии, не может уменьшаться, т. е.  $dS_{\text{сист}} \geq 0$ . Она возрастает в естественных необратимых (неравновесных) процессах, либо остается неизменной, если процессы обратимы (равновесны).

Второй закон термодинамики имеет много формулировок, но наиболее общие из них сводятся к трем положениям, которые дополняют друг друга:

1. Нельзя построить периодически действующую тепловую машину, все действие которой сводилось бы к производству механической работы и охлаждению одного источника теплоты (формулировка Томсона).

Для преобразования теплоты в работу необходимо иметь как минимум два источника теплоты с разными температурами и рабочее тело. Чем выше разность температур  $T_1 - T_2$ , тем выше эффект преобразования теплоты в работу.

Первая формулировка второго закона термодинамики означает, что *невозможен вечный двигатель второго рода*, который превращал бы теплоту рабочих тел (воздуха, газа, пара, воды), находящихся в тепловом равновесии, в работу.

2. Вся подведенная теплота от источника к рабочему телу в количестве  $q_1$  не может быть полностью превращена в полезную работу  $\ell_0$ , так как в цикле имеются потери теплоты в количестве  $q_2$ .

3. Теплота не может переходить от холодного тела к горячему сама собой, без затраты внешней работы (постулат Клаузиуса).

Второй закон термодинамики аналитически можно записать

$$T ds \geq dq.$$

По первому закону термодинамики имеем уравнение

$$dq = du + d\ell.$$

Любой термодинамический процесс должен удовлетворять соотношению

$$T ds \geq du + d\ell.$$

## Глава 8. ЭНТРОПИЯ

Энтропия  $S$  широко используется в теплотехнических расчетах. Энтропия, как и энтальпия, не зависит от пути перехода газа из одного состояния в другое. Она является одной из функций состояния системы, которая определяется расчетным путем. Для количества теплоты изменение энтропии можно записать

$$d s = \frac{d q}{T}.$$

*Энтропия* есть функция состояния, дифференциал которой равен отношению количества теплоты процесса к абсолютной температуре, при которой эта теплота подводится. При подводе теплоты  $d q > 0$  и  $d s > 0$ , при отводе теплоты  $d q < 0$  и  $d s < 0$ .

*Физический смысл энтропии:* в обратимых процессах энтропия есть тепловая координата, изменение которой показывает направление теплообмена; в необратимых процессах энтропия является мерой необратимости и мерой потери работоспособности системы. Для рассматриваемого произвольного обратимого цикла можно записать

$$S = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{q_i}{T_i} = 0, \text{ а при } n \rightarrow \infty \oint \frac{d q}{T} = 0,$$

где  $n$  – количество циклов.

Приведенный интеграл по контуру носит название интеграла Клаузиуса. Он справедлив для любого обратимого цикла.

На рис. 8.1 и рис. 8.2 каждому состоянию тела соответствуют определенные значения  $T$  и  $s$ , а состоянию процесса – кривая линия 1–2. Заштрихованная элементарная площадь равна элементарному количеству теплоты  $d q = T d s$ , участвующей в процессе  $M-M_0$ . Площадь под кривой процесса (1–2) есть количество теплоты, участвующей в этом процессе [8].

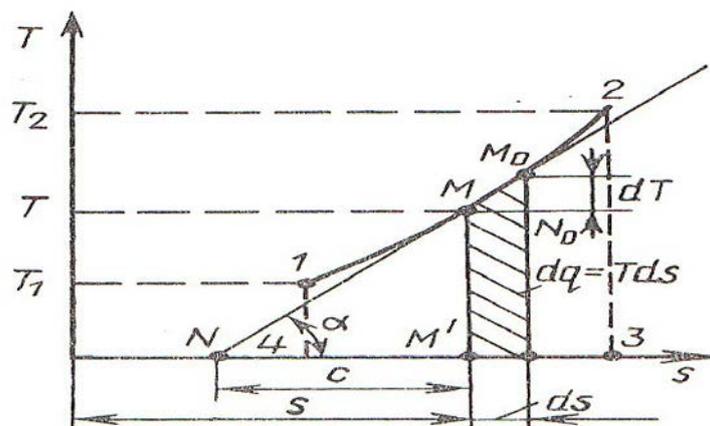


Рис. 8.1.  $T$ - $s$ -диаграмма идеального газа

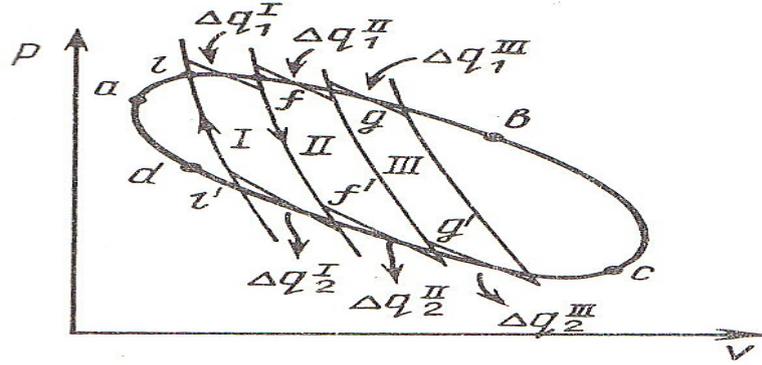


Рис. 8.2. Графическое изображение круговых процессов в P-v – диаграмме

Любой обратимый прямой цикл можно представить состоящим из бесконечного числа горячих и холодных источников теплоты с постоянными, но разными температурами  $T_1$  и  $T_2$ , между которыми осуществляются элементарные циклы Карно. Пусть задан любой обратимый прямой круговой процесс  $a-b-c-d-a$ , изображенный на рис. 8.2. Выберем на его внешнем контуре ряд близко расположенных точек  $i, f, g$  и т. д. и проведем через них адиабаты  $i-i'$ ,  $f-f'$  и т. д. Из точек, расположенных в середине участков  $i-f$ ,  $f-g$  и т. д., проведем изотермы до пересечения их с адиабатами. Таким образом, можно представить любой обратимый цикл в виде множества элементарных циклов Карно, для каждого из которых справедливо равенство  $\sum q/T = 0$ .

Следовательно, для всех элементарных циклов Карно можно составить уравнения:

для первого цикла

$$\Delta q_1^I/T_1^I + \Delta q_2^I/T_2^I = 0;$$

для второго цикла

$$\Delta q_1^{II}/T_1^{II} + \Delta q_2^{II}/T_2^{II} = 0;$$

для n цикла

$$\Delta q_1^n/T_1^n + \Delta q_2^n/T_2^n = 0.$$

Тогда, в общем виде

$$\sum_1^n \Delta q/T = 0.$$

Если число элементарных циклов Карно стремится к бесконечности, то пилообразный внешний контур сольется с контуром цикла, т. е. при  $n \rightarrow \infty$

$$\lim \sum_1^n \frac{\Delta q}{T} = \oint \frac{dq}{T} = 0.$$

Если интеграл, взятый по замкнутому контуру, равен нулю, то под знаком интеграла стоит полный дифференциал некоторой функции, определяемой состоянием тела, которую обозначим буквой  $s$  и назвали *энтропией*.

Из рассмотрения прямого и обратного циклов Карно можно сделать выводы:

1. Теплота холодного источника не может сама собой переходить к горячему;
2. В круговом процессе теплота горячего источника не может полностью превращена в работу, так как имеются потери теплоты;
3. Для перевода теплоты в работу необходимо иметь, кроме горячего источника, холодный источник (холодильник), т. е. нужно обеспечить между ними температурный перепад;
4. Теплота наиболее холодного тела в данной системе не может служить источником работы;
5. Любой реальный самопроизвольный процесс является необратимым.

Если первый закон термодинамики характеризует процессы превращения энергии с *количественной* стороны и дает все необходимое для составления энергетического баланса процесса, то второй закон термодинамики, отражённый в этих формулировках, указывает на *качественную* сторону термодинамических процессов.

Особенность тепловых процессов заключается в том, что механическую, электрическую и другие виды энергии можно полностью превратить в теплоту. Теплота же может быть преобразована в механическую энергию только частично.

#### *Формулы Гюи – Стодолы и физический смысл энтропии*

Формулы, связывающие потерю работы (*эксергии*) с величиной возрастания энтропии системы вследствие необратимости протекающих в ней процессов, называются *формулами Гюи – Стодолы*:

$$L - L_{\text{необр}} = \Delta L_{\text{потерь}} = T_0 \Delta S_{\text{сист}};$$

$$\Delta E_x = T_0 \Delta S_{\text{сист}},$$

где  $L$  – возможная работа;  $L_{\text{необр}}$  – полученная работа;  $\Delta L_{\text{потерь}}$  – недополученная работа из-за дополнительного отвода теплоты;  $T_0$  – абсолютная температура окружающей среды (приемника);  $\Delta E_x$  – потеря эксергии;  $\Delta S_{\text{сист}}$  – возрастание энтропии системы вследствие необратимости происходящих в ней процессов.

Эти уравнения вскрывают физический смысл энтропии. Оказывается, что необратимые процессы, связанные с переходом теплоты с более высокого температурного уровня на более низкий, сопровождаются потерей работоспособности, т. е. деградацией энергии той системы, в которой они происходят, а соответствующее возрастание энтропии пропорционально этой потере работоспособности.

Таким образом, *энтропию* можно рассматривать как параметр состояния замкнутой системы, увеличение которого является количественной мерой потери работоспособности системы, имеющей место при протекании в ней необратимых процессов.

## Глава 9. ЭКСЕРГИЯ

Эксергия – максимальная часть энергии системы, которая может быть превращена в работу, а также максимально возможная работа, которую можно получить за счет теплоты, если холодным приемником является окружающая среда. Эксергия системы, кДж/кг, зависит от параметров системы и окружающей среды

$$E_Q = \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) Q,$$

где  $E_Q$  – эксергия теплоты  $Q$ ;  $T_0$  – абсолютная температура окружающей среды;  $T$  – абсолютная температура источника теплоты.

Эксергетический анализ позволяет оценить качественную сторону преобразования энергии и определить степень термодинамического совершенства процессов, циклов, различных установок и их элементов.

Эксергетический КПД установки, в которой не производится полезная работа, определяется по формуле

$$\eta_{\text{экс1}} = \frac{E_{\text{ВЫХ}}}{E_{\text{ВХ}}},$$

где  $E_{\text{ВХ}}$ ,  $E_{\text{ВЫХ}}$  – эксергия теплоты рабочего тела на входе и выходе из установки.

Эксергетический КПД установки, в которой совершается полезная работа  $L$ , определяется по формуле

$$\eta_{\text{экс2}} = \frac{L}{E_{\text{ВХ}} - E_{\text{ВЫХ}}}.$$

## Глава 10. КОМПРЕССОРЫ

Компрессорами называются машины, предназначенные для сжатия воздуха, газов и паров. Они широко применяются во многих областях техники, в том числе, являются основными элементами газотурбинных и холодильных установок.

По принципу действия компрессоры делятся на объемные и лопаточные. В объемных компрессорах рабочее тело сжимается механическим путем за счет сближения ограничивающих стенок.

В лопаточных компрессорах рабочему телу сообщается значительная скорость за счет вращения ротора, а затем кинетическая энергия потока преобразуется в потенциальную энергию.

В свою очередь, объемные компрессоры делятся на поршневые и ротационные, а лопаточные – на центробежные и осевые.

Несмотря на существенные конструктивные и принципиальные различия между компрессорами разных типов, сущность термодинамического процесса в них одинакова. В общем случае, в идеальном компрессоре происходит процесс *политропного сжатия* рабочего тела, изображаемый в  $P-v$  – диаграмме линией 1–2 (рис. 10.1).

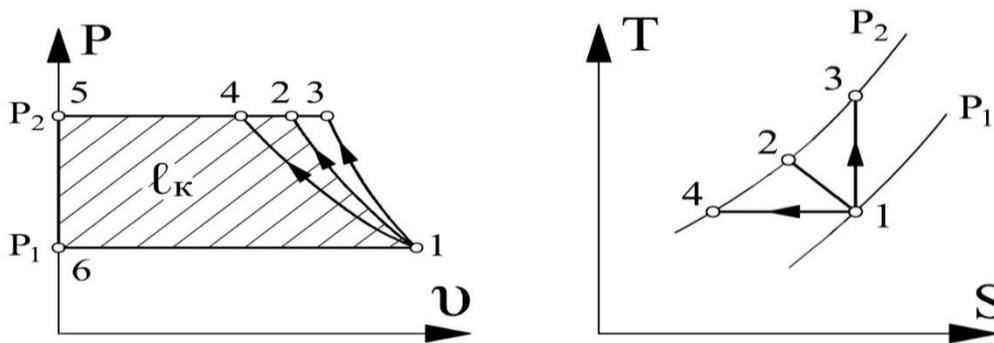


Рис. 10.1.  $P-v$  – и  $T-s$ – диаграммы сжатия рабочего тела в компрессоре

Техническая работа  $l_k$ , затрачиваемая на сжатие, является величиной отрицательной и изображается заштрихованной площадью 1–2–5–6–1.

Идеализируя условия протекания рабочего процесса, можно представить себе два крайних случая. В первом случае стенки компрессора можно считать идеально теплонепроницаемыми, и теплообмен между потоком рабочего тела и окружающей средой не происходит. Такой процесс сжатия будет *адиабатным* (линия 1–3). В другом крайнем случае стенки компрессора можно считать идеально теплопроводными. Тогда процесс будет *изотермическим* (линия 1–4).

Работа сжатия в компрессоре и количество отводимой теплоты, кДж/кг, находятся для каждого вида сжатия:

– адиабатическое сжатие

$$\ell_{\text{к}}^{\text{а}} = \frac{k}{k-1} (P_1 v_1 - P_2 v_2); \quad q = 0;$$

– политропное сжатие

$$\ell_{\text{к}}^{\text{пол}} = \frac{n}{n-1} (P_1 v_1 - P_2 v_2); \quad q = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1);$$

– изотермическое сжатие

$$\ell_{\text{к}}^{\text{из}} = p_1 v_1 \ln \frac{P_1}{P_2}; \quad q = \ell_{\text{к}}^{\text{из}}.$$

Причем

$$\ell_{\text{к}}^{\text{а}} > \ell_{\text{к}}^{\text{пол}} > \ell_{\text{к}}^{\text{из}}.$$

Если известна массовая производительность компрессора  $M$ , кг/с, то теоретическая мощность, затрачиваемая на его привод, кВт, составит

$$N = M \ell_{\text{к}},$$

где  $\ell_{\text{к}}$  – техническая работа, кДж/кг.

Однако обычно задается не массовая, а объемная производительность компрессора  $V$ , м<sup>3</sup>/с, которая относится к начальным параметрам рабочего тела  $P_1$  и  $T_1$ . В таком случае, сначала следует определить массовый расход рабочего тела, кг/с,

$$M = \frac{P_1 V_1}{R T_1},$$

а затем уже найти теоретическую мощность привода компрессора.

При  $P_2 > 0,8$  МПа компрессоры выполняются многоступенчатыми, что снижает работу сжатия и приближает процесс к изотермическому.

### Многоступенчатое сжатие

Политропное сжатие, как и адиабатное, сопровождается повышением конечной температуры, что видно из формулы

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}$$

и наглядно представлено в  $T$ - $s$ - диаграмме (рис.10.2). При этом условии устанавливается предел повышения давления, поскольку при больших степенях сжатия конечная температура получается недопустимо высокой (выше 170 °С). Поэтому при необходимости получения высокого давления компрессоры выполняются *многоступенчатыми*. Причем после каждой ступени рабочее тело поступает в холодильник, в котором охлаждается при постоянном давлении до исходной температуры.

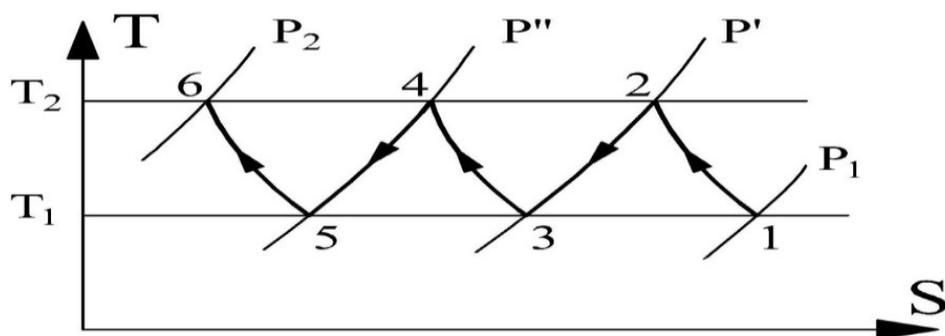


Рис. 10.2. Процесс трехступенчатого сжатия в компрессоре:  
 1–2, 3–4, 5–6 – процессы сжатия рабочего тела (воздуха или газа) в первой, второй и третьей ступенях компрессора; 2–3, 4–5 – охлаждение воздуха или газа в воздухоохладителях после первой и второй ступеней сжатия

Из  $T-s$  – диаграммы следует вывод, что с увеличением числа ступеней изотермы  $T_1$  и  $T_2$  сближаются и в пределе сливаются в одну горизонтальную линию. При этом процесс сжатия приближается к изотермическому процессу, в котором работа на сжатие будет минимальной.

## Глава 11. ГАЗОВЫЕ ЦИКЛЫ

### 11.1. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

*Двигателем внутреннего сгорания* (ДВС) называется тепловой двигатель, рабочим телом в котором служат газообразные продукты сгорания топлива, сжигаемого непосредственно внутри самого двигателя.

Поршневые двигатели внутреннего сгорания по характеру рабочего цикла делятся на двигатели быстрого сгорания с искровым зажиганием топливно-воздушной смеси и двигатели постепенного сгорания, характеризующиеся самовоспламенением топлива.

К *двигателям быстрого сгорания* относится большинство двигателей, работающих на газообразном топливе, а также карбюраторные двигатели, работающие на бензине и керосине.

К *двигателям постепенного сгорания* относятся дизели, работающие на соляровом масле (быстроходные дизели) или на тяжелых моторных маслах (тихоходные дизели).

Все поршневые ДВС делятся на двухтактные и четырехтактные. *Двухтактными* называются двигатели, у которых один рабочий ход приходится на два хода поршня, т. е. на один оборот вала. *Четырехтактными* называются двигатели, у которых один рабочий ход приходится на четыре хода поршня, т. е. на два оборота вала.

### 11.2. Цикл Отто

Рассматривая рабочий цикл двигателей быстрого сгорания как четырехтактных, так и двухтактных, получаем термодинамический цикл, называемый *циклом Отто* (рис. 11.1).

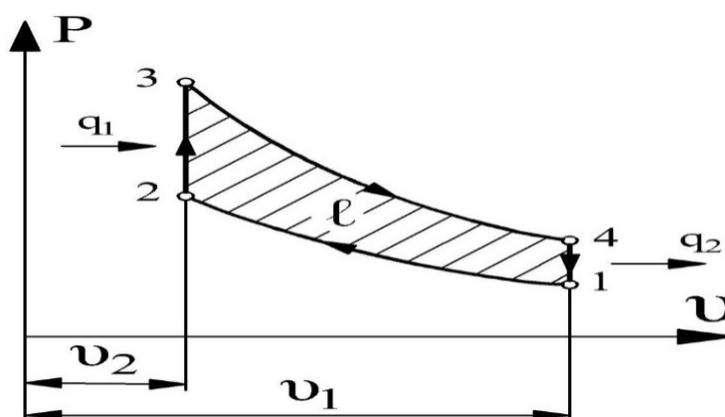


Рис.11.1. Термодинамический цикл двигателя быстрого сгорания топлива – цикл Отто

В этом цикле адиабата 1–2 соответствует процессу сжатия рабочей смеси, изохора 2–3 – процессу горения топлива, адиабата 3–4 – расширению продуктов сгорания, изохора 4–1 соответствует в четырехтактном двигателе сразу двум процессам – выхлопу отработавших газов и всасыванию новой порции рабочей смеси, в двухтактном двигателе – выхлопу и продувке цилиндра.

Основной характеристикой цикла Отто является *степень сжатия смеси* в двигателе  $\varepsilon = v_1/v_2 = 4-12$ , т. е. отношение всего объема цилиндра  $v_1$  к объему камеры сжатия  $v_2$ .

Термический КПД цикла Отто определяется по уравнению

$$\eta_{\text{Т}}^{\text{Отто}} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

С увеличением степени сжатия смеси  $\varepsilon$  термический КПД цикла Отто возрастает. Предел повышения степени сжатия в двигателе быстрого сгорания ограничивается тем условием, что в конце сжатия температура в цилиндре не должна достигать температуры самовоспламенения топлива.

### 11.3. Цикл Дизеля

Рассматривая рабочий цикл двигателей постепенного сгорания как четырехтактных, так и двухтактных, получаем термодинамический цикл, называемый циклом Дизеля (рис. 11.2).

В этом цикле адиабата 1–2 соответствует сжатию воздуха в цилиндре, изобара 2–3 – постепенному горению топлива, адиабата 3–4 – расширению продуктов сгорания, изохора 4–1 соответствует в четырехтактных двигателях выхлопу отработавших газов и всасыванию новой порции воздуха, а в двухтактных – продувке цилиндра.

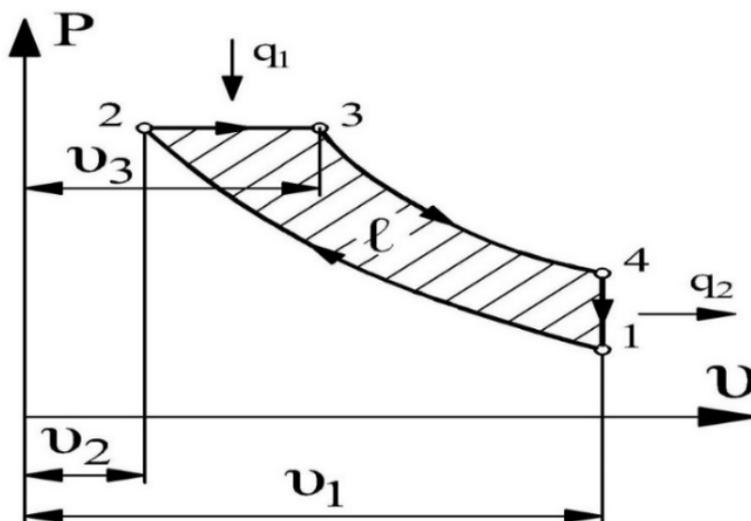


Рис. 11.2. Термодинамический цикл двигателя постепенного сгорания топлива (цикла Дизеля)

Основными характеристиками цикла Дизеля являются степень сжатия  $\varepsilon = v_1/v_2 = 12-25$  и степень предварительного расширения  $\rho = v_3/v_2 = 1-3$ . Здесь  $v_3$  – представляет объем сжатых продуктов сгорания смеси при давлении смеси  $P_3$ ;  $v_2$  – объем камеры сжатия.

Термический КПД цикла Дизеля определяется по уравнению:

$$\eta_{\text{Т Дизеля}} = 1 - \frac{\rho^{k-1}}{k(\rho-1)} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

Из этого выражения видно, что основным фактором, определяющим экономичность двигателей, работающих по циклу Дизеля, также является степень сжатия  $\varepsilon$ , с увеличением которой термический КПД цикла возрастает. В данном случае, предел повышения степени сжатия устанавливается допустимым давлением в цилиндре, повышение которого приводит к чрезмерному утяжелению двигателя и увеличению потерь на трение.

Вторым фактором, влияющим на экономичность рассматриваемых двигателей, является степень предварительного расширения  $\rho$ . Величина ее зависит от количества топлива, вводимого в цилиндр за один рабочий цикл, т. е. от нагрузки двигателя. С увеличением нагрузки двигателя увеличивается  $\rho$ . С уменьшением  $\rho$  увеличивается термический КПД двигателя.

Поскольку  $\rho > 1$  и  $k > 1$ , а при этом числитель второго члена с увеличением  $\rho$  возрастает больше, чем знаменатель. Отсюда следует, что с увеличением нагрузки двигателя термический КПД цикла уменьшается.

#### 11.4. Цикл Тринклера

Анализируя циклы Отто и Дизеля, можно прийти к заключению, что было бы целесообразным построить цикл таким образом, чтобы подвод теплоты в нем происходил бы сначала при  $v = \text{const}$ , а затем, когда давление дойдет до поставленного предела, подвод теплоты продолжался бы при  $P = \text{const}$ . Таким образом, в заданном пределе механических напряжений будет максимально использован более выгодный процесс подвода теплоты при постоянном объеме. По такому циклу, носящему название цикла Тринклера (рис. 11.3), работают современные бескомпрессорные дизели.

В этом цикле адиабата 1–2 соответствует сжатию в цилиндре чистого воздуха с повышением его температуры выше температуры самовоспламенения топлива. Изохора 2–3 соответствует практически мгновенному сгоранию первой части порции топлива, поступающей в цилиндр в мелкодисперсном виде и уже успевшей к моменту самовоспламенения образовать с частью воздуха горючую смесь. Изобара 3–4 соответствует горению остальной части порции топлива, сгорающей постепенно по мере поступления его из форсунки. Адиабата 4–5 соответствует расширению продуктов сгорания, а изохора 5–1, как и в цикле Дизеля, смене рабочего тела.

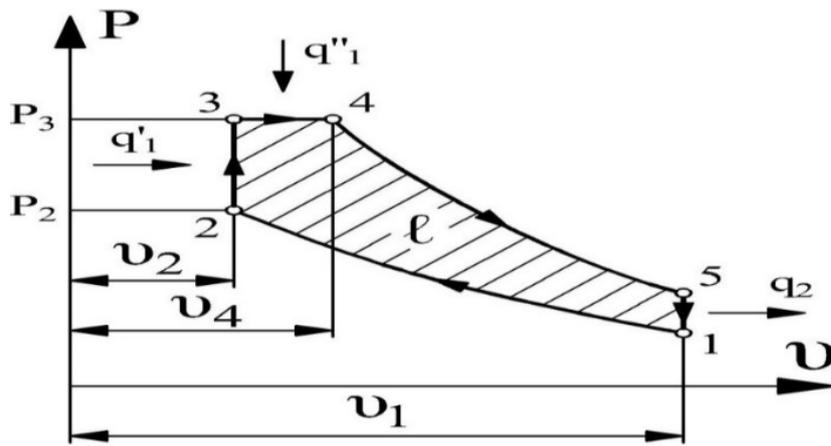


Рис. 11.3. Термодинамический цикл бескомпрессорного дизеля, работающего по циклу Тринклера

К основным характеристикам цикла Тринклера относятся, помимо степени сжатия  $\varepsilon$  и степени предварительного расширения  $\rho$ , еще и степень повышения давления  $\lambda = p_3/p_2$ .

Термический КПД цикла Тринклера

$$\eta_{\text{Тринклера}} = 1 - \frac{\lambda \rho^{k-1}}{(\lambda-1) + k \lambda (\rho-1)} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

Легко заметить, что выражения для термических КПД циклов Дизеля и Отто являются частными случаями этого более общего выражения. Действительно, если  $\lambda = 1$ , то из него получится формула для термического КПД цикла Дизеля, а при  $\rho = 1$  — формула для термического КПД цикла Отто.

## Глава 12. ВОДЯНОЙ ПАР

### 12.1. Основные понятия и определения

Водяной пар является одним из реальных газов, широко используемых в теплоэнергетике. Поэтому исследование его свойств имеет важное практическое значение.

*Паром* называется реальный газ с относительно высокой критической температурой, близкой к состоянию насыщения.

*Парообразованием* называется процесс превращения жидкости в пар.

*Испарение* – это процесс парообразования, происходящий с поверхности жидкости.

*Кипением* называется процесс парообразования, протекающий как с поверхности жидкости, так и во всей ее массе, и сопровождающийся бурным образованием и ростом пузырьков пара.

*Конденсация* – процесс превращения пара в жидкость. Конденсация – процесс, обратный процессу парообразования. Получающаяся при конденсации жидкость называется *конденсатом*. Он имеет такую же температуру, что и конденсирующийся пар.

*Возгонка* (сублимация) – процесс превращения вещества из твердого состояния в пар, минуя жидкую фазу.

*Насыщенный пар* – пар, находящийся в динамическом и термическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется. При испарении жидкости в ограниченном пространстве одновременно происходит и обратное явление – *конденсация* пара. Температура насыщенного пара зависит от давления среды, в которой происходит кипение.

*Сухой насыщенный пар* – пар, не содержащий в себе одноименной жидкости и имеющий температуру кипения при данном давлении. Состояние сухого пара определяется одним параметром (давлением или температурой).

*Влажный насыщенный пар* – это смесь сухого насыщенного пара с мельчайшими мелкодисперсными капельками жидкости, распространенными равномерно во всей массе.

*Степенью сухости*  $x$  называется массовая доля сухого насыщенного пара во влажном насыщенном паре.

*Степенью влажности*  $y = 1 - x$  называется массовая доля жидкости во влажном насыщенном паре.

Для сухого насыщенного пара:  $x = 1$  и  $y = 0$ , для кипящей воды:

$$x = 0 \text{ и } y = 1.$$

Состояние влажного насыщенного пара определяется двумя параметрами: давлением (или температурой) и степенью сухости.

Если от влажного насыщенного пара отводится теплота при неизменном давлении, то температура его остается постоянной, но начинает уменьшаться объем. При этом часть пара превращается в воду.

Если к влажному насыщенному пару подводится теплота при постоянном давлении, то его температура также остается постоянной, но объем пара увеличится. Одновременно часть воды превратится в пар.

*Перегретый пар* – это пар, температура которого выше температуры насыщенного пара того же давления.

*Степенью перегрева* называется разность между температурой перегретого и сухого насыщенного пара одинакового давления. Перегретые пары по своим свойствам приближаются к газам.

## 12.2. Парообразование и $P-v$ -диаграмма водяного пара

Образование пара и его перегрев происходит в котельном агрегате при постоянном рабочем давлении. При постоянном более низком давлении происходит также конденсация отработавшего пара в конденсаторе паровой турбине. Поэтому процесс парообразования при постоянном давлении для паросиловых установок имеет практическое значение.

Процесс парообразования при постоянном давлении можно представить себе происходящим в цилиндре с подвижным поршнем. В  $P-v$  – диаграмме этот процесс изображается горизонтальной прямой  $a-b-c-d$  (рис. 12.1), на которой участок  $a-b$  соответствует подогреву жидкости от  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  до температуры кипения; участок  $b-c$  – превращению кипящей воды в сухой насыщенный пар и участок  $c-d$  – перегреву пара до заданной температуры.

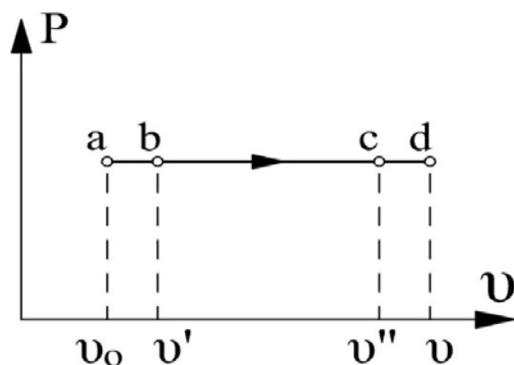


Рис. 12.1. Процесс парообразования в  $P-v$ -диаграмме

На графике принятые обозначения  $v_0$ ,  $v'$ ,  $v''$  соответствуют удельным объемам: жидкости при  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ , кипящей жидкости и сухого насыщенного пара. При подогреве жидкости удельный объем ее несколько увеличивается (на 4,4 %) вследствие температурного расширения, процесс же парообразования характеризуется резким увеличением удельного объема в 1600 раз. Построив в  $P-v$  – диаграмме аналогичные графики для различных давлений и соединив одноименные точки плавными линиями, получим  $P-v$ -диаграмму водяного пара (рис. 12.2).

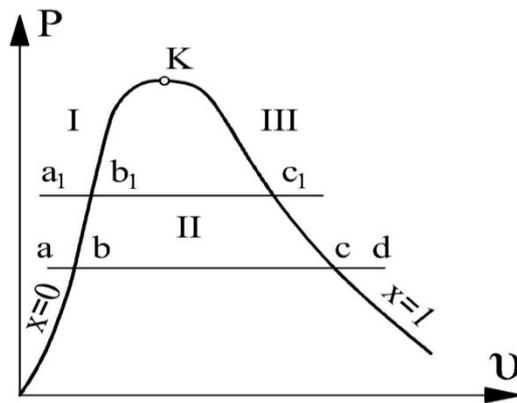


Рис. 12.2. P-v-диаграмма водяного пара

Линия  $b - b_1 - K$ , отделяющая область воды от области влажного насыщенного пара и характеризующаяся  $x = 0$ , называется *нижней пограничной кривой*. Она же является *линией кипящей воды*. Линия  $c - c_1 - K$ , разделяющая область влажного насыщенного пара от области перегретого пара, и характеризующаяся равенством  $x = 1$ , называется *верхней пограничной кривой*. Она же является *линией сухого насыщенного пара*.

С ростом давления разность  $v'' - v'$  уменьшается, и пограничные кривые сближаются, плавно сходясь в *критической точке K*, в которой исчезает различие между свойствами воды и пара.

Критические параметры, характеризующие это состояние для воды:

$$P_{кр} = 22,115 \text{ МПа}, \quad t_{кр} = 374,12 \text{ }^\circ\text{C}; \quad v_{кр} = 0,003147 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Таким образом, слева от линии  $x = 0$  находится вода (зона I), между  $x = 0$  и  $x = 1$  – влажный насыщенный пар (зона II) и справа от линии сухого насыщенного пара – перегретый пар (зона III).

### 12.3. T-s- и i-s- диаграммы водяного пара

Кроме P-v-диаграммы в термодинамике находит широкое применение T-s- диаграмма воды и водяного пара (рис. 12.3).

Каждое состояние среды изображается как в P-v-, так и в T-s – диаграммах в виде точки. T-s – диаграмма строится по данным таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара [9]. За начало отсчета энтропии принимается точка с координатами  $s_0 = 0$  и  $T_0 = 273 \text{ К}$ .

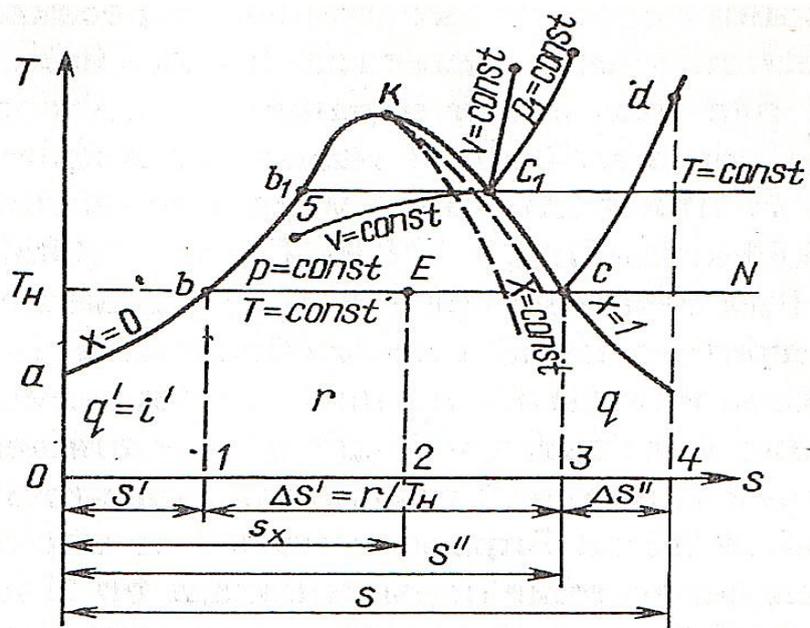


Рис.12.3.  $T-s$  – диаграмма воды и водяного пара

При этих условиях состояние холодной воды в  $T-s$ -диаграмме изображается точкой  $a$ , нижняя пограничная кривая – линией  $a-b-b_1-K$ , верхняя пограничная кривая – линией  $K-c_1-c$ . Критическая точка  $K$  располагается на пересечении верхней и нижней пограничных кривых. Из точки  $K$  выходят линии  $x = \text{const}$ . Отрезок  $a-b$  на нижней пограничной кривой представляет изобару подогрева жидкости. Площадь  $a-b-1-0$  под линией процесса  $a-b$  представляет теплоту  $q'$ , затраченную на подогрев воды от  $0^\circ\text{C}$  до температуры кипения (насыщения  $T_H$ ) в точке  $b$ .

Изобарно-изотермический процесс парообразования в  $T-s$ -диаграмме изображается прямой  $b-c$ . На этом участке изобара  $P = \text{const}$  сливается с изотермой  $T = \text{const}$ . Фазовый переход воды в пар всегда происходит при механическом и термическом равновесии. Площадь  $b-c-3-1-b$  представляет теплоту, затраченную на превращение 1 кг кипящей воды в сухой насыщенный пар (теплоту парообразования  $r$ ). Линия  $c-d$  представляет изобарный процесс перегрева пара. Площадь  $c-d-4-3-c$  представляет теплоту  $q$ , затраченную на перегрев 1 кг сухого насыщенного пара до перегретого состояния (точка  $d$ ). Для получения 1 кг перегретого пара требуется затратить теплоту, равную сумме

$$q' + r + q = \lambda.$$

Это суммарное количество теплоты (площадь  $a-b-c-d-4-0$ ), содержащейся в 1 кг перегретого пара, есть удельная энтальпия пара в точке  $d$ . Площадь  $a-b-c-3-0$  – удельная энтальпия сухого насыщенного пара в точке  $c$ . Площади  $a-b-E-2-0$  и  $a-b-1-0$  – удельные энтальпии  $i_E$  и  $i_b$ . В  $T-s$ -диаграмме изобара  $P = \text{const}$  представляет кривую  $a-b-c-d$ , изотерма  $T = \text{const}$  – прямую  $b-c-N$ , изохора  $v = \text{const}$  – кривую  $5-c_1$ . На всех участках диаграммы изохора идет круче изобары.

Энтропия влажного пара  $s_x$  и его энтальпия  $i_x$  определяются по формулам:

$$s_x = s' + x (s'' - s') = s' + (x r) / T_H;$$

$$i_x = i' + x (i'' - i') = i' + x r.$$

Другой диаграммой, широко применяемой при исследовании процессов и циклов с водяным паром, является  $i$ - $s$ - диаграмма (рис. 12.4). Она тоже строится по данным таблиц водяного пара. Основным ее преимуществом является то, что в ней теплота жидкости  $i'$ , парообразования  $r$  и перегрева  $q$  изображаются отрезками, а не площадями, как в  $T$ - $s$ -диаграмме.

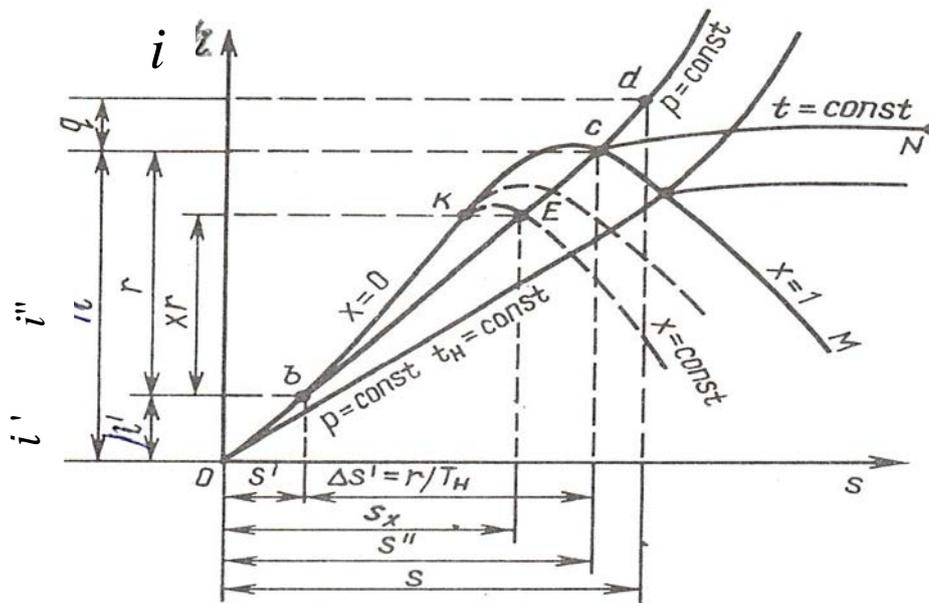


Рис. 12.4.  $i$ - $s$  – диаграмма водяного пара

За начало отсчета принята точка с координатами  $i = 0$  и  $s = 0$  при  $0^\circ\text{C}$ . Нижняя пограничная кривая ( $x = 0$ ) изображается кривой 0–b–K, а верхняя – кривой K–c–M ( $x = 1$ ). Критическая точка K находится не на вершине кривой, как в  $P$ - $v$  – и  $T$ - $s$  – диаграммах, а на ее левом склоне.

В области состояния воды все изобары практически сливаются с нижней пограничной кривой, в области состояния влажных паров изобары и соответствующие им изотермы сливаются и изображаются в виде расходящегося пучка прямых линий б–с. Тангенс угла наклона изобары при  $P = \text{const}$  равен  $\left(\frac{\partial i'}{\partial s}\right)_P = T$ , так как с ростом давления увеличивается температура и, следовательно, тангенс угла наклона изобар. Изобары с большим давлением идут выше изобар меньшего давления.

В области перегретого пара изобара с–d близка к логарифмической кривой, а изотерма с–N представляет кривую, слабо поднимающуюся вверх и направо, асимптотически приближающуюся к линии  $i = \text{const}$ . Это объясняется тем, что

при высоких степенях перегрева и низких давлениях пар по своим свойствам приближается к идеальному газу.

Таким образом, в  $i-s$ -диаграмме изобара представляет кривую  $0-b-c-d$ , а изотерма – кривую  $0-c-N$ .

Удельная энтальпия кипящей воды в точке  $b$  определяется отрезком  $i'$ , скрытая теплота парообразования – отрезком  $i_c - i_b = r$ , удельная энтальпия сухого насыщенного пара равна  $i'' = i' + r$ , удельная энтальпия влажного пара, например, в точке  $E$ , определяется выражением  $i_{xE} = i' + xr$ , удельная энтальпия перегретого пара

$$i = i'' + q = i' + r + q.$$

## 12.4. Термодинамические таблицы воды и водяного пара

Для выполнения теплотехнических расчетов, связанных с применением воды и водяного пара в теплоэнергетических и теплотехнологических установках, необходимо располагать по возможности более точными данными. Такие данные могут быть получены при помощи уравнения состояния. Однако эти уравнения настолько сложны, что пользоваться ими в повседневных расчетах фактически невозможно. Поэтому в теплотехнической практике применяются не сами уравнения, а составленные по ним таблицы термодинамических параметров воды и водяного пара [9], которыми широко пользуются в нашей стране и за рубежом.

Таблицы состоят из трех частей. В первой части таблиц приведены значения основных параметров воды и сухого насыщенного пара в зависимости от температуры (для кипящей воды параметры обозначены с одним штрихом сверху)  $P, t_n, v', i', S'$  и параметры сухого насыщенного пара (обозначены двумя штрихами сверху)  $v'', i'', S''$ ; во второй части таблиц представлены эти же параметры в зависимости от давления; в третьей части даны значения параметров  $v, i$  и  $S$  перегретого пара в зависимости от его давления и температуры. Таблиц влажного насыщенного пара не существует. Параметры влажного насыщенного пара  $v_x, i_x, S_x$  рассчитываются по формулам:

$$\begin{aligned} v_x &= (1 - x) v' + x v''; \\ i_x &= i' + x r; \\ S_x &= S' + \frac{r}{T_n} x. \end{aligned}$$

Параметры  $v', v'', i', S', T_n, r$  определяются по таблицам для кипящей воды и сухого насыщенного пара.

Значения давлений и температур в этих таблицах даются с определенным интервалом, величина которого тем меньше, чем полнее таблицы. Определение промежуточных значений параметров следует производить с помощью линейной интерполяции.

## Глава 13. ЦИКЛЫ ПАРОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

### 13.1. Паросиловая установка

Современная стационарная теплоэнергетика базируется в основном на паросиловых (паротурбинных) установках.

Паросиловая установка – это совокупность устройств, в которых протекают процессы преобразования теплоты, полученной от сгорания топлива, в механическую работу или электрическую энергию. Все паросиловые установки (тепловые электрические станции) работают на органическом топливе (природном газе, мазуте или угольной пыли). Рабочим телом служит, чаще всего, перегретый водяной пар, который получается из питательной воды, подаваемой в паровой котел.

Рассмотрим схему простейшей паросиловой установки (рис. 13.1), работающей по циклу Ренкина и предназначенной для получения электрической энергии.

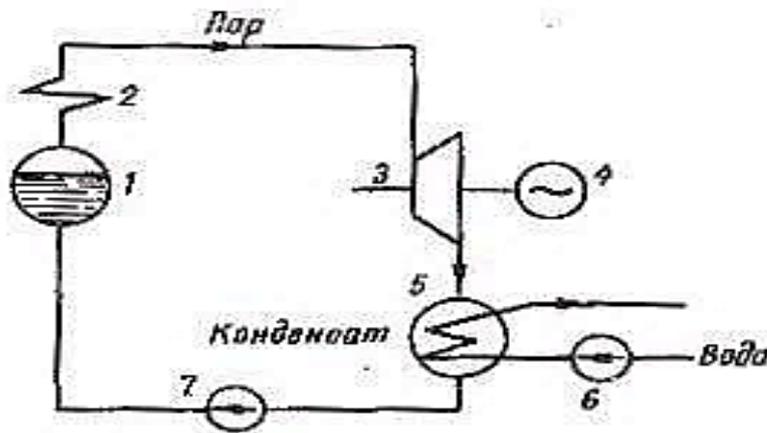


Рис. 13.1. Принципиальная схема конденсационной паротурбинной (паросиловой) установки:

1 – паровой котел; 2 – пароперегреватель; 3 – паровая турбина;  
4 – электрический генератор; 5 – конденсатор; 6 – циркуляционный водяной насос; 7 – конденсатный насос

Паровой котел представляет собой устройство, в котором производится сжигание топлива, и теплота образующихся газообразных продуктов сгорания используется для превращения поступающей в него воды в перегретый (или насыщенный) пар.

Паровым двигателем обычно служит паровая турбина, которая является основным элементом всей установки. В паровой турбине потенциальная энергия пара используется для совершения полезной работы. Большая часть этой работы затрачивается на вращение ротора электрического генератора.

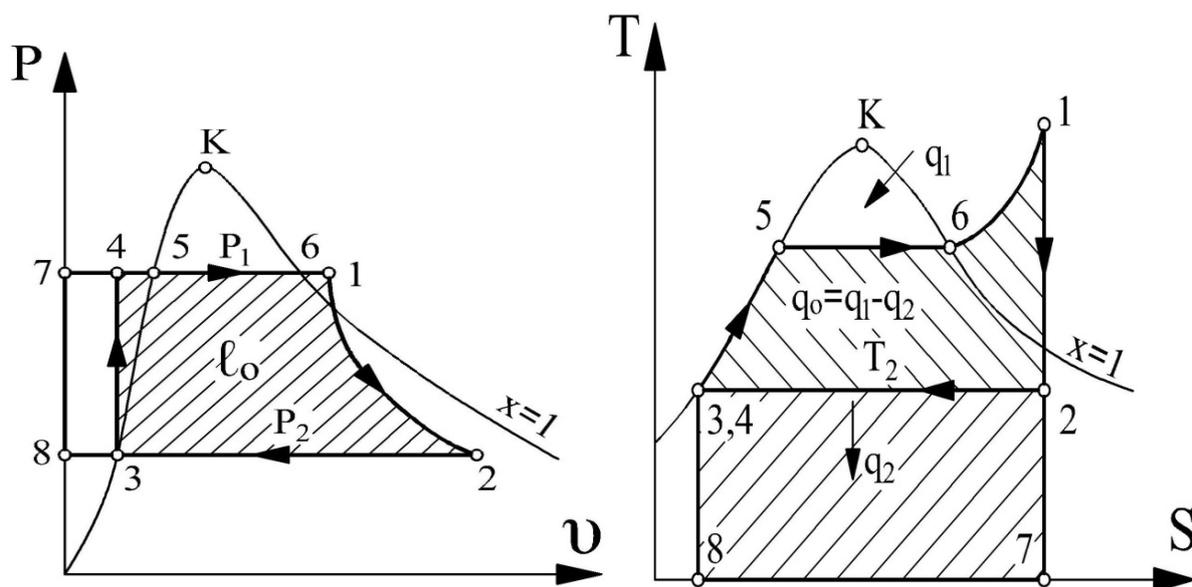
Конденсатор представляет собой трубчатый теплообменник, внутренняя поверхность трубок которого охлаждается циркуляционной водой, за счет чего на их наружной поверхности происходит конденсация отработавшего пара.

Скапливающийся внизу конденсат откачивается конденсатным насосом, который повышает его давление до необходимой величины и подает обратно в котел. Для этого обычно применяются центробежные насосы, как наиболее компактные и простые.

Следует заметить, что в реальных установках после насоса всегда предусматривается деаэратор с питательным баком, запас воды в котором дает возможность изменять мощность установки, а затем устанавливается еще один насос (питательный), подающий питательную воду из бака в паровой котел. Имеется и другое оборудование в установке (например, регенеративные подогреватели низкого и высокого давления). Однако для термодинамического анализа работы паросиловой установки это обстоятельство несущественно, поскольку оно не влияет на характер самого цикла.

### 13.2. Цикл Ренкина

Цикл Ренкина (рис. 13.2) состоит из следующих процессов во всех трех диаграммах водяного пара: адиабатного процесса 1–2, соответствующего расширению пара в паровой турбине; изобарно-изотермического процесса 2–3 – процесса конденсации отработавшего пара в конденсаторе; адиабатного процесса 3–4 – процесса повышения давления воды в насосе; изобарного процесса 4–5–6–1, соответствующего парообразованию в котле. При этом на участке 4–5 осуществляется нагрев воды до температуры кипения, на изобарно-изотермическом участке 5–6 происходит превращение кипящей воды в сухой насыщенный пар, а на участке 6–1 – перегрев пара в пароперегревателе.



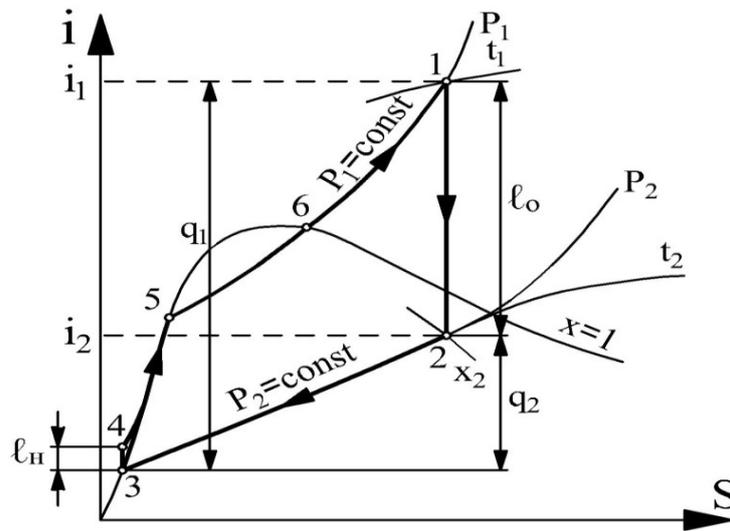


Рис. 13.2. Цикл Ренкина в  $P-v$ -,  $T-S$ - и  $i-s$ - диаграммах водяного пара

На  $P-v$  – диаграмме показаны: площадь 1–2–8–7–1 соответствует технической работе паровой турбины  $\ell_T$ ; площадь 3–4–7–8–3 – обозначает техническую работу, затраченную на привод насоса  $\ell_H$ ; площадь цикла 1–2–3–4–1 – их разность, т. е. полезную работу цикла  $\ell_0$ , совершаемую над внешним объектом (генератором).

На  $T-S$ –диаграмме показаны: площадь 4–5–6–1–7–8–4 изображает теплоту  $q_1$ , полученную рабочим телом от горячего источника (газообразных продуктов сгорания); площадь 2–3–8–7–2 представляет теплоту  $q_2$ , отдаваемую рабочим телом холодному теплоприемнику (циркуляционной воде в конденсаторе); площадь цикла 1–2–3–4–5–6–1 – обозначает их разность  $q = q_1 - q_2$ , т. е. полезную теплоту, превращенную в полезную работу  $\ell_0$ .

### 13.3. Термический КПД цикла Ренкина

Термический КПД любого цикла и в том числе цикла Ренкина определяется из выражения

$$\eta_t^R = \frac{\ell_0}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

На  $i-s$  – диаграмме водяного пара количество подводимой теплоты  $q_1$  в изобарном процессе 3–5–6–1 вычисляется через разность энтальпий, т. е.

$$q_1 = i_1 - i_3.$$

Отведенная теплота в процессе 2–3 происходит при  $P_2 = \text{const}$  и равна

$$q_2 = i_2 - i_3.$$

Обозначая энтальпию конденсата  $i_3$  через  $i_2'$ , т. к. они равны, получаем окончательно формулу для вычисления термического КПД цикла Ренкина

$$\eta_t^R = \frac{i_1 - i_2'}{i_1 - i_2}$$

где  $i_1$  и  $i_2$  – энтальпии поступающего и отработавшего в турбине водяного пара, определяемые по  $i$ - $s$ -диаграмме или по термодинамическим таблицам воды и водяного пара. При этом энтальпия  $i_1$  определяется по таблицам перегретого пара, а энтальпия конденсата  $i_2'$  находится по таблицам сухого насыщенного водяного пара.

Из формулы видно, что КПД идеального цикла Ренкина определяется значениями энтальпий пара до турбины  $i_1$  и после нее  $i_2$  и энтальпией конденсата  $i_2'$ , находящегося при температуре кипения  $t_2$ . В свою очередь, эти значения определяются следующими параметрами цикла: давлением  $P_1$  и температурой  $t_1$  перегретого пара перед турбиной, давлением влажного пара  $P_2$  (т. е. в конденсаторе), а также степенью сухости влажного пара за турбиной.

Помимо термического КПД показателем эффективности цикла Ренкина может служить теоретический удельный расход пара, т. е. количество пара, теоретически расходуемого на единицу полученной электрической энергии.

Величина теоретического удельного расхода пара определяется по уравнению, кг/ (кВт · ч),

$$d_0 = \frac{3600}{i_1 - i_2}$$

### 13.4. Мощность и энергетические потери паротурбинных установок

Рассмотрим потери энергии в реальной паросиловой установке, работающей по циклу Ренкина. При этом будем считать, что в качестве двигателя используется паровая турбина и совершаемая ею работа затрачивается на привод электрического генератора.

Теоретическая мощность такой установки, кВт, выражается формулой

$$N_T = D \ell_0 = D (i_1 - i_2),$$

где  $D$  – расход пара на турбину, кг/с;  $\ell_0$  – теоретическая полезная работа, кДж/кг;  $i_1 - i_2 = h_0$  – располагаемый теплоперепад, кДж/кг.



Кроме того, в турбогенераторе имеют место механические потери, связанные с трением вала в подшипниках, и потери в генераторе.

Эти суммарные потери оцениваются *относительным электрическим КПД*

$$\eta_{оэ} = \eta_{oi} \eta_{м} \eta_{г}.$$

Для полной характеристики экономичности всей паросиловой установки следует учесть тепловые потери в котельном агрегате, оцениваемые с помощью КПД:

$$\eta_{к} = \frac{D(i_1 - i_{пит})}{B Q_{н}^P},$$

где  $D$  – расход пара на паровой котел, кг/с;  $i_1, i_{пит}$  – энтальпии перегретого пара и питательной воды, кДж/кг;  $B$  – расход топлива на паровой котел, кг/с;

$Q_{н}^P$  – низшая теплота сгорания топлива, кДж/кг.

Тогда КПД *всей паросиловой установки*, учитывающий: тепловые потери в котельном агрегате  $\eta_{к}$ , термодинамические потери рабочего цикла  $\eta_{т}$ , а также тепловые  $\eta_{oi}$ , механические  $\eta_{м}$  и электрические потери  $\eta_{г}$  в турбогенераторе, т. е. все потери паросиловой установки, составят

$$\eta_{уст} = \eta_{к} \eta_{т} \eta_{oi} \eta_{м} \eta_{г}.$$

Расход топлива на установку, кг/с, может быть определен по формуле:

$$B = \frac{N_{э}}{Q_{н}^P \eta_{уст}},$$

где  $N_{э}$  – электрическая мощность установки, кВт,

$$N_{э} = N_{т} \eta_{oi} \eta_{м} \eta_{г}.$$

В конденсационных паротурбинных установках степень использования теплоты может достигать лишь 45–47%. При максимальных начальных параметрах и наиболее глубоком вакууме в конденсаторе потери теплоты составляют 55–53% всей теплоты, сообщенной рабочему телу в котельном агрегате, а во всех других случаях они еще больше.

Наиболее экономичным является цикл Ренкина, осуществляемый при максимально допустимых начальных параметрах пара и максимально допустимом вакууме в конденсаторе ( $P_2 = 4$  кПа). Паротурбинные энергетические установки, реализующие наивыгоднейшие параметры пара, обеспечивают термический КПД не выше 0,45–0,47, а с учетом КПД парового котла, механических и электрических потерь, фактический КПД установки, работающей по циклу Ренкина, не превышает 0,30–0,35.

Степенью использования теплоты называется отношение всей использованной теплоты (в виде механической и тепловой энергии) к количеству теплоты, затраченной на образование пара.

Очевидно, что

$$k_{и} = \frac{\ell + q_2}{q_1},$$

где  $\ell$  – теплота, превращенная в работу;  $q_2$  – теплота, переданная потребителю;  $q_1$  – подведенная теплота.

Комбинированная выработка теплоты и электроэнергии осуществляется по *теплофикационному циклу*.

*Теплофикационный цикл* – цикл, в котором пар отбирается из турбины при повышенном давлении и используется как греющая среда (при ухудшении вакуума в конденсаторе).

В чисто конденсационных установках степень использования теплоты составляет 52–53%. В теоретическом цикле комбинированной выработки электроэнергии и теплоты (иначе говоря, при выработке электроэнергии на базе теплового потребления) степень использования теплоты составляет 100%.

Из сравнения этих показателей следует, что комбинированная выработка электрической и тепловой энергии имеет огромное преимущество, по сравнению с раздельной их выработкой на конденсационных электростанциях и в котельных.

### 13.5. Способы повышения КПД цикла Ренкина

Способы повышения КПД цикла Ренкина следующие:

1. *Одновременное повышение начальных параметров пара* (давления и температуры) до максимальных значений и снижение конечного давления пара в конденсаторе до минимума.

Перевод работы паротурбинной установки со средних начальных параметров на высокие параметры позволяет повысить термический КПД цикла Ренкина на 10–14%.

Повышение начальных параметров пара определяется уровнем развития металлургии, поставляющей металлы для котлов и турбин. Получение пара с температурой 535–565 °С стало возможным благодаря применению низколегированных сталей, из которых изготавливаются пароперегреватели и горячие части турбин. Переход на более высокие параметры (580–650 °С) требует применения дорогостоящих высоколегированных (аустенитных) сталей.

С увеличением начального давления пара и уменьшением его удельного объема уменьшаются габариты установок и диаметры паропроводов. В крупных стационарных установках давление пара поднимают до 30 МПа. Однако при этом паротурбинные энергетические установки (ПТЭУ) обеспечивают степень использования теплоты не выше 0,45–0,47.

При уменьшении давления пара  $P_2$  за турбиной уменьшается средняя температура отвода теплоты в цикле  $t_2$ , а средняя температура подвода теплоты меняется мало. Поэтому чем меньше давление пара за турбиной, тем выше КПД паросиловой установки.

Давление пара за турбиной определяется температурой охлаждающей циркуляционной воды, прокачиваемой через конденсатор турбины. Температура насыщенного пара в конденсаторе составляет обычно 25–35 °С, а абсолютное давление этого пара  $P_2$ , соответственно, 3–5 кПа. Повышение КПД цикла за счет

дальнейшего снижения  $P_2$  практически невозможно из-за отсутствия естественных охладителей с более низкой температурой.

2. *Регенеративный подогрев питательной воды.* Подогрев питательной воды осуществляется теплотой пара, отбираемого между ступенями турбин. Для этой цели на тепловых станциях обычно используются три регенеративных подогревателя высокого давления (ПВД) и три подогревателя низкого давления (ПНД). При этом степень использования теплоты повышается на 10–13% по сравнению с циклом Ренкина.

3. *Применение промежуточного перегрева пара.* С этой целью между каждыми двумя цилиндрами паровой турбины пар направляется обратно в котельный агрегат и подвергается дополнительному перегреву в специальном пароперегревателе. Обычно при этом удается повысить КПД на 2–4 % по сравнению с КПД цикла Ренкина для тех же параметров. Кроме того, одновременно с этим уменьшается конечная влажность пара в конце процесса расширения с 16 до 5 %, что благоприятно сказывается на долговечности и надежности работы установки.

4. *Применение бинарных циклов,* в которых для выработки электроэнергии используются два рабочих тела и две турбины (паровая и газовая). Применение парогазовых циклов позволяет повысить общий КПД установки до 0,55–0,6. Такие парогазовые установки находят все более широкое применение. Особенно возрастает их значение, когда будет решена проблема создания высокотемпературной газовой турбины, которая сможет работать на газе с температурой 1000 °С.

5. *Работа паротурбинных установок по теплофикационному циклу.* Комбинированная выработка электроэнергии и теплоты на ТЭЦ позволяет доводить степень использования теплоты топлива фактически до 0,55–0,6.

### 13.6. Теплофикационный цикл

Комбинированная выработка электроэнергии и теплоты называется *теплофикацией*. Тепловые электростанции, на которых производится такая выработка, называются *теплоэлектроцентралями (ТЭЦ)*, а *паровые турбины*, установленные на ТЭЦ для этой цели, называются *теплофикационными*. Эти турбины имеют специальные конструкции.

В нашей стране впервые в мире на теплоэлектроцентралях осуществлено производство тепловой и электрической энергии в одной установке. В таких установках конденсация пара после паровой турбины обеспечивается в устройствах для подогрева воды, идущей в тепловые сети для обогрева промышленных и жилых зданий. Степень использования теплоты при этом составляет 0,6–0,8.

На современных тепловых электростанциях, вырабатывающих только электроэнергию, давление в конденсаторе составляет 3–5 кПа. При этих давлениях конденсация пара происходит при температурах 24–33 °С. Теплота, отдаваемая охлаждающей воде в конденсаторе, имеет низкий температурный

потенциал ( $20\text{--}25^\circ\text{C}$ ) и непосредственно не может быть использована для производственных и бытовых нужд. Термический КПД конденсационного цикла паросиловой установки составляет около 50 %. Пятьдесят процентов теплоты топлива теряется в конденсаторах. Чтобы использовать теплоту, отдаваемую конденсирующимся паром, нужно повысить его температуру, т. е. поднять давление пара в конденсаторе. Это приведет к некоторому уменьшению выработки электроэнергии при той же затрате топлива. Но в этом случае можно дополнительно получить большое количество теплоты для технологических и бытовых нужд и этим повысить эффективность использования теплоты топлива.

Поскольку для производственных и бытовых нужд требуется горячая вода и пар (для производственных цехов) с различными параметрами, на ТЭЦ применяются теплофикационные турбины различных типов: с ухудшенным вакуумом, с противодавлением, с регулируемым производственным и теплофикационным отбором пара.

На рис. 13.4. представлен цикл теплофикационной паротурбинной установки (ПТУ) в  $T$ - $s$ -диаграмме. На этом рисунке цифрами 1–2'–3'–4–5–1 обозначен цикл паротурбинной установки, вырабатывающей только электроэнергию с низким давлением в конденсаторе порядка 3–5 кПа и температурой  $28\text{--}33^\circ\text{C}$ .

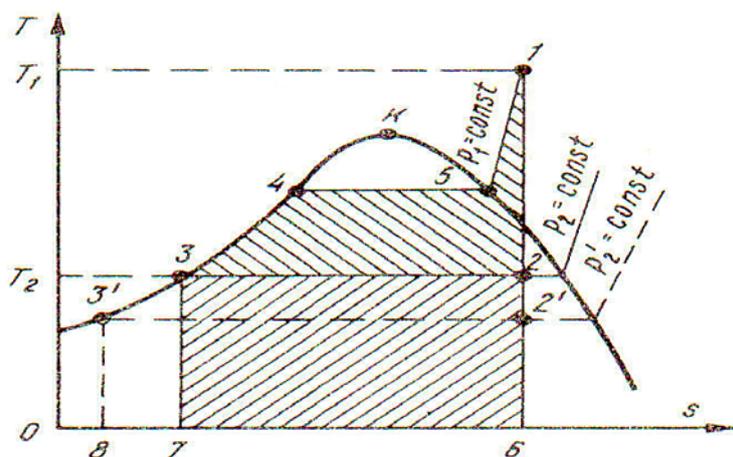


Рис. 13.4. Цикл теплофикационной паротурбинной установки в  $T$ - $s$ -диаграмме

Цикл 1–2–3–4–5–1 является теплофикационным с повышенным давлением в конденсаторе или с противодавлением, когда нет конденсатора, а давление на выходе турбины выше атмосферного.

В конденсационном цикле ПТУ полезная удельная работа изображается площадью 1–2'–3'–4–5–1. Теплота, отданная охлаждающей воде в конденсаторе, изображается площадью 2'–3'–8–6–2'.

В теплофикационном цикле полезная работа меньше, чем в конденсационном, она изображается площадью 1–2–3–4–5–1, но в этом случае полезно используется теплота в виде площади 2–3–7–6–2.

Эффективность использования теплоты топлива на ТЭЦ выражается не термическим КПД, а коэффициентом использования теплоты  $k_{и}$ , который представляет отношение суммы полезной работы цикла  $\ell$  и теплоты  $q_2$ , отданной внешнему потребителю, к количеству теплоты  $q_1$ , подведенной к циклу,

$$k_{и} = \frac{\ell + q_2}{q_1} = \frac{N + Q}{B Q_{Н}^p},$$

где  $N$  – электрическая мощность паротурбинной установки;  $Q$  – количество теплоты, отданной внешнему потребителю;  $B$  – часовой расход топлива;  $Q_{Н}^p$  – низшая теплота сгорания топлива.

Наиболее высокий коэффициент  $k_{и}$  имеют ТЭЦ, на которых установлены турбины с противодавлением (рис. 13.5, а).

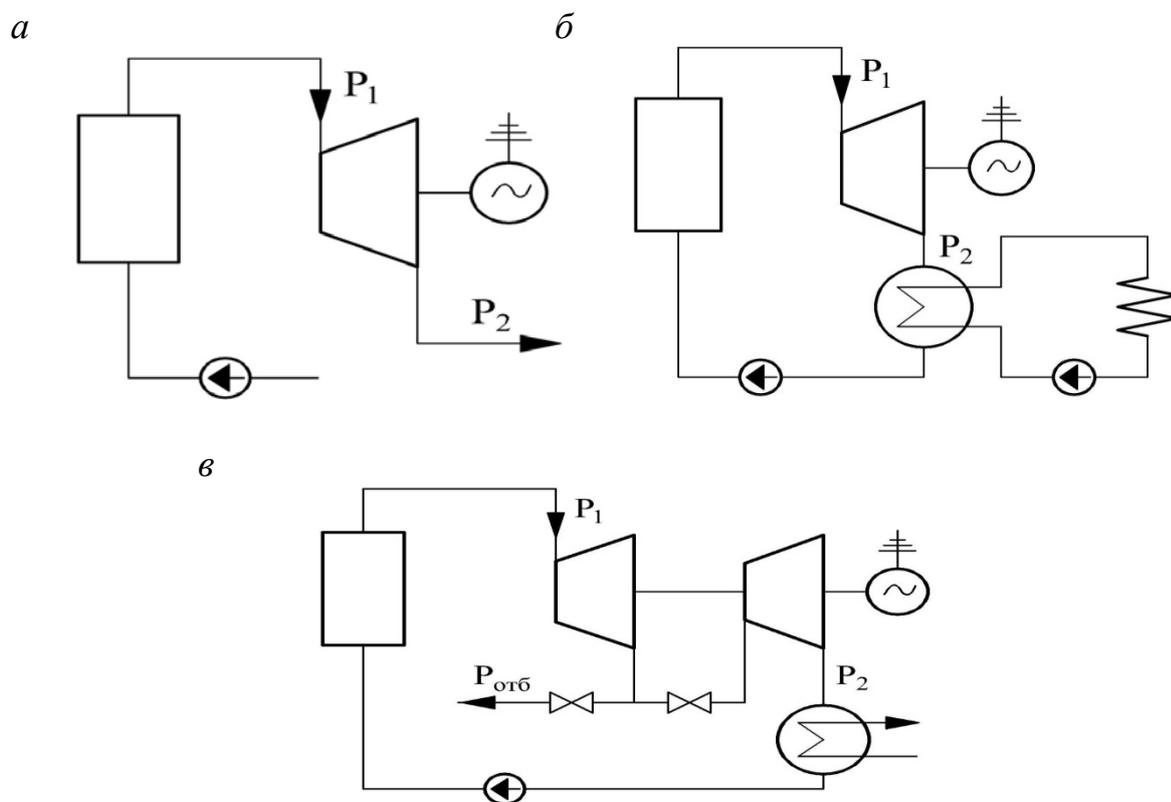


Рис. 13.5. Комбинированная выработка электрической и тепловой энергии с использованием теплофикационных турбин:  
 а – с противодавлением; б – с ухудшенным вакуумом;  
 в – с одним регулируемым отбором пара  $P_{отб}$

Другими величинами, характеризующими работу ТЭЦ, являются коэффициент теплофикации  $\alpha_{ТЭЦ}$  и удельная выработка электроэнергии на тепловом потреблении  $\mathcal{E}_T$ . Под коэффициентом теплофикации  $\alpha_{ТЭЦ}$  понимается доля тепловой нагрузки ТЭЦ, покрываемой теплотой из отборов турбин,

$$\alpha_{\text{ТЭЦ}} = \sum \frac{Q_{\text{отб}}^{\text{турб}}}{Q_{\text{пр}}},$$

где  $\sum Q_{\text{отб}}^{\text{турб}}$  – суммарный возможный часовой отпуск теплоты из отборов (или противодавлений) турбин, установленных на ТЭЦ;  $Q_{\text{пр}}$  – присоединенная нагрузка.

В идеальном цикле Ренкина удельная выработка электроэнергии на тепловом потреблении  $\mathcal{E}_T$  определяется из безразмерного соотношения

$$\mathcal{E}_T = \frac{i_1 - i_{\text{отб}}}{i_{\text{отб}} - i_{\text{в.к}}},$$

где  $i_1, i_{\text{отб}}$  – энтальпия пара перед турбиной и в отборе (или противодавлении) турбины;  $i_{\text{в.к}}$  – энтальпия возвращаемого конденсата.

Для получения размерного значения  $\mathcal{E}_T$  надо его безразмерное значение умножить на размерный коэффициент

$$10^6 / 860 = 273 \text{ кВт} \cdot \text{ч} / \text{ГДж}.$$

### 13.7. Регенеративный цикл паротурбинной установки

Термический КПД цикла Ренкина на насыщенном паре можно сделать равным КПД цикла Карно, если обратить его в *регенеративный цикл*. Для этого необходимо в цикле паротурбинной установки на насыщенном паре (рис. 13.6) заменить адиабату расширения 6–11 на политропу 6–2, эквидистантную линии нагрева воды на участке 3–5. При этом в процессе расширения пара по политропе 6–2 от пара отнимается теплота, равная площади 6–2–10–9–6, которая направляется на нагрев воды в процессе 3–5 (равновеликая пл. 5–3–7–8–5). Получили цикл с идеальной регенерацией теплоты.

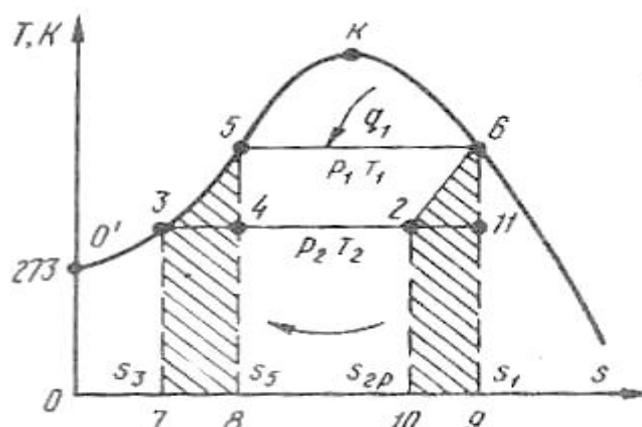


Рис. 13.6. Графическое изображение регенеративного цикла

Цикл 6–11–4–5–6 является циклом Карно, цикл 6–2–3–5–6 является регенеративным циклом. Количество теплоты, подведенной как к одному (площадь 5–6–9–8–5), так и ко второму циклу, одинаковое:

$$q_1 = q_{1p} = q_{1k}.$$

Количество отводимой теплоты  $q_2$  равно количеству теплоты  $q_{2k}$  в цикле Карно и изображается площадью 11–4–8–9–11. Так как политропа 6–2 эквидистантна политропе 5–3, то отрезок 2–11 равен отрезку 3–4 и, следовательно,

$$q_{2k} = q_{2p},$$

т. е. площадь 2–3–7–10–2 равна площади 11–4–8–9–11.

Таким образом, КПД регенеративного цикла равен КПД цикла Карно. Практически в полной мере осуществить регенеративный цикл невозможно, так как нельзя обеспечить непрерывный отвод теплоты в процессе 6–2.

*Регенеративный цикл* широко применяется в паротурбинных установках. В нем подогрев питательной воды производится лишь некоторым количеством пара, отбираемым из ступеней турбины после его расширения. Этот пар направляется в подогреватели низкого и высокого давления, в которых происходит последовательный подогрев питательной воды, направляемой в паровой котел (рис. 13.7).

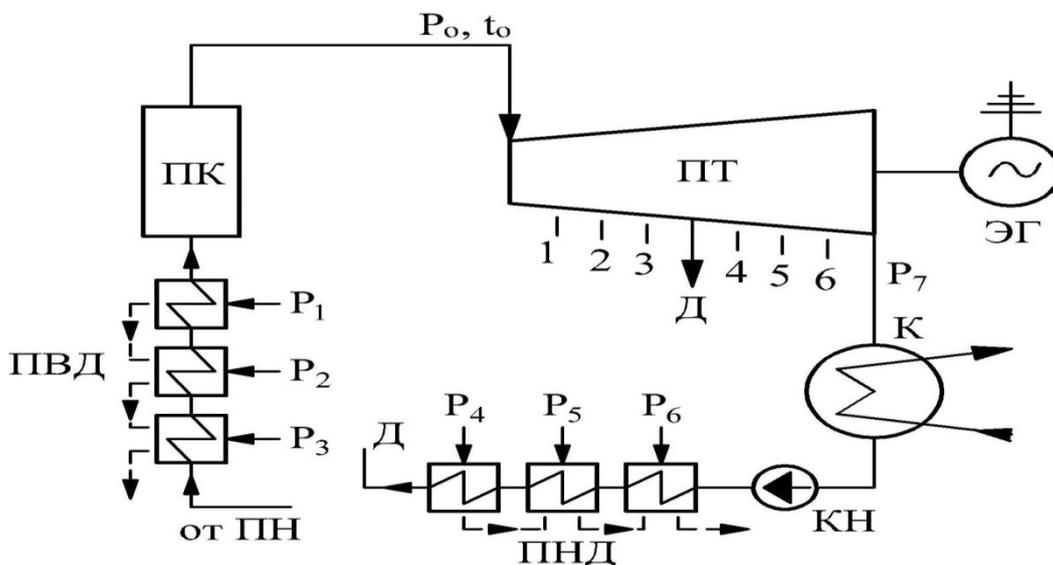


Рис. 13.7. Регенеративный подогрев питательной воды в трех подогревателях низкого давления (ПНД) и трех подогревателях высокого давления (ПВД) за счет пара, отбираемого из отборов паровой турбины:

ПТ – паровая турбина; ПК – паровой котел; ЭГ – электрический генератор;

Д – деаэратор; КН – конденсатный насос; ПН – питательный насос;

1, 2, 3, 4, 5, 6 – отборы пара из турбины;

$P_1, P_2, P_3, P_4, P_5, P_6$  – давление пара

в отборах турбины

Применение регенерации позволяет: повысить КПД паротурбинной установки на 8–12%; уменьшить расход пара через последние ступени турбины и ее металлоемкость; изменить функции отдельных элементов парового котла.

Термический КПД цикла Ренкина с предельной регенерацией определяется по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2 (s_{2p} - s_3)}{i_1 - i_5},$$

где  $i_1$  – энтальпия перегретого пара, поступающего в паровую турбину;  $T_2$  – абсолютная температура влажного пара в точке 2;  $s_{2p}$ ,  $s_3$  – энтропии пара и питательной воды соответственно в точках 2 и 3 (см. рис. 13.6);  $i_5$  – энтальпия подогретой питательной воды.

### 13.8. Циклы газотурбинных и парогазовых установок

#### 13.8.1. Газотурбинная установка

Схема простейшей газотурбинной установки (ГТУ) и цикл ГТУ в  $T$ - $S$  – диаграмме представлены на рис. 13.8.

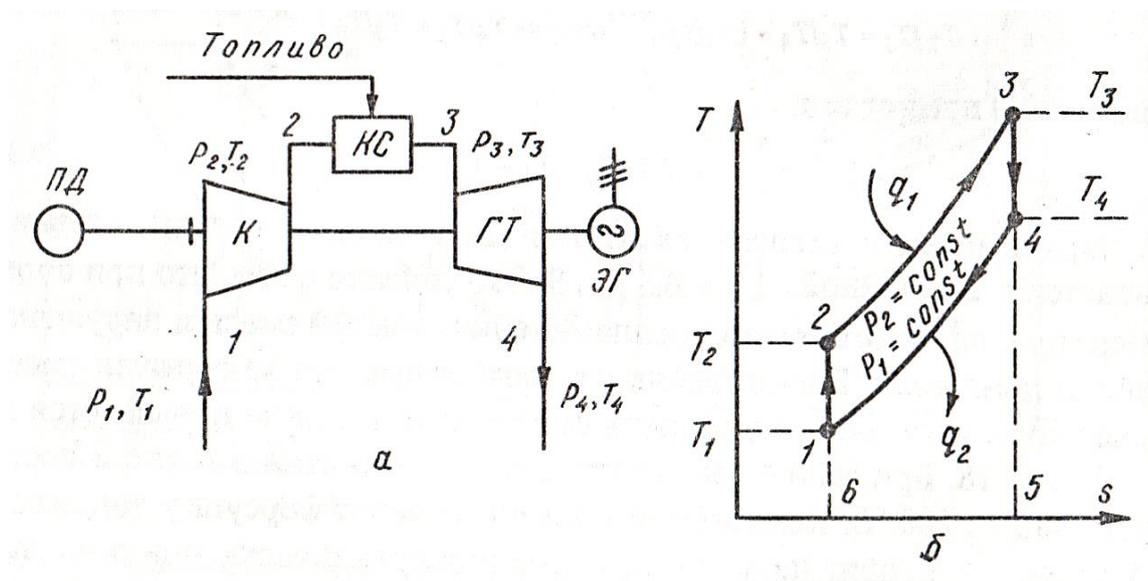


Рис. 13.8. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении

*a* – принципиальная схема; *б* – термодинамический цикл ГТУ  
 К – компрессор; КС – камера сгорания; ГТ – газовая турбина;  
 ЭГ – электрический генератор; ПД – пусковой двигатель

Схема газотурбинной установки включает следующие элементы: насос, подающий топливо; камеру сгорания топлива; воздушный компрессор; газовую турбину и генератор электрического тока.

Компрессор с пусковым двигателем, газовая турбина и электрогенератор располагаются на одном валу. Цикл ГТУ состоит из двух адиабат 1–2 и 3–4 и двух изобар 2–3 и 4–1.

В рабочем состоянии процессы протекают следующим образом: компрессор всасывает воздух из атмосферы при давлении  $P_1$  и температуре  $T_1$  (точка 1) и сжимает его до состояния точки 2. При этом его температура и давление повышаются до  $T_2$  и  $P_2$  в адиабатном процессе сжатия 1–2. Далее сжатый воздух поступает в камеру сгорания, куда подается жидкое или газообразное топливо, которое непрерывно горит при постоянном давлении  $P_2$ . При этом температура воздуха увеличивается с  $T_2$  до  $T_3$  в изобарном процессе горения 2–3. Продукты сгорания (в состоянии точки 3) поступают в газовую турбину, в которой они расширяются по адиабате 3–4 и совершают работу  $\ell_t$ . Продукты сгорания в состоянии точки 4 выбрасываются в атмосферу, где при постоянном давлении  $P_1$  охлаждаются до температуры  $T_1$  в изобарическом процессе 4–1.

Работа, совершаемая турбиной, частично расходуется на привод компрессора, остальная ее часть отдается электрическому генератору.

Количество теплоты, подведенной к циклу, определяется по формуле:

$$q_1 = \int_{T_2}^{T_3} c_p dT = c_p (T_3 - T_2)$$

в виде площади 2–3–5–6–2 и количество теплоты, отданной холодному теплоприемнику

$$q_2 = c_p (T_4 - T_1),$$

равно площади 4–1–6–5–4.

Полезно использованная теплота в цикле вычисляется по уравнению:

$$q = q_1 - q_2 = \ell = c_p [(T_3 - T_2) - (T_4 - T_1)] = \\ = (i_3 - i_4) - (i_2 - i_1),$$

равно площади 1–2–3–4–1.

Термический КПД цикла определяется по формуле:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p (T_4 - T_1)}{c_p (T_3 - T_2)}.$$

Из рассмотрения адиабатных процессов 1–2 и 3–4 можно написать:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \pi^{\frac{k-1}{k}} = \varepsilon^{k-1},$$

$$\text{но } \frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1},$$

тогда имеем:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\frac{T_2}{T_1}} = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

Термический КПД газотурбинной установки, работающей по циклу при  $P = \text{const}$ , зависит только от степени сжатия  $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$  или степени повышения давления  $\pi = \frac{P_2}{P_1}$ .

### 13.8.2. Газотурбинная установка с регенерацией теплоты

Простейшая газотурбинная установка (ГТУ) с регенерацией теплоты представляет собой установку, в которой воздух перед входом в камеру сгорания подогревается газами, выходящими из газовой турбины. Это позволяет уменьшить расход топлива. Пластинчатые теплообменники с профильными пластинами, разработанные кафедрой промышленной теплоэнергетики Высшей школы технологии и энергетики Санкт-Петербургского государственного университета промышленных технологий и дизайна, применяются в газотурбинных установках, а также в котельных установках и системах вентиляции и кондиционирования.

### 13.8.3. Парогазовая установка

*Комбинированные установки*, в которых одновременно используются два рабочих тела (газ и пар), называются *парогазовыми установками* (ПГУ). Парогазовые установки представляют объединение паротурбинной установки (ПТУ) с газотурбинной установкой (ГТУ), в силу этого обеспечивается повышение КПД таких установок по сравнению с установками, из которых они составлены. Существуют две основные схемы ПГУ: с высоконапорными парогенераторами (ВПГ) и со сбросом газов из газовой турбины в паровой котел. Простейшая схема парогазовой установки показана на рис. 13.9, а её цикл изображен на рис. 13.10.

Горячие газы, уходящие из газовой турбины после совершения в ней работы, охлаждаются в подогревателе, нагревая питательную воду, поступающую в паровой котел. В результате уменьшается расход топлива на получение пара в котле, что приводит к повышению эффективности комбинированного цикла по сравнению с этими же циклами, осуществляемыми отдельно.

Мощности и параметры газотурбинной и паротурбинной установок выбираются таким образом, чтобы количество теплоты, отданной газами в подогревателе, равнялось количеству теплоты, воспринятому питательной водой. Это определяет соотношение между расходами газа и воды через подогреватель. Цикл комбинированной установки строится для 1 кг водяного пара и соответствующего количества газа, приходящегося на 1 кг воды.

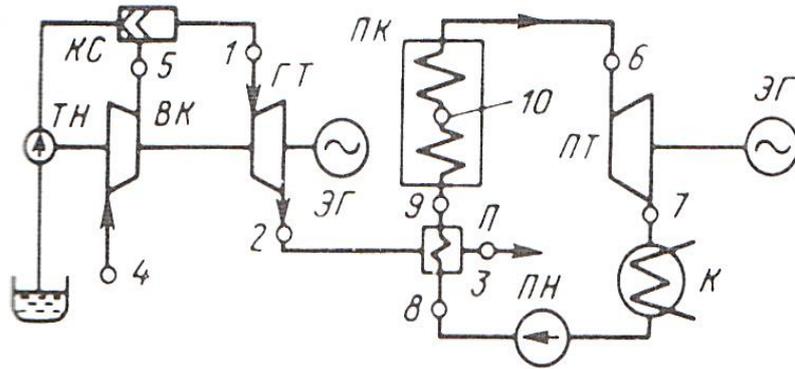


Рис. 13.9. Схема простейшей парогазовой установки:  
 ГТ – газовая турбина; ЭГ – электрогенератор; ПК – паровой котёл;  
 ПН – питательный насос; К – конденсатор; ПТ – паровая турбина;  
 ВК – воздушный компрессор; КС – камера сгорания; ТН – топливный насос;  
 П – подогреватель

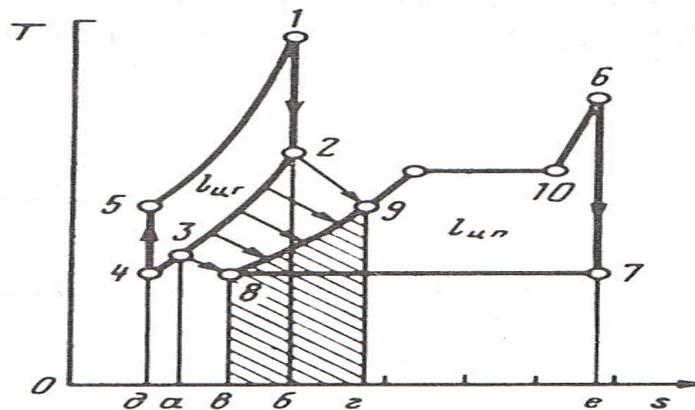


Рис. 13.10. Цикл парогазовой установки с регенерацией теплоты

В цикле газотурбинной установки подводится теплота, равная площади 1–б–д–5–1, и получается полезная работа  $l_{цг}$ , равная площади 1–2–3–5–1. В цикле паротурбинной установки при его раздельном осуществлении количество подведенной теплоты равно площади 6–е–в–8–9–10–6, а полезная работа  $l_{цп}$  равна площади 6–7–8–9–10–6.

Теплота газов, отработавших в турбине, равная площади 2–б–д–4–2, при раздельном осуществлении обоих циклов выбрасывается в атмосферу.

Теплота, выделяющаяся при охлаждении газов по линии 2–3, изображается площадью 2–б–а–3–2. Эта теплота не выбрасывается в атмосферу, а используется на подогрев питательной воды в подогревателе (по линии 8–9). Теплота, затрачиваемая на образование пара в котле, уменьшается на количество, равное заштрихованной площади 9–г–в–8–9, а эффективность комбинированного цикла увеличивается, так как суммарная полезная работа обоих циклов ( $l_{цг} + l_{цп}$ ) одинакова при совместном и раздельном их осуществлении.

## Раздел II. ТЕОРИЯ ТЕПЛОМАССОБМЕНА

### Глава 14. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ТЕРМИНЫ

*Теплота* является универсальной формой энергии, возникающей в результате движения молекул, атомов, электронов. Любая форма энергии (механическая, химическая, электрическая, ядерная и т. п.) трансформируется либо частично, либо полностью в тепловое движение молекул (теплоту). Различные тела могут обмениваться внутренней энергией в форме теплоты, что количественно выражается первым законом термодинамики.

*Теплообмен* – самопроизвольный необратимый процесс передачи внутренней энергии в пространстве, обусловленный разностью температур.

*Массообмен* – самопроизвольный необратимый процесс переноса вещества (массы компонента смеси в пространстве), обусловленный разностью концентрации этого компонента.

В общем случае перенос теплоты осуществляется тремя способами: теплопроводностью, конвекцией и тепловым излучением.

*Теплопроводностью* называется молекулярный перенос теплоты при непосредственном соприкосновении тел (или частей тела) с различной температурой.

*Конвективный теплообмен* или *конвекция* – процесс переноса теплоты за счет перемещения вещества в пространстве. Конвекция наблюдается в движущихся жидкостях и газах.

Одновременно с конвекцией имеет место и теплопроводность, но конвективный перенос в жидкостях является определяющим, так как он значительно интенсивнее теплопроводности.

*Теплоотдача* – конвективный теплообмен между движущейся средой и поверхностью ее раздела с другой средой (твердым телом, жидкостью или газом).

*Тепловое излучение* – явление переноса теплоты в виде электромагнитных волн с двойным взаимным превращением тепловой энергии в энергию излучения и обратно.

При теплообмене излучением носителями энергии являются фотоны, излучаемые и поглощаемые телами, участвующими в теплообмене.

В действительности эти элементарные виды теплообмена не обособлены и в чистом виде встречаются редко. В большинстве случаев один вид теплообмена сопровождается другим.

В природе и технике многие процессы теплообмена усложняются процессами массообмена, фазовыми переходами и химическими реакциями на поверхности тела и в самом теплоносителе.

Например, в паровом котле в процессе переноса теплоты от топочных газов к воде в экранных трубах участвуют все три вида теплообмена: теплопроводность, конвекция и тепловое излучение. В процессе сушки

целлюлозы, бумаги и картона также участвуют все эти три вида теплопереноса, и плюс к этому еще добавляется массообмен.

*Теплопередача* – процесс передачи теплоты от горячей среды к холодной через разделяющую их стенку. Например, процесс передачи теплоты от горячей среды (дымовых газов) к холодной среде (воде) через разделяющую их стенку экранной трубы.

*Температурное поле* – совокупность значений температуры во всех точках тела в данный момент времени. Математически это описывается в виде равенства  $t = f(x, y, z, \tau)$ .

Различают *стационарное температурное поле*, когда температура во всех точках тела не зависит от времени, и *нестационарное поле*. Если температура изменяется только по одной или двум пространственным координатам, то температурное поле называют соответственно одно- или двухмерным.

*Изотермическая поверхность* – это геометрическое место точек, температура в которых одинакова.

Процесс теплообмена на практике может сопровождаться переносом массы, массообменном или диффузией.

*Диффузия* – перенос вещества внутри тела из области с большей концентрацией в область с меньшей концентрацией. Например, перенос влаги или водяных паров внутри волокнистого материала (бумаги или картона) в процессе его сушки.

В целлюлозно-бумажной промышленности тепло- и массообменные процессы имеют место: в варочных котлах при варке целлюлозы; выпарных аппаратах; содорегенерационных агрегатах; вентиляционных системах и сушильных частях бумагоделательных, картоноделательных машин и пресспатов; системах кондиционирования воздуха; гофроагрегатах и рубероидных агрегатах.

В теплоэнергетических установках нередко потенциальная энергия источников теплоты (топлива) превращается в кинетическую энергию промежуточных теплоносителей (дымовые газы, пар). При этом интенсификация теплообмена в установках нередко способствует повышению производительности, снижению затрат теплоты, уменьшению габаритных размеров устройств и механизмов.

*Интенсификация* теплообмена, помимо повышения производительности и уменьшения габаритов установок, связана с уменьшением потерь теплоты.

## Глава 15. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

### Основные понятия

*Теплопроводность* – процесс переноса теплоты от участков тела с более высокой температурой к участкам с более низкой температурой. При этом перенос энергии осуществляется вследствие теплового движения и энергетического взаимодействия между микрочастицами (молекулами, атомами, электронами), из которых состоит данное тело.

Процесс теплопроводности неразрывно связан с распределением температуры внутри тела, т. е. с понятиями температурное поле и градиент температур.

Изменение температуры в теле наблюдается в направлениях, пересекающих изотермические поверхности (направление  $x$ , рис. 15.1). При этом наиболее резкое изменение температуры получается в направлении нормали  $n$  к изотермической поверхности.

*Градиентом температуры* называется предел отношения изменения температуры  $\Delta t$  к расстоянию между изотермами по нормали  $\Delta n$ . Градиент температуры ( $\text{grad } t$ ) – вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности и численно равный производной от температуры по этому направлению.

Градиент температуры,  $^{\circ}\text{C} / \text{м}$ , обозначается:

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} (\Delta t / \Delta n) = \ln(\partial t / \partial n) = \text{grad } t = \nabla t,$$

где  $\ln(\partial t / \partial n)$  – единичный вектор нормали.

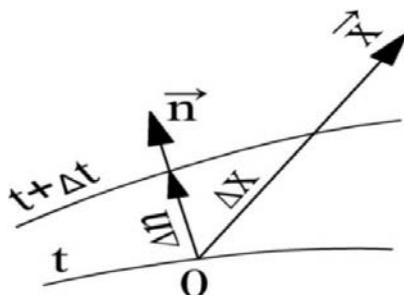


Рис. 15.1. К определению градиента температуры

Температурный градиент является вектором, направленным по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры. Теплота самопроизвольно переходит в сторону убывания температуры.

*Тепловым потоком*  $Q$  называется количество теплоты, переносимой в единицу времени  $\tau$  через единицу поверхности  $F$ .

*Удельным тепловым потоком* (поверхностной плотностью теплового потока)  $q$  называется тепловой поток, отнесенный к единице площади изотермической поверхности,  $\text{Вт}/\text{м}^2$ ,

$$q = \frac{Q}{F \tau}.$$

Тепловой поток и поверхностная плотность теплового потока являются векторами, направленными по нормали к изотермической поверхности в сторону, противоположную температурному градиенту.

### 15.1. Закон Фурье

Шарль Фурье установил, что количество переданной теплоты пропорционально падению температуры, времени и площади сечения, перпендикулярного направлению распространения теплоты, Вт/м<sup>2</sup>,

$$q = -\lambda \operatorname{grad} t,$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·°С).

Это *закон Фурье* – основной закон теплопроводности для стационарного режима.

### 15.2. Коэффициент теплопроводности

*Коэффициент теплопроводности* (теплопроводность)  $\lambda$  – количество теплоты, проходящей в единицу времени через единицу изотермической поверхности при градиенте температуры, равном единице. Теплопроводность представляет собой теплофизический параметр, определяющий способность тел проводить теплоту.

Теплопроводность зависит от температуры, влажности, пористости, структуры тела и давления. Достоверные значения теплопроводности определяются экспериментально. В технических расчетах теплопроводность определяется с помощью справочных таблиц [1–5].

На основании многочисленных экспериментов установлено:

- коэффициент теплопроводности *газов* лежит в пределах 0,005–0,5 Вт/(м·°С). С повышением температуры коэффициент теплопроводности газов возрастает;
- коэффициент теплопроводности *капельных жидкостей* находится в диапазоне значений 0,08–0,7 Вт/(м·°С). С повышением температуры для большинства жидкостей он убывает, исключения составляют вода и глицерин;
- коэффициент теплопроводности *строительных и теплоизоляционных материалов* имеет значения 0,02–3,0 Вт/(м·°С). С увеличением температуры он возрастает. Материалы с низким значением коэффициента теплопроводности (меньше 0,2 Вт/(м·°С)) обычно применяются для теплоизоляции и называются *теплоизоляционными*;
- коэффициент теплопроводности *металлов* изменяется в пределах 2–400 Вт/(м·°С). Самая большая теплопроводность у серебра. С увеличением температуры теплопроводность металлов уменьшается.

### 15.3. Теплопроводность плоской стенки

#### Однородная стенка

Рассмотрим однородную плоскую стенку толщиной  $\delta$ , коэффициент теплопроводности  $\lambda$  которой постоянен. На наружных поверхностях стенки поддерживаются постоянные температуры  $t_1$  и  $t_2$ . Температура изменяется только в направлении оси  $x$  (рис. 15.2). На расстоянии  $x$  выделим элементарный слой  $dx$  между двумя изотермическими поверхностями.

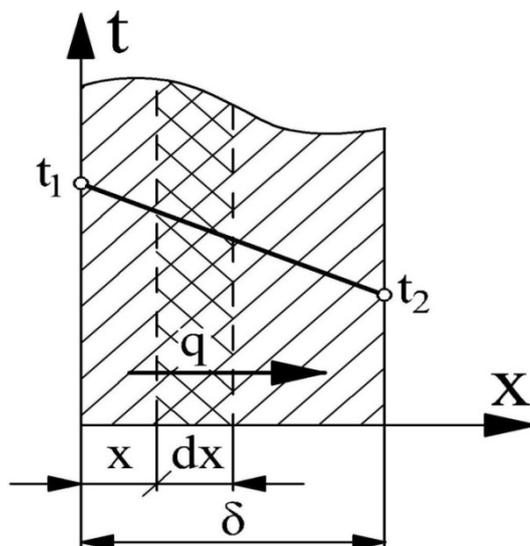


Рис. 15.2. Однородная плоская стенка

На основании закона Фурье для выделенного слоя можно написать

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} \quad \text{или} \quad dt = -\frac{q}{\lambda} dx.$$

При стационарном тепловом режиме плотность теплового потока  $q$  в каждом сечении постоянна, поэтому

$$t = -\frac{q}{\lambda} x + C \quad (a)$$

Постоянная интегрирования  $C$  определяется из граничных условий:

1.  $x = 0, \quad t = t_1 = C;$
2.  $x = \delta, \quad t = t_2.$

Подставляя эти значения в уравнение (a), имеем

$$t_2 = -\frac{q}{\lambda} \delta + t_1. \quad (б)$$

Из уравнения (б) определяется неизвестное значение плотности теплового потока  $q$

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2). \quad (в)$$

Полученное уравнение (в) называется *уравнением теплопроводности однородной плоской стенки для стационарного режима*. Следовательно,

количество теплоты, переданное через единицу поверхности в единицу времени, прямо пропорционально коэффициенту теплопроводности  $\lambda$  и разности температур наружных поверхностей и обратно пропорционально толщине стенки  $\delta$ .

Отношение  $\lambda/\delta$  называется *тепловой проводимостью стенки*, а обратная величина  $\delta/\lambda$  — *термическим сопротивлением стенки*.

Если в уравнение (а) подставить найденные значения  $C$  и плотность теплового потока  $q$ , то получим *уравнение температурной кривой*

$$t_x = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\delta} x.$$

Это уравнение показывает, что при постоянном значении коэффициента теплопроводности температура однородной плоской стенки в зависимости от расстояния  $x$  изменяется *по линейному закону*.

#### 15.4. Многослойная плоская стенка

Стенки, состоящие из нескольких разнородных слоев, называются *многослойными*. Именно такими являются, например, стены жилых домов, обмуровка печей, котлов и других тепловых устройств. Пусть стенка состоит из трех разнородных слоев (рис. 15.3). Толщину первого слоя обозначим  $\delta_1$ , второго —  $\delta_2$  и третьего —  $\delta_3$ . Коэффициенты теплопроводности слоев соответственно равны  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ . Кроме того, заданы температуры на наружных поверхностях стенки  $t_1$  и  $t_4$ . Неизвестные температуры в местах контакта обозначим через  $t_2$  и  $t_3$ . При стационарном режиме плотность теплового потока постоянна и для всех слоев одинакова. Поэтому на основании уравнения (в) можно выразить удельные тепловые потоки для каждого слоя

$$q = \frac{\lambda_1}{\delta_1} (t_1 - t_2);$$

$$q = \frac{\lambda_2}{\delta_2} (t_2 - t_3);$$

$$q = \frac{\lambda_3}{\delta_3} (t_3 - t_4).$$

Из этих уравнений легко определить температурные напоры

$$t_1 - t_2 = q \frac{\delta_1}{\lambda_1}; \quad (\Gamma)$$

$$t_2 - t_3 = q \frac{\delta_2}{\lambda_2}; \quad (\Delta)$$

$$t_3 - t_4 = q \frac{\delta_3}{\lambda_3}.$$

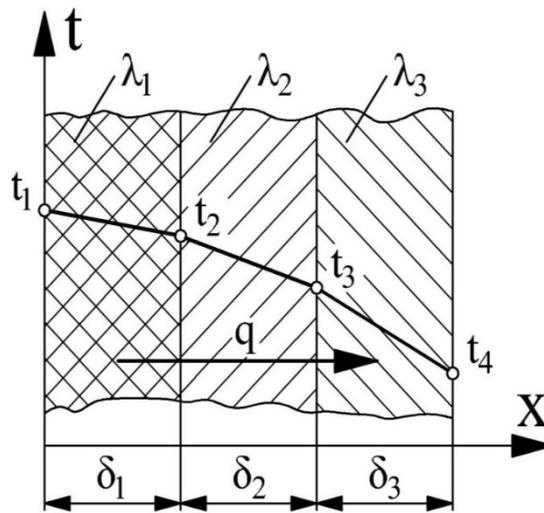


Рис. 15.3. Плоская стенка из трех слоев

Сумма температурных напоров в каждом слое составляет полный температурный напор. Суммируя левые и правые части этих уравнений, получим полный температурный напор

$$t_1 - t_4 = q \left( \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right).$$

Отсюда определяется плотность теплового потока через трехслойную плоскую стенку

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}}. \quad (e)$$

По аналогии с этим уравнением можно написать формулу для плоской стенки из  $n$  слоев:

$$q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}}.$$

Если значение плотности теплового потока  $q$  из уравнения (e) подставить в уравнения (г) и (д), то получим значения неизвестных температур между слоями  $t_2$  и  $t_3$ :

$$t_2 = t_1 - q \frac{\delta_1}{\lambda_1};$$

$$t_3 = t_2 - q \frac{\delta_2}{\lambda_2} = t_4 + q \frac{\delta_3}{\lambda_3}.$$

## 15.5. Теплопроводность цилиндрической стенки

### Однородная стенка

Рассмотрим однородную цилиндрическую стенку (трубу) длиной  $\ell$ , с внутренним радиусом  $r_1$  и внешним  $r_2$ . Коэффициент теплопроводности материала  $\lambda$  постоянен. Внутренняя и внешняя поверхности поддерживаются при постоянных температурах  $t_1$  и  $t_2$ , причем  $t_1 > t_2$  (рис. 15.4). При этом температура изменяется только в радиальном направлении.

Согласно закону Фурье, количество теплоты  $Q$ , проходящее в единицу времени через цилиндрический однородный слой, равно

$$Q = \frac{2 \pi \lambda \ell}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t_1 - t_2).$$

Количество теплоты, проходящее через стенку трубы, может быть отнесено либо к единице длины  $\ell$ , либо к единице внешней поверхности трубы  $F_2$ .

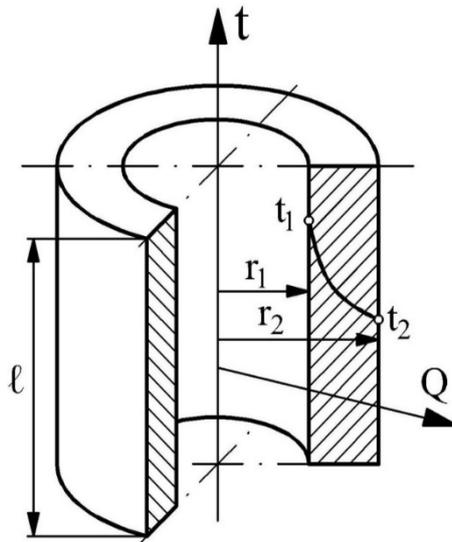


Рис.15.4. Однородная цилиндрическая стенка

При этом расчетные формулы соответственно принимают следующий вид:

$$q_\ell = \frac{Q}{\ell},$$
$$q_2 = \frac{Q}{F_2} = \frac{Q}{\pi d_2 \ell}.$$

Для цилиндрической стенки из трех слоев линейная плотность теплового потока определяется из уравнения:

$$q_\ell = \frac{\pi (t_1 - t_4)}{\frac{1}{2 \lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2 \lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2 \lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}}.$$

Для цилиндрической стенки из  $n$  слоев линейная плотность теплового потока имеет вид:

$$q_{\ell} = \frac{\pi (t_1 - t_{n+1})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}.$$

Температуры между тремя слоями цилиндрической стенки определяются из следующих уравнений:

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 - \frac{q_{\ell}}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1}; \\ t_3 &= t_2 - \frac{q_{\ell}}{2\pi\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} = \\ &= t_4 + \frac{q_{\ell}}{2\pi\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}. \end{aligned}$$

Температура внутри цилиндрической стенки изменяется по логарифмическому закону:

$$t_r = t_1 - (t_1 - t_2) \frac{\ln \frac{d_1}{d_2}}{\ln \frac{d_1}{d_2}}.$$

### 15.6. Теплопроводность шаровой стенки

Количество теплоты, проходящей через однородную шаровую стенку, определяется по уравнению:

$$Q = \frac{2\pi\lambda(t_1 - t_2)}{\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right)} = \pi\lambda\Delta t \frac{d_1 d_2}{\delta},$$

где  $\delta = (d_2 - d_1) / 2$  – толщина стенки шарового слоя.

Температура внутри шарового слоя изменяется по уравнению гиперболы [5].

## Глава 16. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

*Конвективным теплообменом* или *теплоотдачей* называется процесс переноса теплоты между поверхностью твердого тела и жидкой средой. При этом перенос теплоты осуществляется одновременным действием теплопроводности и конвекции.

Явление теплопроводности определяется коэффициентом теплопроводности и градиентом температуры. Конвективный теплоперенос неразрывно связан с переносом самой среды. Поэтому конвекция возможна лишь в жидкостях и газах, частицы которых могут легко перемещаться.

По природе возникновения различают два вида движения: *свободное* и *вынужденное*. *Свободным* называется движение, происходящее вследствие разности плотностей нагретых и холодных частиц жидкости в гравитационном поле. Свободное движение называется *естественной конвекцией*. *Вынужденным* называется движение, которое происходит под действием напора вентилятора или насоса. Как правило, наряду с вынужденным движением одновременно может развиваться и свободное движение. Относительное влияние последнего тем больше, чем больше разность температур в отдельных точках жидкости и чем меньше скорость вынужденного движения.

### 16.1. Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена

Теплоотдача определяется как тепловыми, так и гидродинамическими явлениями. Поэтому конвективный теплообмен или теплоотдача могут быть описаны *системой дифференциальных уравнений*, в которую входят *уравнения теплопроводности, движения и сплошности*.

#### 1. Уравнение теплопроводности Фурье–Кирхгофа

Это уравнение устанавливает связь между временными и постоянными изменениями температуры в любой точке движущейся среды и записывается в следующем виде:

$$\frac{Dt}{d\tau} = \frac{\lambda}{c_p \rho} \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) = a \nabla^2 t,$$

где  $\nabla^2$  — оператор Лапласа;  $a$  — коэффициент температуропроводности,  $\text{м}^2/\text{с}$ ,

$$a = \frac{\lambda}{c_p \rho}.$$

С другой стороны, имеем

$$\frac{Dt}{d\tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \omega_x \frac{\partial t}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial t}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial t}{\partial z}.$$

Приравняв эти два уравнения, получим *уравнение теплопроводности* в движущихся жидкостях и газах

$$\begin{aligned} & \frac{\partial t}{\partial \tau} + \omega_x \frac{\partial t}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial t}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial t}{\partial z} = \\ & = \frac{\lambda}{c_p \rho} \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) = a \nabla^2 t. \quad (*) \end{aligned}$$

Для твердых тел  $\omega_x = \omega_y = \omega_z = 0$ .

Тогда имеем

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right).$$

## 2. Уравнение движения

В уравнении (\*), наряду с температурой  $t$ , имеются три переменные скорости:  $\omega_x$ ;  $\omega_y$ ;  $\omega_z$ . Это говорит о том, что в движущейся жидкости температурное поле зависит еще и от распределения скоростей. *Распределение скоростей* описывается дифференциальным уравнением движения, вывод которого основан на втором законе Ньютона: сила равна массе, умноженной на ускорение.

*Дифференциальное уравнение движения несжимаемой вязкой жидкости – уравнение Навье–Стокса*, справедливое для ламинарного и турбулентного движения, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial \omega_x}{\partial \tau} + \rho \left( \omega_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial \omega_x}{\partial z} \right) = \\ & = \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z^2} \right). \end{aligned}$$

Все члены уравнения имеют размерность силы, отнесенной к единице объема (Н/м<sup>3</sup>).

В уравнении приняты следующие обозначения:

$\rho$  – плотность среды;  $\omega_x$ ,  $\omega_y$ ,  $\omega_z$  – проекция скорости на оси  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ;

$\tau$  – время процесса;  $g_x$  – ускорение свободного падения тела по оси  $x$ ;

$P$  – давление жидкости;  $\mu$  – коэффициент вязкости или динамический коэффициент вязкости,  $\mu = \nu \rho$ ;  $\nu$  – кинематический коэффициент вязкости.

Таким же образом могут быть получены уравнения и для проекций равнодействующих сил на оси  $y$  и  $z$ , а именно:

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial \omega_y}{\partial \tau} + \rho \left( \omega_x \frac{\partial \omega_y}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_y}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial \omega_y}{\partial z} \right) = \\ & = \rho g_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial z^2} \right); \\ & \rho \frac{\partial \omega_z}{\partial \tau} + \rho \left( \omega_x \frac{\partial \omega_z}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_z}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial \omega_z}{\partial z} \right) = \end{aligned}$$

$$= \rho g_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left( \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial z^2} \right).$$

Эти уравнения справедливы как для ламинарного, так и для турбулентного движения.

### 3. Уравнение сплошности

Уравнение сплошности выводится на основе закона сохранения массы и записывается в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho \omega_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \omega_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \omega_z)}{\partial z} = 0.$$

Для несжимаемых жидкостей уравнение сплошности или неразрывности можно записать в виде

$$\frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \frac{\partial \omega_y}{\partial y} + \frac{\partial \omega_z}{\partial z} = 0.$$

## 16.2. Уравнение конвективного теплообмена

Интенсивность конвективного теплообмена, Вт, определяется по уравнению Ньютона – Рихмана

$$Q = \alpha F (t_c - t_{ж}).$$

Согласно этому уравнению, тепловой поток  $Q$  пропорционален коэффициенту теплоотдачи  $\alpha$ , поверхности теплообмена  $F$  и разности температур стенки и жидкости  $t_c - t_{ж}$ .

Коэффициентом теплоотдачи  $\alpha$  называется количество теплоты, отдаваемое единицей поверхности в единицу времени при разности температур между стенкой и жидкостью, равной одному градусу, Вт/ (м<sup>2</sup> · °С).

Процессы теплоотдачи неразрывно связаны с условиями движения жидкости. Различают два основных режима движения: *ламинарный* и *турбулентный*. При ламинарном режиме течение жидкости имеет спокойный, струйный характер. При турбулентном режиме – движение неупорядоченное и имеет вихревой характер. Изменение режима движения происходит при «критической» скорости, которая в каждом конкретном случае различна.

Как правило, режим течения жидкости определяется не только одной скоростью, а особым безразмерным комплексом ( $\omega \cdot \ell / \nu$ ), состоящим из скорости потока  $\omega$ , коэффициента кинематической вязкости  $\nu$  и характерного размера канала или обтекаемого тела  $\ell$ . Такой комплекс называется *критерием* или *числом Рейнольдса*, и обозначается символом Re:

$$Re = \frac{\omega \ell}{\nu}.$$

Переход ламинарного режима в турбулентный происходит при критическом значении критерия Рейнольдса ( $Re_{кр}$ ). Например, при движении воды в трубах

$$Re_{кр} = \frac{\omega_{кр} d_{вн}}{\nu} = 2300.$$

Здесь характерным размером является внутренний диаметр трубы  $d_{вн}$ .

Процесс теплоотдачи является сложным процессом, а коэффициент теплоотдачи зависит от многих факторов. Наиболее существенными из них являются: причина движения жидкости (естественная или вынужденная конвекция), режим движения жидкости (ламинарный или турбулентный), скорость движения жидкости  $\omega$ , теплофизические параметры жидкости: теплопроводность  $\lambda$ , теплоемкость  $C_p$ , плотность  $\rho$ , кинематическая вязкость  $\nu$ , коэффициент температуропроводности  $a$ , а также температура поверхности нагрева  $t_c$

и температура жидкости  $t_ж$ , форма  $\Phi$  и размеры тела  $l_1, l_2, \dots$ .

$$\alpha = f(\omega, t_c, t_ж, \lambda, C_p, \rho, \nu, a, \Phi, l_1, l_2 \dots).$$

Для определения коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  используются данные экспериментов, обработанные по формулам теории подобия.

Ориентировочные значения коэффициента теплоотдачи приведены в табл. 3.

Таблица 3 – Ориентировочные значения коэффициента теплоотдачи  $\alpha$

Условия конвективного теплообмена	$\alpha$ , Вт/(м <sup>2</sup> · °С)
Нагревание и охлаждение воздуха	1–60
Газы при естественной конвекции	6–100
Нагревание и охлаждение перегретого пара	25–120
Нагревание и охлаждение масла	60–1750
Вода при естественной конвекции	100–1000
Газы при движении в трубах или между ними	12–300
Вода при движении в трубах или между ними	1000–12000
Кипение воды в трубах (пузырьковое)	580–52000
Конденсация водяного пара (плёночная)	4650–17500
Конденсация водяного пара (капельная)	46500–140000
Жидкие металлы (натрий, калий, литий, висмут, олово) при вынужденном турбулентном движении в трубах или между ними	$Nu = 4,5 + 0,014(Re_M Pr_M)^{0,8}$ . $Re = 10^4 - 10^6$ ; $Pr = 4 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-2}$

### 16.3. Теория подобия и критерии подобия

Система понятий и законов, обосновывающих возможность переноса результатов экспериментов с одного объекта (модели) на другой (реальный), называется *теорией подобия*.

Если явления подобны, то физические величины, определяющие течение процесса, входят в зависимости между константами (критериями) подобия. Основы теории подобия базируются на трех теоремах.

*Первая теорема:* у подобных явлений одноименные критерии одинаковы.

*Вторая теорема:* зависимость между переменными, характеризующими какой-либо процесс, может быть представлена в виде зависимости между критериями.

*Третья теорема:* подобны те процессы, в которых условия однозначности подобны, а критерии, составленные из величин, входящих в условия однозначности, численно равны.

#### ***Условия однозначности***

*Условия однозначности или краевые условия* – это те условия, которые позволяют ограничить задачу и из бесчисленного множества дифференциальных уравнений, описывающих конвективный теплообмен, выделить рассматриваемый процесс и решить его однозначно.

*Условия однозначности* – все следующие специфические особенности, относящиеся к рассматриваемому случаю и влияющие на ход процесса:

1) *геометрические условия*, характеризующие форму и размеры поверхности, омываемой средой;

2) *физические условия* (физические свойства среды и тела, например, теплопроводность  $\lambda$ , динамическая вязкость  $\mu$ , плотность  $\rho$ );

3) *временные (начальные) условия*, характеризующие состояние системы в начальный момент времени (для стационарного режима временные условия отпадают);

4) *граничные условия*, которые определяют взаимодействие окружающей среды с рассматриваемой поверхностью (границей) тела.

Теория подобия позволяет исследовать процесс теплоотдачи на небольших моделях, которые точно копируют исследуемую установку по размерам, скоростям и температурам. На основании этих исследований составляются критериальные зависимости, в которые входят *критерии подобия* (табл. 4). Критерии подобия – безразмерные комплексы. Их принято называть именами авторов, их предложивших.

Таблица 4 – Сводная таблица критериев подобия

Название критерия	Обозначение	Расчетная формула	Что характеризует критерий?	Обозначение и размерность всех составляющих
Нуссельта	Ни	$Ni = \frac{\alpha d_{\text{э}}}{\lambda}$	Интенсивность теплоотдачи на границе жидкость – стенка	$\alpha$ – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м <sup>2</sup> ·ч); $d_{\text{э}}$ – эквивалентный диаметр, м; $\lambda$ – теплопроводность, Вт/(м · °С).
Рейнольдса	Re	$Re = \frac{\omega d_{\text{э}}}{\nu}$	Режим движения жидкости: ламинарный или турбулентный	$\omega$ – скорость движения жидкости, м/с; $\nu$ – коэффициент кинематической вязкости, м <sup>2</sup> /с;
Прандтля	Pr	$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$	Молекулярный перенос теплоты	$\alpha$ – коэффициент температуропроводности, м <sup>2</sup> /с;
Грасгофа	Gr	$Gr = \frac{\beta g d_{\text{э}}^3 \Delta t}{\nu^2}$	Отношение подъемной силы к инерционной	$\beta$ – коэффициент объемного расширения, 1/К; $g$ – ускорение свободного падения, м/с <sup>2</sup> ; $\Delta t$ – разность температур, °С;
Эйлера	Еи	$Ei = \frac{\Delta P}{\rho \omega^2}$	Падение давления относительно инерционных сил	$\Delta P$ – перепад давления, Н/м <sup>2</sup> ; $\rho$ – плотность среды, кг/ м <sup>3</sup> .
Фурье	Fo	$Fo = \frac{\alpha \tau}{\ell^2}$	Определяет временное подобие	$\tau$ – время процесса, с; $\ell$ – характерный размер тела, м.
Био	Vi	$Vi = \frac{\alpha \ell}{\lambda}$	Определяет интенсивность нестационарного теплообмена	

## 16.4. Критериальные уравнения

В зависимости от режима движения жидкости для нахождения коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  существует следующая связь между критериями подобия:

- для вынужденного движения жидкости
  - $Ни_f = C_1 (Re_f^{n_1} Pr_f^{m_1})$ ;
- для свободного движения жидкости
  - $Ни_f = C_2 (Gr_f^{n_2} Pr_f^{m_2})$ .

В приведенных критериальных зависимостях величины:  $C_1, C_2, n_1, n_2, m_1, m_2$  определяются экспериментальным путем. Критерии  $Re_f$  и  $Gr_f$  вычисляются по формулам, приведенным в табл. 4. Число Прандтля находится по таблице 5 в зависимости от средней температуры жидкости. Индекс  $f$  означает, что при вычислении критериев подобия теплофизические параметры жидкости ( $\lambda, \nu, \alpha, Pr_f$ ) определяются по средней температуре потока.

Для воздуха и двухатомных газов  $Pr_f = \text{const}$ . При этом формулы упрощаются и принимают следующий вид:

- для вынужденного движения
  - $Ни_f = C_1 Re_f^{n_1}$ ;
- для свободного движения
  - $Ни_f = C_2 Gr_f^{n_2}$ .

На основании обработки многочисленных экспериментов теплоотдача при свободном движении жидкости рассчитывается по критериальной зависимости

$$Ни_f = C (Gr \cdot Pr)_f^n.$$

В этом уравнении коэффициент пропорциональности  $C$  и показатель степени  $n$  определяются опытным путем в зависимости от режима движения жидкости и принимаются в соответствии с табл. 5.

Таблица 5 – Опытные значения  $C$  и  $n$

Значение $(Gr \cdot Pr)$	$C$	$n$
от $1 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^2$	1,18	1/8
от $5 \cdot 10^2$ до $2 \cdot 10^7$	0,54	1/4
от $2 \cdot 10^7$ до $1 \cdot 10^{13}$	0,135	1/3

На основе анализа и обобщения опытных данных при турбулентном режиме движения жидкости в трубах, расчет коэффициента теплоотдачи производится по критериальной зависимости:

$$Ни_f = 0,021 \cdot Re_f^{0,8} \cdot Pr_f^{0,43} \cdot (Pr_f / Pr_c)^{0,25} \cdot \varepsilon_\ell.$$

За определяющую температуру здесь принята средняя температура жидкости  $t_f$ , а за определяющий размер – эквивалентный диаметр  $d_{\text{ЭКВ}}$ .

Для труб круглого сечения эквивалентный диаметр равен внутреннему диаметру. Для каналов прямоугольного сечения эквивалентный диаметр, м, рассчитывается по формуле:

$$d_{\text{ЭКВ}} = \frac{4f}{\Pi} = \frac{4ab}{2(a+b)},$$

где  $f$  – площадь поперечного сечения канала,  $\text{м}^2$ ;  $\Pi$  – полный (смоченный) периметр канала, м;  $a$  и  $b$  – стороны прямоугольника.

Коэффициент  $\varepsilon_\ell$  учитывает изменение коэффициента теплоотдачи по длине трубы и берется из таблиц [3–6]. Если  $\ell / d > 50$ , то  $\varepsilon_\ell = 1$ .

Множитель  $(\text{Pr}_f / \text{Pr}_c)^{0,25}$  представляет собой поправку, учитывающую зависимость физических параметров теплоносителя (в основном вязкости) от температуры.

Для воздуха соотношение упрощается и принимает вид:

$$\text{Ni}_f = 0,018 \cdot \text{Re}_f^{0,8}.$$

## 16.5. Теплообмен в жидкостях и газах

Рассмотрим плоскую поверхность тела длиной  $\ell$ , на которую набегают поток жидкости или газа со скоростью  $\omega_0$  и температурой  $t_0$ .

При продольном движении жидкости вдоль плоской поверхности происходит образование гидродинамического пограничного слоя толщиной  $\delta$ . В этом случае, вследствие сил вязкого трения, скорость изменяется от значения скорости невозмущенного потока на внешней границе слоя  $\omega_0$  до 0 на самой поверхности пластины.

По мере движения потока вдоль поверхности толщина слоя  $\delta$  постепенно возрастает (рис. 16.1).

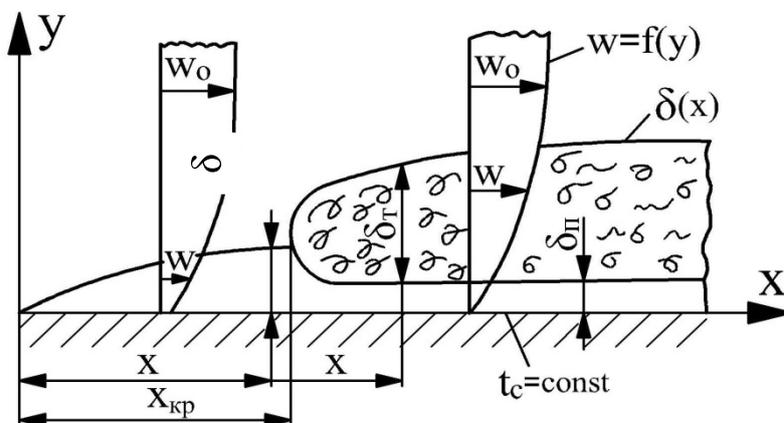


Рис. 16.1. Схема движения жидкости при обтекании пластины

На небольших расстояниях от передней кромки пластины при  $0 < x < x_{кр}$  пограничный слой весьма тонкий, и течение жидкости в нем носит струйный *ламинарный характер*. На некотором участке имеет место *переходный режим*.

На расстоянии  $x$  большем, чем  $x_{кр}$ , в пограничном слое начинают возникать вихри, и движение становится *турбулентным*.

Если температура  $t_0$  не равна  $t_c$ , то наряду с гидродинамическим образуется тепловой пограничный слой, в пределах которого температура жидкости изменяется от  $t_c$  на стенке до  $t_0$  вдали от нее. Конвективный теплообмен происходит в пределах теплового пограничного слоя.

На ламинарном участке теплообмен в пограничном слое осуществляется теплопроводностью и частично конвекцией. Вдоль поверхности коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  снижается, так как растет толщина пограничного слоя. На участке больше  $x_{кр}$  интенсивность теплообмена возрастает, так как увеличивается перенос теплоты конвекцией.

В результате обобщения многочисленных опытных данных по теплоотдаче при продольном обтекании пластины различными теплоносителями были получены следующие критериальные зависимости:

- при ламинарном режиме течения жидкости среднее значение коэффициента теплоотдачи вычисляется из уравнения:

$$Nu_{\ell f} = 0,66 Re_{\ell f}^{0,5} Pr_f^{0,33} (Pr_f / Pr_c)^{0,25};$$

- при турбулентном режиме течения жидкости средний коэффициент теплоотдачи определяется из выражения:

$$Nu_{\ell f} = 0,037 Re_{\ell f}^{0,8} Pr_f^{0,43} (Pr_f / Pr_c)^{0,25}.$$

Для газов (например, для воздуха,  $Pr_f = 0,71$ ) расчетные формулы упрощаются:

- при ламинарном режиме течения

$$Nu_{\ell f} = 0,57 Re_{\ell f}^{0,5};$$

- при турбулентном режиме течения

$$Nu_{\ell f} = 0,032 Re_{\ell f}^{0,8}.$$

## 16.6. Теплоотдача при вынужденном течении жидкости в трубах

Рассмотрим трубу с внутренним диаметром  $d_{вн}$ , в которой течет жидкость или газ с температурой  $t_{ж}$ , не равной температуре стенки трубы  $t_c$  (рис. 16.2).

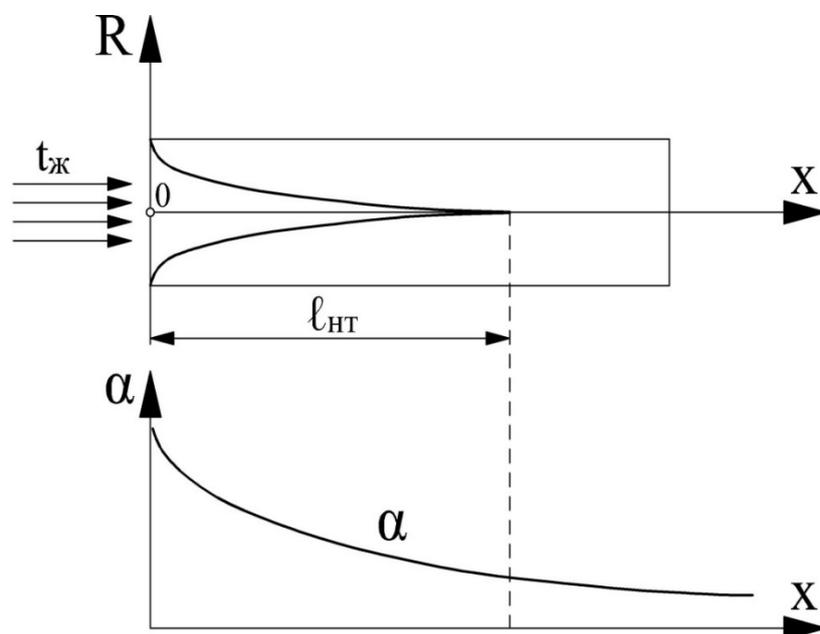


Рис. 16.2. Характер течения жидкости и теплоотдача в трубе

На начальном участке гидродинамический и тепловой пограничные слои нарастают вдоль трубы и смыкаются на ее оси. Участок  $l_{HT}$ , на котором происходит смыкание на оси трубы теплового пограничного слоя, называется *начальным участком тепловой стабилизации*. На этом участке теплоотдача уменьшается вдоль трубы, так как уменьшается толщина теплового пограничного слоя  $\delta_T$ .

В стабилизированной зоне  $x > l_{HT}$  теплоотдача вдоль трубы не изменяется.

При вынужденном движении жидкости внутри трубы различают два режима течения: ламинарный и турбулентный. Ламинарный режим наблюдается при малых скоростях движения жидкости. При скоростях потока больше  $\omega_{кр}$  режим течения – турбулентный.

Для ламинарного режима характерно распределение скоростей по сечению трубы по параболе:

$$\omega = \omega_0 (1 - y^2 / r^2),$$

где  $\omega_0$  – скорость потока на оси трубы;  $\omega$  – скорость на расстоянии  $y$  от оси;  $r$  – радиус трубы.

В практических расчетах пользуются средней скоростью

$$\omega = V / f,$$

где  $V$  – объемный расход жидкости, м<sup>3</sup>/с;  $f$  – площадь поперечного сечения трубы, м<sup>2</sup>.

При ламинарном режиме отношение средней скорости к максимальной постоянно и равно  $\omega / \omega_0 = 0,5$ .

Для развитого турбулентного режима движения жидкости распределение скорости по сечению трубы имеет вид усеченной параболы  $\omega / \omega_0 = f(Re)$ . Максимальная скорость наблюдается также на оси трубы.

При вынужденном движении жидкости происходит потеря давления  $\Delta P_{тр}$ , вызванная трением жидкости на стенках трубы.

Коэффициент сопротивления трения  $\xi$  связан с числом (критерием) Эйлера:

$$\xi = 2 Eи d / \ell.$$

Тогда, по уравнению Дарси имеем:

$$\Delta P_{тр} = \xi \rho \omega^2 \ell / 2d.$$

Для этих уравнений следует отметить, что при ламинарном течении в круглых трубах коэффициент сопротивления трения определяется по закону Пуазейля:

$$\xi = 64 / Re,$$

а при турбулентном течении – по закону Блазиуса:

$$\xi = 0,3164 / Re^{0,25}.$$

Для вынужденного движения жидкости в трубах и каналах средний коэффициент теплоотдачи определяется из критериальных зависимостей:

– при ламинарном режиме течения

$$Nu_{df} = 1,4 (Re d / \ell)^{0,4} Pr_f^{0,33} (Pr_f / Pr_c)^{0,25};$$

– при турбулентном режиме

$$Nu_{df} = 0,021 Re_{df}^{0,8} Pr_f^{0,43} (Pr_f / Pr_c)^{0,25} \varepsilon \ell;$$

– при турбулентном движении воздуха в каналах или трубах

$$Nu_{df} = 0,018 Re_f^{0,8}.$$

## 16.7. Теплоотдача при поперечном обтекании труб

### *Одиночная труба*

Процесс теплоотдачи при поперечном потоке жидкости, омывающем одиночную трубу, характеризуется рядом особенностей (рис. 16.3). Безотрывное обтекание круглой трубы наблюдается при малых числах Рейнольдса ( $Re < 10^5$ ).

При больших числах Рейнольдса ( $Re > 10^5$ ) условия обтекания лобовой и кормовой половин трубы различны. На лобовой части цилиндра имеет место безотрывное обтекание, а за цилиндром возникает вихревое движение жидкости (газа).

Местоположение зоны начала отрыва пограничного слоя характеризуется углом  $\varphi = 80\text{--}85^\circ$ , считая от лобовой точки, поверхность трубы омывается потоком жидкости безотрывно.

При значительных числах Рейнольдса ( $Re = 1 \cdot 10^5\text{--}4 \cdot 10^5$ ) на большей части периметра трубы появляется *турбулентный пограничный слой*.

Турбулентный пограничный слой более устойчив, зона начала отрыва отодвигается в область больших углов  $\varphi \approx 120\text{--}140^\circ$ .

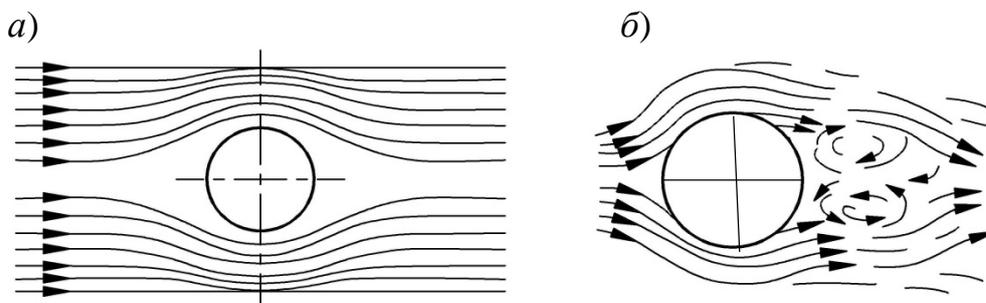


Рис. 16.3. Обтекание одиночной трубы:  
 а – безотрывное движение жидкости;  
 б – отрыв турбулентного пограничного слоя

В результате анализа и обобщения экспериментальных данных для расчета среднего по периметру трубы коэффициента теплоотдачи рекомендуются следующие зависимости:

- при  $Re_f < 10^3$ :  
 для жидкости

$$Nu_f = 0,56 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,36} (Pr_f / Pr_c)^{0,25};$$

для воздуха

$$Nu_e = 0,49 Re_e^{0,5};$$

- при  $Re_f > 10^3$ :  
 для жидкости

$$Nu_f = 0,28 Re_f^{0,6} Pr_f^{0,36} (Pr_f / Pr_c)^{0,25};$$

для воздуха

$$Nu_e = 0,245 Re_e^{0,6}.$$

При вычислении критериев подобия за определяющий размер принят внутренний диаметр трубы  $d_{вн}$ , за определяющую температуру – средняя температура жидкости. Скорость отнесена к узкому сечению канала.

Если угол атаки  $\psi < 90^\circ$ , то

$$\alpha_\psi = \varepsilon_\psi \alpha_{90},$$

где  $\varepsilon_\psi$  – поправочный коэффициент [5].

## 16.8. Теплообмен в пучках труб

Поверхность нагрева различных теплообменных аппаратов выполняется в виде пучков труб, омываемых поперечным потоком газа или капельной жидкости. Опытами установлено, что коэффициенты теплоотдачи пучков зависят от скорости потока, его физических параметров, а также от геометрических размеров, определяющих форму и величину труб и от конфигурации пучка.

Наиболее распространенными схемами расположения труб в пучке являются *коридорное* и *шахматное* (рис. 16.4).

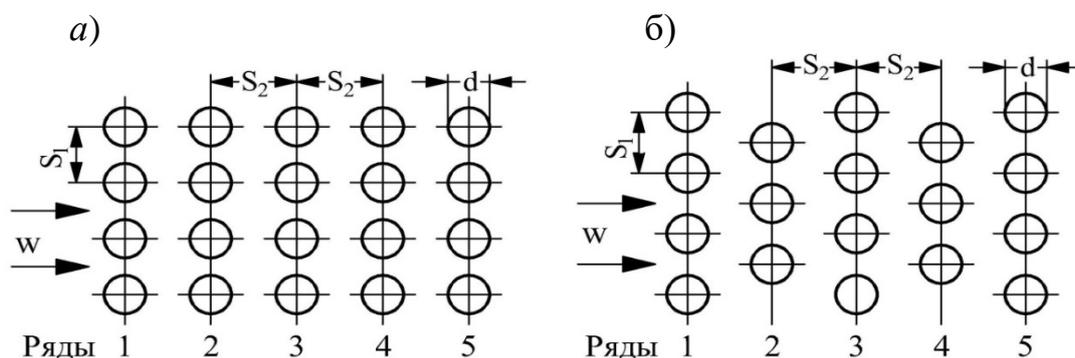


Рис. 16.4. Схемы расположения труб в пучках:  
а – коридорное; б – шахматное

При прохождении потока жидкости через трубную решетку турбулентность увеличивается. В шахматных пучках турбулизация потока больше, чем в коридорных. Вследствие этого шахматное расположение труб в пучке является более выгодным в отношении теплообмена, чем коридорное. Однако шахматное расположение труб создает большее сопротивление движению потока жидкости. Выбор рациональной схемы расположения труб в пучке возможен на основе совместного решения вопросов теплоотдачи и гидравлических сопротивлений конвективных поверхностей нагрева.

На основе экспериментальных исследований коэффициенты теплоотдачи и гидравлических сопротивлений определяются из критериальных зависимостей:

$$Nu = f_1(Re; Pr; \theta; S_1/d; S_2/d; m);$$

$$Eи = f_2(Re; Pr; S_1/d; S_2/d; m),$$

где  $S_1/d$  и  $S_2/d$  – соответственно относительный поперечный и продольный шаги;  $d$  – определяющий размер, м; для пучков из круглых труб за определяющий размер принимается наружный диаметр трубы;  $\theta$  – температурный фактор, учитывающий влияние температуры потока и стенки;  $m$  – количество рядов труб по ходу движения жидкости.

Опытами установлено, что коэффициенты теплоотдачи в пучке увеличиваются от первого до третьего ряда, после чего наступает стабилизация режима. Значения коэффициентов теплоотдачи последующих рядов равны коэффициентам теплоотдачи третьего ряда. Для многорядных пучков влияние первых трех рядов оказывается незначительным.

На основе анализа и обобщения опытных данных для расчета коэффициента теплоотдачи рекомендуются соотношения:

- для коридорных пучков труб:

$$\text{при } Re_f < 10^3$$

$$Nu_f = 0,56 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,36} (Pr_f / Pr_c)^{0,25};$$

$$\text{при } Re_f > 10^3$$

$$Nu_f = 0,22 Re_f^{0,65} Pr_f^{0,36} (Pr_f / Pr_c)^{0,25};$$

- для шахматных пучков труб:

$$\text{при } Re_f < 10^3$$

$$Nu_f = 0,56 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,36} (Pr_f / Pr_c)^{0,25};$$

$$\text{при } Re_f > 10^3$$

$$Nu_f = 0,40 Re_f^{0,60} Pr_f^{0,36} (Pr_f / Pr_c)^{0,25}.$$

Эти соотношения позволяют определить среднее значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  третьего и всех последующих рядов в пучках. Значение  $\alpha$  для трубок первого ряда пучка определяются путем умножения найденного значения  $\alpha$  для трубок третьего ряда на поправочный коэффициент  $\varepsilon_\alpha = 0,60$ . Для трубок второго ряда в коридорных пучках  $\varepsilon_\alpha = 0,90$ , а в шахматных пучках –  $\varepsilon_\alpha = 0,70$ .

Если же требуется определить средний коэффициент теплоотдачи всего пучка в целом, то рекомендуется выполнить осреднение найденных значений  $\alpha$ , которое производится следующим образом:

$$\alpha_{\text{пуч}} = \frac{\alpha_1 F_1 + \alpha_2 F_2 + \dots + \alpha_m F_m}{F_1 + F_2 + \dots + F_m},$$

где  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_m$  – средние значения коэффициентов теплоотдачи по рядам;  $F_1, F_2, \dots, F_m$  – площади поверхности теплообмена всех трубок в ряду.

Для воздуха расчетные формулы упрощаются и принимают вид:

- для коридорных пучков труб:

$$\text{при } Re_f < 10^3$$

$$Nu_f = 0,49 Re_f^{0,5};$$

$$\text{при } Re_f > 10^3$$

$$Nu_f = 0,194 Re_f^{0,65};$$

– для шахматных пучков труб:

при  $Re_f < 10^3$

$$Nu_f = 0,49 Re_f^{0,5};$$

при  $Re_f > 10^3$

$$Nu_f = 0,35 Re_f^{0,60}.$$

При  $Re_f = 10^3 - 10^5$  средний коэффициент теплоотдачи любого ряда труб рассчитывают по формуле:

$$Nu_f = \alpha d / \lambda = C \cdot Re_f^n Pr_f^{1/3} (Pr_f / Pr_c)^{0,25} \varepsilon_\ell \varepsilon_s,$$

где  $\varepsilon_\ell$ ,  $\varepsilon_s$  – поправочные коэффициенты.

– Для коридорных пучков:

$$\varepsilon_s = (S_2 / d)^{-0,15};$$

– для шахматных пучков:

при  $S_1 / S_2 < 2$

$$\varepsilon_s = (S_1 / S_2)^{1/6};$$

при  $S_1 / S_2 > 2$

$$\varepsilon_s = 1,12.$$

На основании проведенных экспериментов по конвективному теплообмену в расчетах рекомендуется ориентироваться на значения коэффициентов теплоотдачи, приведенные в табл. 3.

## Глава 17. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ИЗМЕНЕНИИ АГРЕГАТНОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

### 17.1. Теплообмен при кипении

*Кипением* называется интенсивный процесс парообразования внутри жидкости, нагретой выше температуры кипения при данном давлении. Характерной особенностью процесса кипения является бурное образование и рост пузырьков пара непосредственно на поверхности теплообмена.

Теплота от поверхности нагрева, имеющей температуру  $t_C$ , превышающую температуру насыщенного пара  $t_{н.п.}$ , передается пограничному слою жидкости, а от этого слоя – массе жидкости и образуемому пару. В пограничном слое жидкость перегрета относительно ее температуры на величину *температурного напора*:

$$\Delta t = t_C - t_{н.п.}$$

Как показывают наблюдения, пузырьки пара зарождаются только на обогреваемой поверхности в перегретом пограничном слое жидкости и только в отдельных точках этой поверхности, называемых *центрами парообразования* (неровности стенки, частицы накипи, пузырьки газа).

Количество образующихся пузырьков пара будет тем больше, чем больше центров парообразования, больше перегрет пограничный слой, больше *температурный напор*  $\Delta t$  и чем больше тепловая нагрузка поверхности нагрева.

Рост пузырьков пара до отрыва от обогреваемой поверхности и движение их после отрыва вызывают *интенсивную циркуляцию* и *перемешивание* жидкости в пограничном слое. Вследствие этого резко возрастает интенсивность теплоотдачи от поверхности к жидкости. Такой режим называется *пузырьковым кипением*.

С возрастанием  $\Delta t$  и увеличением плотности теплового потока  $q$  число центров парообразования непрерывно увеличивается и, наконец, их становится так много, что отдельные пузырьки пара сливаются в сплошной паровой слой, который периодически в некоторых местах разрывается, и образовавшийся пар прорывается в объем кипящей жидкости. Такой режим кипения называется *пленочным*.

Сплошной паровой слой имеет большое термическое сопротивление (так как  $\lambda_{\text{ПАРА}} \approx 0,02 \text{ Вт/(м} \cdot \text{°C)}$ ). При этом теплоотдача от стенки к жидкости резко падает, а  $\Delta t$  существенно возрастает. Исследования показывают, что коэффициент теплоотдачи при кипении  $\alpha$  зависит от физических свойств жидкости, температурного перепада  $\Delta t$  и давления  $P_{н.п.}$

На рис. 17.1. показан график изменения коэффициента теплоотдачи при кипении  $\alpha$  и плотности теплового потока  $q$  в зависимости от температурного перепада  $\Delta t$ .

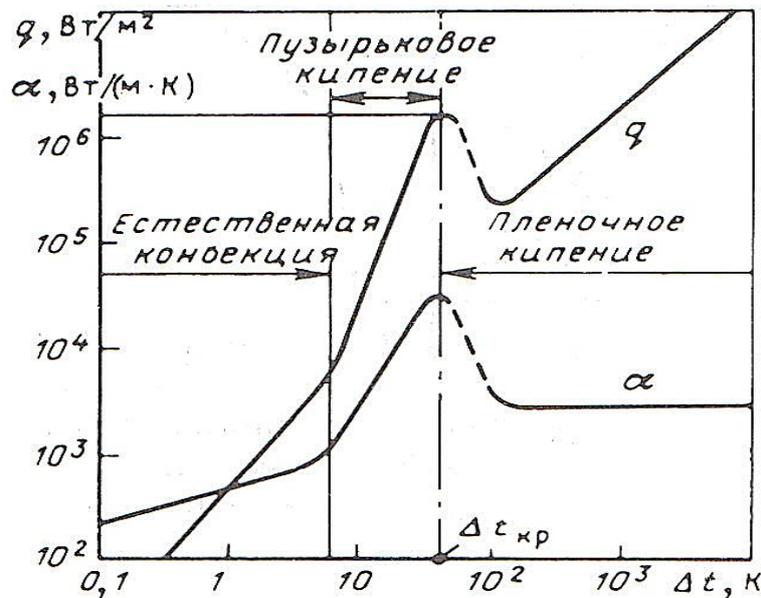


Рис. 17.1. Зависимость плотности теплового потока  $q$  и коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  от температурного напора  $\Delta t$  при кипении воды

При малых температурных перепадах  $\Delta t < 5^\circ\text{C}$  значение коэффициента теплоотдачи определяется условиями *свободной конвекции* однофазной жидкости. При увеличении  $\Delta t$  коэффициент теплоотдачи при кипении  $\alpha$  быстро возрастает и происходит *интенсивное пузырьковое кипение*. Далее наступает изменение режима кипения, *пузырьковый режим кипения переходит в пленочный режим*. Значения температурного напора  $\Delta t$ , коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  и удельной тепловой нагрузки  $q$ , соответствующие моменту перехода пузырькового режима кипения в пленочный, называются *критическими*.

При кипении воды в условиях естественной конвекции:

$$\Delta t_{\text{кр1}} = 25^\circ\text{C}, \quad \alpha_{\text{кр1}} = 5,8 \cdot 10^4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C}) \text{ и } q_{\text{кр1}} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ Вт}/\text{м}^2.$$

При дальнейшем возрастании  $\Delta t$  значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  резко падает. Этот переход сопровождается весьма интенсивным образованием пузырьков пара. При этом они не успевают оторваться и образуют *сплошную паровую пленку*, которая изолирует жидкость от стенки. Далее происходит *пленочный режим кипения*.

Для пузырькового режима кипения рекомендуются соотношения:

$$\alpha = 3,15 P_{\text{н.п}}^{0,15} q^{0,7};$$

$$\alpha = 46 \Delta t^{2,33} P_{\text{н.п}}^{0,5},$$

где  $q$  – плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;  $\Delta t = (t_c - t_{н.п})$  – температурный напор, °С;  $P_{н.п}$  – абсолютное давление насыщенного пара, кг/см<sup>2</sup>.

Теплообмен при пузырьковом кипении можно также рассчитывать по уравнению:

$$\alpha = \frac{3,4 P_{н.п}^{0,18}}{1 - 0,0045 P_{н.п}} q^{2/3}.$$

При кипении жидкости на горизонтальных трубах и плитах в условиях свободной конвекции рекомендуется использовать выражение [5]

$$q_{кр1} = 0,14 r \sqrt{\rho''} \sqrt[4]{\sigma g (\rho' - \rho'')},$$

где  $r$  – теплота парообразования кипящей жидкости, Дж/кг;  $\sigma$  – поверхностное натяжение воды, Н/м<sup>2</sup>;  $\rho'$  и  $\rho''$  – плотность жидкости и пара, кг/м<sup>3</sup>.

Расчет теплоотдачи при пленочном кипении на горизонтальных трубах и в большом объеме рекомендуется производить по формулам:

– для ламинарного движения пара

$$\alpha_{лам} = 0,62 \sqrt[4]{\frac{\lambda''^3 (\rho' - \rho'') g r_{эф}}{\nu'' D (t_c - t_{ж})}},$$

где  $r_{эф} = r + 0,5 C_p'' (t_c - t_{н.п})$  – эффективная теплота парообразования, учитывающая перегрев пара в пленке, Дж/кг;  $D$  – диаметр трубы;

– для турбулентного движения пара

$$\alpha_{турб} = 0,25 \sqrt[3]{\frac{\lambda''^2 C_p'' g (\rho' - \rho'')}{\nu''}}.$$

Физические свойства пара в этой формуле ( $\lambda''$ ,  $\nu''$ ,  $C_p''$ ,  $\rho''$ ) следует выбирать по средней температуре пара

$$t_{ср} = 0,5(t_c + t_{н.п}).$$

## 17.2. Теплообмен при конденсации водяного пара

*Конденсация* происходит при контакте пара со стенкой в том случае, когда температура стенки  $t_c$  ниже температуры насыщенного пара при данном давлении  $t_{н.п}$ .

Различают два вида конденсации: *пленочную* и *капельную*.

При пленочной конденсации пара конденсат осаждается на стенке в виде сплошной пленки, при капельной конденсации – в виде отдельных капель. Коэффициент теплоотдачи при капельной конденсации пара больше, чем при пленочной конденсации. При пленочной конденсации значение коэффициента теплоотдачи составляет  $\alpha_{пл} = 1,163 \cdot 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup>·°С), при капельной – находится в диапазоне значений  $\alpha_{кап} = (4,6 - 8,1) 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup>·°С).

На практике в большинстве случаев наблюдается пленочная конденсация.

На вертикальной стенке образующийся конденсат стекает по поверхности в виде сплошной пленки (рис. 17.2 и 17.3).

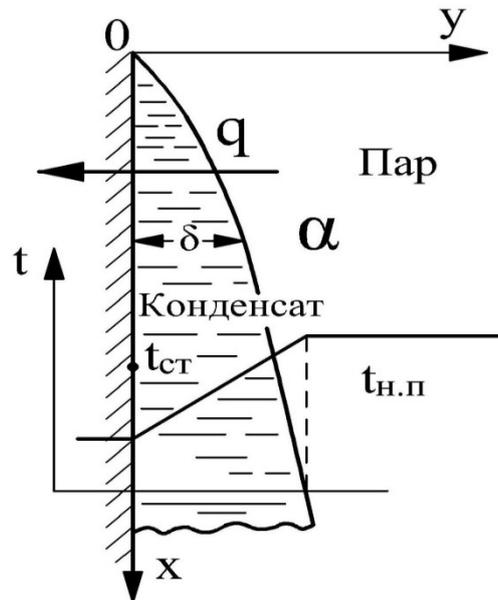


Рис.17.2. Пленочная конденсация на вертикальной стенке

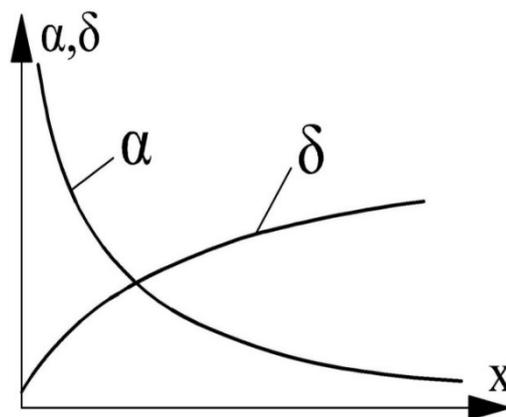


Рис.17.3. Изменение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  и толщины пленки  $\delta$  вдоль вертикальной стенки

Теплота конденсирующего пара передается теплопроводностью через пленку конденсата и охлаждаемую стенку.

При пленочной конденсации количество теплоты, переданной единице поверхности  $F$  в сечении  $x$ , определяется уравнением Фурье:

$$q_x = \lambda (t_{н.п} - t_c) / \delta_x .$$

Значение  $q_x$  может быть найдено по условиям теплообмена:

$$q_x = \alpha_x (t_{н.п} - t_{пл}).$$

Откуда

$$\alpha_x = \lambda / \delta_x .$$

Следовательно, интенсивность теплообмена при пленочной конденсации зависит от толщины пленки и ее коэффициента теплопроводности. На коэффициент теплоотдачи при конденсации оказывает влияние компоновка поверхности нагрева, а также ряд других факторов (состояние поверхности нагрева, скорость и направление потока пара, содержание в паре неконденсирующихся газов).

Теоретическое решение задачи о теплообмене при пленочной конденсации пара было предложено Нуссельтом.

Среднее значение коэффициента теплоотдачи определяется из уравнений:

- для вертикальной стенки или вертикальной трубы высотой  $h$

$$\alpha_{\text{ВЕРТ}} = 0,943 \frac{A}{\sqrt[4]{h \Delta t}};$$

- для горизонтальной трубы диаметром  $D$

$$\alpha_{\text{ГОРИЗ}} = 0,728 \frac{A}{\sqrt[4]{D \Delta t}},$$

где

$$A = \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 r g (\rho' - \rho'')}{\nu}},$$

а  $\Delta t = (t_{\text{н.п}} - t_c)$  – температурный напор.

В этих уравнениях все физические параметры выбираются по средней температуре пленки конденсата  $t_{\text{пл}} = 0,5 (t_{\text{н.п}} + t_c)$ , а теплота парообразования  $r$  – по температуре насыщенного пара  $t_{\text{н.п}}$ .

Из уравнений следует, что средний коэффициент теплоотдачи уменьшается с увеличением высоты  $h$  (или диаметра трубы  $D$ ) и температурного напора  $\Delta t$ .

На поверхности вертикальных пластин и труб интенсивность теплоотдачи обычно ниже, чем для горизонтальной поверхности, так как  $h > D$ .

С учетом различных поправок расчетное соотношение для теплоотдачи при конденсации пара на поверхности вертикальных труб и плит имеет вид

$$\alpha = \alpha_{N,S} \varepsilon_V \varepsilon_t,$$

где  $\alpha_{N,S}$  – коэффициент теплоотдачи, определяемый по формуле (а) при отнесении всех физических свойств к температуре насыщения  $t_{\text{н.п}}$ ;  $\varepsilon_V$  – поправка на волновое течение, определяемая по формуле:

$$\varepsilon_V = (\text{Re}_{\text{пленки}} / 4)^{0,04};$$

$\varepsilon_t$  – поправка, учитывающая зависимость физических свойств конденсата от температуры и определяемая по формуле

$$\varepsilon_t = \left[ \left( \frac{\lambda_{ст}}{\lambda_{н.п}} \right)^3 \frac{\mu_{н.п}}{\mu_c} \right]^{0,125},$$

где индексы «с» и «н.п» означают, что значения  $\lambda$  и  $\mu$  выбираются соответственно при температуре стенки  $t_c$  и температуре насыщения  $t_{н.п}$ .

### 17.3. Влияние различных факторов на теплообмен при конденсации водяного пара

#### *Влияние перегрева пара*

При конденсации перегретого пара температура стенки  $t_c$  снижается и фактически конденсируется насыщенный пар. Следовательно, перегретый пар, конденсируясь, передает конденсату теплоту парообразования  $r$  и теплоту перегрева

$$r_{п.п} = r + C_p(t_{п.п} - t_{н.п}),$$

где  $C_p$  – теплоемкость перегретого пара.

Коэффициенты теплоотдачи при конденсации перегретого или насыщенного пара примерно равны, только вместо  $r$  следует подставлять  $r_{п.п}$ . За разность температур при этом берется перепад температур

$$\Delta t = t_{н.п} - t_c.$$

#### *Влияние состояния поверхности*

Теплоотдача при конденсации пара зависит от состояния поверхности. Если поверхность шероховата, покрыта ржавчиной или слоем окисла, то толщина пленки конденсата возрастает, а коэффициент теплоотдачи снижается примерно на 30% по сравнению с гладкой чистой поверхностью.

#### *Влияние содержания в паре неконденсирующихся газов*

Примеси в паре различных газов (воздуха) снижают коэффициент теплоотдачи. Это происходит потому, что на холодной поверхности (трубки конденсатора турбины, внутренняя поверхность сушильных цилиндров, трубки теплообменных аппаратов) конденсируется пар, а воздух остается. При отсутствии конвекции с течением времени воздух скапливается около стенки и оказывает значительное препятствие продвижению пара к стенке.

Наличие в паре даже 1% воздуха снижает коэффициент теплоотдачи на 60%. Для движущегося пара влияние воздуха меньше. Воздух надо удалять из паровой системы. Это достигается за счет:

- отсасывания воздуха из конденсатора паровой турбины с помощью парового струйного эжектора;

– удаления воздуха с помощью дополнительной продувки пароконденсатной системы паром в количестве 5–10% (например, в сушильной части бумагоделательных машин).

### ***Влияние скорости и направления течения пара***

При значительных скоростях потока пара он оказывает динамическое воздействие на конденсатную пленку. Если движение пара совпадает с направлением течения пленки, то ее толщина снижается, а коэффициент теплоотдачи увеличивается. При движении пара снизу вверх, т. е. в обратном направлении, течение пленки тормозится, толщина пленки увеличивается, а интенсивность конденсации снижается.

### ***Влияние компоновки поверхности нагрева***

При проектировании конденсационных устройств большое внимание уделяется правильной компоновке поверхности нагрева. Известно, что коэффициент теплоотдачи у горизонтальной поверхности больше, чем у вертикальной поверхности. Однако это справедливо лишь для одной трубки или для верхнего ряда в пучке. В многорядных пучках конденсат с верхних рядов стекает на нижние ряды, поэтому и пленка на нижних рядах получается большей.

Для вертикальных трубок коэффициент теплоотдачи снижается сверху вниз, так как утолщается пленка конденсата. Среднее значение коэффициента теплоотдачи при конденсации на вертикальных трубках можно увеличить в 2–3 раза за счет установки на трубках конденсатоотводных колпачков [5].

## Глава 18. МАССООБМЕН

### 18.1. Общие понятия

В технике многие процессы теплообмена сопровождаются переносом массы одного компонента относительно массы другого. Например, при сушке целлюлозы, бумаги и картона происходит испарение жидкости из волокнистого материала в парогазовый поток и появляется конденсация водяных паров внутри материала. Испарившаяся жидкость путем *диффузии* распространяется в парогазовом потоке. При этом изменяется интенсивность теплоотдачи, что, в свою очередь, сказывается на процессе диффузии.

*Диффузией* называется самопроизвольный процесс, стремящийся к установлению внутри фаз равновесного распределения концентраций. При этом происходит перенос вещества из области большей концентрации в область меньшей концентрации.

Аналогично теплообмену диффузия (массообмен) может происходить как *молекулярным* (микроскопическим), так и *молярным* (макроскопическим) путем. В газах молекулярная диффузия осуществляется за счет теплового движения молекул.

Диффузия характеризуется потоком массы компонента, т. е. количеством вещества, проходящим в единицу времени через единицу поверхности в направлении нормали к ней. *Плотность потока переноса массы* –  $J$ , кг массы / (м<sup>2</sup> · ч). Диффузия – векторная величина.

Плотность потока переноса массы определяется формулой по *закону Фика*:

$$J = - D \partial \rho_i / \partial n$$

или

$$J = - \rho D \partial m_i / \partial n,$$

где  $\rho_i$  – местная концентрация данного вещества (компонента), равная отношению массы компонента к объему смеси, кг/м<sup>3</sup>;  $m_i = \rho_i / \rho$  – относительная массовая концентрация  $i$ -го компонента;  $\rho$  – плотность смеси;  $D$  – *коэффициент молекулярной диффузии* одного компонента относительно другого, м<sup>2</sup>/с (обычно  $D$  называют *коэффициентом диффузии*);  $n$  – направление нормали к поверхности одинаковой концентрации данного вещества;  $\partial \rho_i / \partial n$ ,  $\partial m_i / \partial n$  – *градиенты концентраций*; они всегда направлены в сторону возрастания концентрации.

Градиент концентрации является *движущей силой*, обуславливающей перенос вещества.

Знак минус в уравнении указывает, что согласно закону Фика перемещение вещества происходит в сторону уменьшения градиента концентрации. Диффузию, описываемую законом Фика, называют *концентрационной диффузией*.

Коэффициент диффузии  $D$  возрастает с увеличением температуры и уменьшается с ростом давления

$$D = D_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1,89} \frac{P_0}{P},$$

где  $D_0$ ,  $T_0$ ,  $P_0$  – соответственно коэффициент диффузии воды, абсолютная температура и давление при нормальных условиях.

Для системы «воздух – водяной пар» при нормальных условиях:

$$D_0 = 0,0754 \text{ м}^2/\text{ч} = 2,0944 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Концентрация имеет размерность плотности.

Воспользовавшись уравнением состояния идеального газа, плотность потока переноса массы можно записать

$$J = - D_{P_i} \partial P_i / \partial n,$$

где  $P_i$  – местное парциальное давление данного компонента, Па;

$n$  – направление нормали к поверхности;  $D_{P_i} = (D/RT)$  – коэффициент молекулярной диффузии, отнесенной к градиенту парциального давления рассматриваемого компонента.

## 18.2. Тепло- и массоотдача

В движущейся однокомпонентной среде теплота переносится теплопроводностью и конвекцией. Этот процесс называется *конвективным теплообменом*. По аналогии перенос вещества в многокомпонентной среде осуществляется за счет процессов молекулярной диффузии и конвекции. Такой процесс переноса вещества называется *конвективным массообменом*.

Практический интерес представляют процессы тепло- и массообмена при испарении, сорбции, десорбции. В этом случае система является *гетерогенной*. Поверхность жидкой (или твердой) фазы играет роль, аналогичную роли твердой стенки в процессах теплоотдачи без сопутствующей диффузии.

Аналогично теплоотдаче, *массоотдача* – процесс конвективного массообмена между жидкой или твердой поверхностью и окружающей средой. В рассматриваемых случаях тепло- массоотдача протекают одновременно.

Для расчета теплоотдачи используют закон Ньютона–Рихмана:

$$q_c = \alpha (t_c - t_0), \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}). \quad (\text{a})$$

Для расчета массоотдачи применяют уравнение вида:

$$J_c = \beta (\rho_c - \rho_0) = \rho \beta (m_c - m_0),$$

где  $J_c$  – плотность потока переноса массы, кг массы / ( $\text{м}^2 \cdot \text{с}$ );  $\beta$  – коэффициент массообмена, отнесенный к разности концентраций, м/с; индексы «С» и «0» показывают концентрацию вещества на поверхности раздела фаз и вдали от нее.

Используя уравнение состояния идеальных газов, можно записать *уравнение Дальтона*

$$J_c = \beta_P (P_c - P_0),$$

где  $\beta_P$  – коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности парциальных давлений, кг/ ( $\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{Па}$ ).

### 18.3. Связь между процессами теплообмена и массообмена

Связь между процессами теплообмена и массообмена рассмотрим на конкретном случае, а именно, при сушке влажных волокнистых материалов (целлюлозы, бумаги и картона).

При конвективной сушке бумаги или картона необходимая для испарения влаги теплота подводится к поверхности материала из окружающей среды.

Соотношение между плотностью внутренней теплопроводности и внешним тепло- и массообменом при постоянной температуре влажного материала без учета термовлагопроводности определяется следующим граничным условием на поверхности испарения

$$J_{\Pi} = \beta_{\text{P}} (P_{\text{П.И}} - P_{\text{В}}) = \frac{3,6 \alpha}{r} (t_{\text{И.Т}} - t_{\text{П.И}}),$$

где  $J_{\Pi}$  – плотность потока переноса пара, кг/ (м<sup>2</sup>·ч);  $\beta_{\text{P}}$  – коэффициент массообмена, отнесенный к разности парциальных давлений, кг/ (м<sup>2</sup> · ч · Па);  $P_{\text{П.И}}$ ,  $P_{\text{В}}$  – парциальное давление водяных паров на поверхности испарения и в воздухе, Па;  $\alpha$  – коэффициент теплообмена, Вт/(м<sup>2</sup> · °С);  $t_{\text{И.Т}}$  – температура источника тепла, °С;  $t_{\text{П.И}}$  – температура поверхности испарения, °С.

Коэффициент конвективного массообмена  $\beta_{\text{P}}$ , отнесенный к разности парциальных давлений, находится из выражения

$$\beta_{\text{P}} = \frac{\alpha_m}{R_{\Pi} T},$$

где  $\alpha_m$  – коэффициент массообмена, отнесенный к разности концентраций пара на поверхности испарения и в воздухе, м/с, который определяется из диффузионного критерия Нуссельта

$$\text{Nu}_D = 0,07 \text{Re}^{0,75}.$$

Однако вследствие того, что потенциалы теплообмена и массообмена выражены через разные параметры ( $P$  и  $t$ ), решение уравнения в общем виде оказывается невозможным. Поэтому в качестве потенциала массообмена при испарении влаги со свободной поверхности нами принимается разность температур насыщенного пара на поверхности испаряющейся воды и в воздухе:

$$\Delta t_{\text{M}} = t_{\text{СМ}} - t_{\text{Н.В}},$$

где  $t_{\text{СМ}}$  – температура поверхности испарения воды, равная температуре смоченного термометра;  $t_{\text{Н.В}}$  – температура насыщения охлаждаемого воздуха при отсутствии массообмена ( $d = \text{const}$ ) – температура точки росы.

Плотность потока пара с поверхности испарения может быть определена также из уравнения теплообмена

$$J_{\Pi} = \frac{3,6 \alpha_{\text{K}}}{r} (t_{\text{В}} - t_{\text{П.И}}), \quad (6)$$

где  $\vartheta_{\text{K}} = (t_{\text{В}} - t_{\text{П.И}})$  – потенциал конвективного теплообмена.

Из уравнений (а) и (б) получаем:

$$J_{\text{п}} = \frac{1}{\frac{1}{\beta t} + \frac{r}{3,6 \alpha_{\text{к}}}} (t_{\text{в}} - t_{\text{н.в}}) = K^* \vartheta_{\text{с}},$$

где  $K^*$  – приведенный коэффициент конвективного тепло- и массообмена;  
 $\vartheta_{\text{с}}$  – потенциал сушки.

В настоящее время в качестве *потенциала* конвективной сушки принимается потенциал, равный разности температур воздуха по *сухому*  $t_{\text{в}}$  и *смоченному*  $t_{\text{см}}$  *термометрам*,

$$\Delta t_{\text{с}} = t_{\text{в}} - t_{\text{см}}.$$

Однако, в соответствии с физической сущностью процесса в качестве потенциала сушки следует принимать суммарный тепло - и массообменный потенциал, затрачиваемый на преодоление теплообменного и массообменного сопротивления,

$$\begin{aligned} \vartheta_{\text{с}} &= \Delta \vartheta_{\text{q}} + \Delta \vartheta_{\text{м}} = (t_{\text{в}} - t_{\text{см}}) + (t_{\text{см}} - t_{\text{н.в}}) = \\ &= t_{\text{в}} - t_{\text{н.в}} = t_{\text{в}} - t_{\text{р}}, \end{aligned}$$

где  $t_{\text{р}}$  – температура точки росы при данном влагосодержании воздуха в объеме.

Это уравнение отражает совместное влияние процессов тепло- и массопереноса на кинетику сушки. Оно показывает, что массовый поток, направленный противоположно тепловому потоку, уменьшает скорость конвективного теплообмена между воздухом и материалом. В практических расчетах влияние этого фактора учитывают введением в уравнение для определения коэффициентов теплоотдачи поправочного множителя – *критерия Гухмана*:

$$G_{\text{и}} = \frac{T_{\text{в}} - T_{\text{см}}}{T_{\text{в}}},$$

где  $T_{\text{в}}$  – абсолютная температура воздуха по сухому термометру, К;

$T_{\text{см}}$  – абсолютная температура воздуха по смоченному термометру, К.

Аналогия процессов тепло- и массообмена часто используется на практике. Если, например, получено, что

$$N_{\text{и}} = \varphi (\text{Re}, \text{Pr}),$$

то исходя из аналогии полагают

$$N_{\text{иD}} = \psi (\text{Re}, \text{Pr}_D).$$

Причем функции  $\varphi$  и  $\psi$  полагают одинаковыми.

Здесь

$N_{\text{иD}} = \beta \ell / D$  – *диффузионный критерий Нуссельта*;

$\text{Pr}_D = \nu / D$  – *диффузионный критерий Прандтля*.

Эти массообменные критерии являются аналогами теплообменных критериев  $N_{\text{и}}$  и  $\text{Pr}$ .

## Глава 19. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Носителем лучистой энергии являются *электромагнитные волны* с длиной волны от долей микрона до многих километров. В зависимости от длины волны такие излучения известны под названиями: рентгеновские, ультрафиолетовые, световые, инфракрасные лучи, радиоволны. Наибольший интерес представляют лучи, возникновение которых определяется только температурой и оптическими свойствами излучающего тела. Такими свойствами обладают *световые* и *инфракрасные лучи*, т. е. с длиной волны от 0,4 до 800 мкм. Эти лучи называют *тепловыми*, а процесс их распространения — *тепловым излучением* или *лучеиспусканием*.

Тепловое излучение свойственно всем телам, и каждое из них излучает энергию непрерывно. При попадании на другие тела часть лучистой энергии поглощается, часть отражается и часть проходит сквозь тело (рис.19.1).

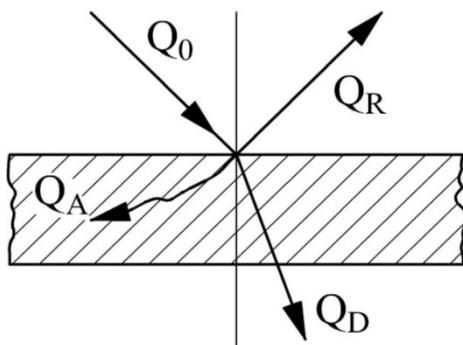


Рис. 19.1. Схема распределения падающей лучистой энергии

Поглощенная энергия превращается в тепловую энергию, а отраженная и проникающая сквозь тело энергия попадает на другие тела и ими поглощается. Следовательно, каждое тело не только непрерывно излучает, но и непрерывно поглощает лучистую энергию.

В результате этих явлений, связанных с двойным взаимным превращением энергии (тепловая → лучистая → тепловая) и осуществляется процесс *лучистого теплообмена*.

*Плотностью потока излучения* называется лучистый поток, излучаемый с единицы поверхности по всем направлениям полусферического пространства, Вт/м<sup>2</sup>,

$$E = \frac{dQ}{dF}.$$

Пусть из всего количества энергии  $Q_0$ , падающей на тело, часть энергии  $Q_A$  поглощается, часть  $Q_R$  отражается и часть  $Q_D$  проходит сквозь тело, так что

$$Q_A + Q_R + Q_D = Q_0.$$

Деля обе части равенства на  $Q_0$ , получаем

$$Q_A/Q_0 + Q_R/Q_0 + Q_D/Q_0 = 1$$

или

$$A + R + D = 1,$$

где  $A$  – поглотительная способность тела;  $R$  – отражательная способность;  $D$  – пропускательная способность. Значения  $A, R, D$  меняются от 0 до 1.

Если  $A = 1$ , то  $R = 0$  и  $D = 0$ ; это означает, что вся падающая лучистая энергия полностью поглощается телом. Такие тела называются *абсолютно черными*.

Если  $R = 1$ , то  $A = 0$  и  $D = 0$ . Вся энергия отражается. Тела называются *зеркальными* или *абсолютно белыми*.

Если  $D = 1$ , то  $A = 0$  и  $R = 0$ , тогда падающая энергия полностью проходит сквозь тело. Такие тела называются *прозрачными* или *диатермичными*.

Абсолютно черных, белых и прозрачных тел в природе нет. Воздух для тепловых лучей прозрачен, но при наличии в нем водяных паров  $H_2O$  и углекислого газа  $CO_2$  он становится полупрозрачным.

Твердые тела и некоторые жидкости (например, вода, спирты) для тепловых лучей практически непрозрачны (атермичны), т. е.  $D = 0$ .

Тогда

$$A + R = 1.$$

Для увеличения поглотительной способности тел их поверхность покрывается темной шероховатой краской – нефтяной сажой. Она поглощает 90–96 % падающей лучистой энергии. Свойством абсолютно черного тела обладает отверстие в стенке полого тела (рис. 19.2), для которого можно записать  $A = 1$ . В дальнейшем для абсолютно черного тела прибавляется индекс «0».

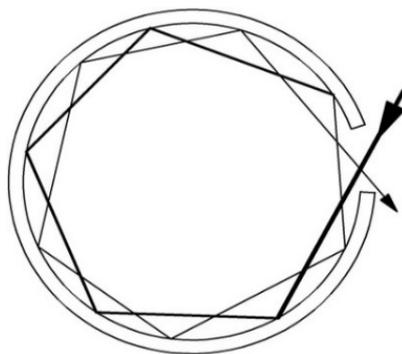


Рис. 19.2. Ход луча в полом теле

Лучистые потоки энергии представлены на рис. 19.3.

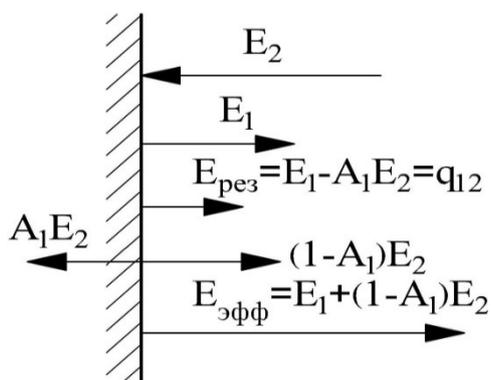


Рис. 19.3. Лучистые потоки энергии

На рис. 19.3 обозначены излучения:  $E_1$  – собственное;  $E_2$  – падающее;  $(A_1 E_2)$  – поглощенное;  $((1 - A_1) E_2)$  – отраженное;  $E_{рез} = (E_1 - A_1 E_2)$  – результирующее (разность между собственным и поглощенным);

$E_{эфф} = (E_1 + (1 - A_1) E_2)$  – эффективное.

### 19.1. Законы излучения

Закон Планка характеризует изменение спектрального излучения или распределение энергии по длинам волн для абсолютно черного тела (рис. 19.4).

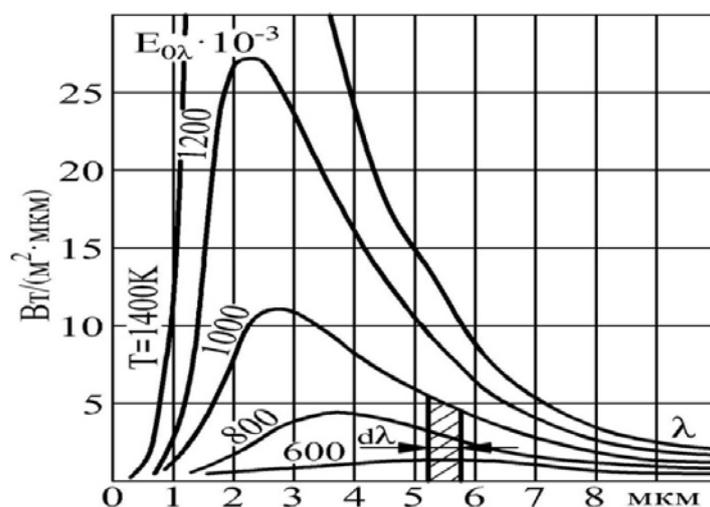


Рис. 19.4. Зависимость  $E_{ол} = f(\lambda, T)$  по закону Планка

По закону Планка можно записать уравнение:

$$E_{0\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1},$$

где  $\lambda$  – длина волны, м;  $T$  – абсолютная температура излучающего тела, К;  $C_1$ ;  $C_2$  – постоянные излучения, равные соответственно  $C_1 = 3,74 \cdot 10^{-16}$  Вт · м<sup>2</sup> и  $C_2 = 1,44 \cdot 10^{-2}$  м · К.

По мере увеличения длины волны  $\lambda$ , интенсивность излучения возрастает. При некоторой длине волны  $\lambda$  излучательная способность  $E_{0\lambda}$  твердых тел достигает максимума, а затем убывает. Кроме того, для луча одной и той же длины волны  $\lambda$  с увеличением абсолютной температуры тела  $T$  излучательная способность  $E_{0\lambda}$  увеличивается, и максимум смещается влево.

*Закон Вина* устанавливает связь между максимальной длиной волны и абсолютной температурой, м · К,

$$\lambda_{\text{МАКС}} T = 2,9 \cdot 10^{-3},$$

где  $\lambda_{\text{МАКС}}$  – длина волны, при которой интенсивность излучения достигает максимума.

С увеличением абсолютной температуры излучающего тела  $T$  максимум плотности потока излучения смещается в сторону более коротких волн.

*Закон Стефана–Больцмана* устанавливает зависимость излучательной способности тела или плотности потока излучения от температуры

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

где  $\varepsilon$  – степень черноты тела принимается по таблицам [5, 6, 10];

$C_0$  – коэффициент излучения абсолютно черного тела,  $C_0 = 5,67$  Вт/(м<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>). Для серого тела  $C = \varepsilon C_0$ .

Для любого тела энергия излучения  $E$  и энергия поглощения  $A$  зависят от температуры тела  $T$  и длины волны  $\lambda$ . Различные тела имеют различные  $E$  и  $A$ .

*Закон Кирхгофа* – устанавливает связь между излучательной и поглощательной способностями тела, т. е. отношение излучательной способности к его поглощательной для всех тел одинаково и равно излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_3}{A_3} = \dots = \frac{E_0}{A_0} = E_0 = f(T).$$

*Закон Ламберта* устанавливает связь между потоком излучения и его направлением (рис. 19.5).

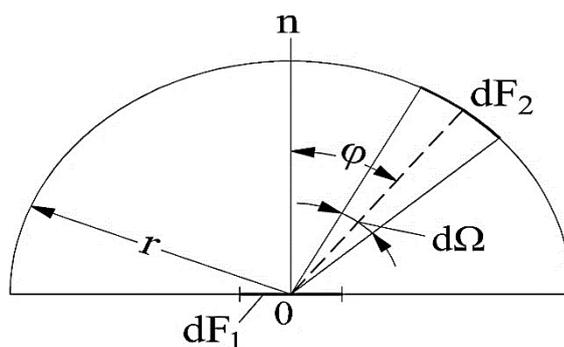


Рис. 19.5. К закону Ламберта.  
Излучение элемента  $dF_1$  в направлении элемента  $dF_2$

Энергия, излучаемая телом, распространяется в пространстве с различной интенсивностью. Согласно закону Ламберта количество энергии, излучаемое элементом поверхности  $dF_1$ , пропорционально количеству энергии, излучаемой по нормали, умноженному на величину пространственного угла  $d\Omega$  и  $\cos \varphi$ , т. е.

$$d^2Q_\varphi = \frac{\varepsilon}{\pi} C_0 \left( \frac{T}{100} \right)^4 d\Omega dF_1 \cos \varphi.$$

Из этого уравнения следует, что плотность потока излучения в направлении нормали в  $\pi$  раз меньше полной плотности потока излучения тела.

## 19.2. Лучистый теплообмен между двумя телами

Лучистый теплообмен между двумя серыми поверхностями в замкнутом пространстве, когда одна из поверхностей обтекает другую, можно определить из следующего уравнения

$$Q = \varepsilon_{\Pi} C_0 F_1 \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

где  $\varepsilon_{\Pi}$  – приведенная степень черноты системы

$$\varepsilon_{\Pi} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left( \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}.$$

$\varepsilon_{\Pi}$  меняется от 0 до 1. При тепловом излучении между двумя параллельными пластинами ( $F_1 = F_2$ ) справедливо выражение

$$\varepsilon_{\Pi} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}.$$

Чтобы интенсифицировать лучистый теплообмен, необходимо увеличить температуру тела  $T_1$  и повысить степень черноты системы. Наоборот, чтобы уменьшить лучистый теплообмен, надо понизить температуру излучающего тела  $T_1$  и снизить приведенную степень черноты системы  $\varepsilon_{\Pi}$ . В тех случаях, когда температуру тела  $T_1$  изменить нельзя, для снижения лучистого теплообмена обычно применяются экраны.

### 19.3. Эффективность экранов

Наличие экранов существенно снижает эффективность теплообмена излучением между двумя поверхностями (рис. 19.6).

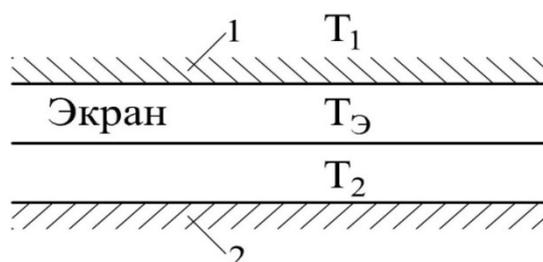


Рис. 19.6. Лучистый теплообмен между двумя параллельными поверхностями при наличии экрана:

1 – излучающая поверхность; 2 – воспринимающая поверхность

При отсутствии экрана теплообмен излучением между поверхностями 1 и 2 определяется уравнением:

$$q_{1,2} = \frac{q}{F_1} = \varepsilon_{\Pi} C_0 \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

При наличии экрана интенсивность теплообмена излучения между двумя поверхностями меняется. При стационарном процессе, когда удельный тепловой поток излучения постоянен, т. е.  $q = \text{const}$ , имеем:

$$\begin{aligned} q_{\text{э}} &= \varepsilon_{\Pi} C_0 \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{\text{э}}}{100} \right)^4 \right] = \\ &= \varepsilon_{\Pi} C_0 \left[ \left( \frac{T_{\text{э}}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \end{aligned}$$

Из этого соотношения определяется неизвестная температура экрана:

$$\left( \frac{T_{\text{э}}}{100} \right)^4 = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 + \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Искомая плотность потока результирующего излучения при наличии экрана:

$$q_{\text{э}} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\Pi} C_0 \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Таким образом,

$$q_{\text{э}} = \frac{q_{1,2}}{2}.$$

При наличии одного экрана количество лучистой энергии уменьшается в два раза, при наличии двух экранов – в 3 раза и т. д. При наличии  $n$  экранов количество лучистой энергии уменьшается в  $(n + 1)$  раз.

Еще больший эффект снижения лучистого теплообмена получается, если применять экраны с малой степенью черноты (алюминиевая фольга с  $\varepsilon_{\text{э}} = 0,1$ ). Так, если между двумя плоскими поверхностями со степенью черноты  $\varepsilon$

установлено  $n$  экранов со степенью черноты  $\varepsilon_{\text{э}}$ , то можно записать уравнение [5]:

$$\frac{q_{\text{э}}}{q_{1,2}} = \frac{1}{1 + n \frac{2-\varepsilon_{\text{э}}}{2-\varepsilon} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\text{э}}}}.$$

Следовательно, установка одного экрана со степенью черноты  $\varepsilon_{\text{э}} = 0,1$  между поверхностями из железа с  $\varepsilon = 0,8$  дает снижение лучистого теплообмена примерно в 14 раз.

В ряде случаев применение экранов совершенно необходимо (экранные трубы в топочной камере парового котла, при измерении температуры газа вблизи горячих поверхностей).

Применение экрана из алюминиевой фольги (альфоля) позволяет использовать в качестве изоляции еще и воздушные прослойки, что нашло свое применение в рефрижераторах.

#### 19.4. Тепловое излучение газов

Газы также обладают способностью излучать и поглощать энергию, но для разных газов эта способность различна. Для одноатомных и двухатомных газов ( $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2$ ) она ничтожна. Значительной способностью излучать и поглощать лучистую энергию обладают лишь многоатомные газы ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{SO}_2$ ). Для технических расчетов наибольший интерес представляют  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ . Эти газы образуются при горении топлива.

Процессы теплового излучения и поглощения газов имеют ряд особенностей по сравнению с тепловым излучением твердых тел. Твердые тела имеют обычно *сплошные спектры излучения*. Они излучают и поглощают лучистую энергию всех длин волн от 0 до  $\infty$ . Газы же излучают и поглощают лучистую энергию лишь в определенных интервалах длин волн  $\Delta \lambda_i$ , так называемых *полосах*, расположенных в различных частях спектра; для лучей других длин волн, вне этих полос, *газы прозрачны*, и их энергия излучения равна нулю. Таким образом, излучение и поглощение газов имеет *избирательный (селективный)* характер.

Процессы испускания и поглощения лучистой энергии в твердых телах происходят на поверхности. В газах же излучение и поглощение всегда *протекает в объеме*.

*Селективный спектр и объемный характер излучения* определяют особенности процесса лучистого теплообмена в газах.

Физический процесс переноса лучистой энергии в объеме газов осуществляется потоком частиц – *фотонов*, движущихся по различным направлениям пространства со скоростью света ( $c$ ) и обладающих различной энергией  $h\nu$  (где  $\nu$  – частота).

При прохождении в объеме газа молекулами поглощается только часть фотонов, длины волн которых  $\lambda = c/\nu$  соответствуют определенному диапазону поглощения для данного газа. Остальная часть фотонов проходит через толщу

газа. Вместе с тем в процессе поглощения лучистой энергии в объеме происходит повышение температуры газа и возникновение новых фотонов. Этот процесс определяет *собственное излучение* газового объема. *Результирующий поток излучения* определяется совместным влиянием поглощения и собственного излучения фотонов газовым объемом. Плотность лучистого потока с поверхности газового слоя определяется законом Стефана–Больцмана, Вт/м<sup>2</sup>,

$$E = \varepsilon_{\Gamma} C_0 \left( \frac{T_{\Gamma}}{100} \right)^4,$$

где  $\varepsilon_{\Gamma}$  – степень черноты газового слоя

$$\varepsilon_{\Gamma} = \frac{1}{E_0} \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda} E_{0\lambda} d\lambda,$$

где

$$E_{0\lambda} = C_0 \left( \frac{T_{\Gamma}}{100} \right)^4.$$

Степень черноты газового слоя  $\varepsilon_{\Gamma}$  зависит от температуры, парциального давления и толщины газового слоя. Степень черноты углекислого газа и водяных паров при определенных давлениях и температурах приведена в виде графиков, представленных в [3–6, 10].

Коэффициент поглощения газа может быть определен следующей зависимостью

$$A_{\lambda} = f(T_{\Gamma}, P, S)$$

или общим уравнением

$$A_{\lambda} = 1 - (P \ell) / e^{K S},$$

где  $K$  – коэффициент абсорбции,  $K = \text{const}$ ;  $S$  – эффективная толщина излучающего слоя газа;  $\ell$  – длина лучей для газа;  $P$  – парциальное давление газа.

Расчет теплообмена излучением между газом и стенками топочной камеры очень сложен и выполняется с помощью целого ряда графиков и таблиц [3, 5, 11].

Расчетное уравнение лучистого теплообмена между газом и стенками канала имеет следующий вид, Вт/м<sup>2</sup>,

$$E_{\text{изл}} = q_{\text{изл}} = \varepsilon'_{\text{с}} C_0 \left[ \varepsilon_{\Gamma} \left( \frac{T_{\Gamma}}{100} \right)^4 - \varepsilon'_{\Gamma} \left( \frac{T_{\text{с}}}{100} \right)^4 \right],$$

где  $\varepsilon'_{\text{с}} = (\varepsilon_{\text{с}} + 1) / 2$  – эффективная степень черноты стенок канала;

$C_0 = 5,67 \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$  – коэффициент излучения абсолютно черного тела;  $\varepsilon_{\Gamma} = E_{\Gamma} / E_0 = q_{\Gamma} / q_0 = C_{\Gamma} / C_0$  – отношение количества энергии излучения газа к количеству излучения абсолютно черного тела, отнесенное к 1 м<sup>2</sup> поверхности,

$$\varepsilon_{\Gamma} = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \beta \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta \varepsilon_{\Gamma}.$$

Величины  $\varepsilon_{\text{CO}_2}$ ,  $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}$  и  $\beta$  определяются по графикам [3–6, 10];  $\beta$  – поправочный коэффициент, учитывающий влияние парциального давления отдельных компонентов газа;  $\Delta \varepsilon_{\Gamma}$  – поправка, учитывающая взаимное поглощение энергии излучения газами; для дымовых газов эта поправка составляет 2–4%, поэтому ею обычно пренебрегают;  $\varepsilon'_{\Gamma} = \varepsilon'_{\text{O}_2} + \beta \varepsilon'_{\text{H}_2\text{O}}$  – поглощательная способность газа при средней температуре стенок.

## Глава 20. СЛОЖНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

Сложный теплообмен включает наряду с теплопроводностью и конвекцией еще лучистый теплообмен. Наиболее часто имеет место радиационно-конвективный теплообмен, когда радиационный (лучистый) теплообмен протекает одновременно с конвективным. Плотность потока излучения

$$q_{\text{л}} = \alpha_{\text{л}} (T_{\text{с}} - T_{\text{ф}}),$$

где  $T_{\text{с}}$ ,  $T_{\text{ф}}$  – абсолютные температуры излучающей стенки и газа;  
 $\alpha_{\text{л}}$  – коэффициент теплоотдачи излучением.

$$\alpha_{\text{л}} = \varepsilon_{\text{пр}} \sigma_0 \frac{T_{\text{с}}^4 - T_{\text{ф}}^4}{T_{\text{с}} - T_{\text{ф}}},$$

где  $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$  – постоянная Стефана–Больцмана.

Удельный тепловой поток конвективного теплообмена определяется законом Ньютона – Рихмана:

$$q_{\text{к}} = \alpha_{\text{к}} (T_{\text{с}} - T_{\text{ф}}).$$

Суммарная плотность теплового потока:

$$q = (\alpha_{\text{к}} + \alpha_{\text{л}}) (T_{\text{с}} - T_{\text{ф}}).$$

При близких значениях  $T_{\text{ф}}$  и  $T_{\text{с}}$  приближенно можно записать:

$$(T_{\text{с}}^4 - T_{\text{ф}}^4) / (T_{\text{с}} - T_{\text{ф}}) = (T_{\text{с}} - T_{\text{ф}})^3 / 2.$$

Если температура тел, определяющих радиационный и конвективный теплообмен, неодинакова, то общий тепловой поток находится как сумма отдельно подсчитанных радиационного и конвективного тепловых потоков.

### 20.1. Теплопередача через двухслойную плоскую стенку

Часто необходимо рассчитать стационарный процесс переноса теплоты от одного теплоносителя к другому через разделяющую их стенку. Такой процесс называется *теплопередачей*. Перенос теплоты от нагретого теплоносителя к холодному через твердую стенку определяется совокупным действием элементарных явлений – теплопроводностью, конвекцией и тепловым излучением.

При стационарном режиме тепловой поток  $q$  во всех трех процессах одинаков, а перепад температур между горячей и холодной жидкостями складывается из трех составляющих.

Рассмотрим процесс переноса теплоты от одной среды к другой через плоскую стенку, состоящую из двух слоев (рис. 20.1).

Толщины слоев обозначим  $\delta_1$  и  $\delta_2$ , коэффициенты теплопроводности  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . С одной стороны, находится горячая среда с температурой  $t_{\text{ж}1}$ , с другой – холодная среда с температурой  $t_{\text{ж}2}$ . Значения суммарных коэффициентов теплоотдачи с горячей стороны обозначим  $\alpha_1$ , с холодной –  $\alpha_2$ .

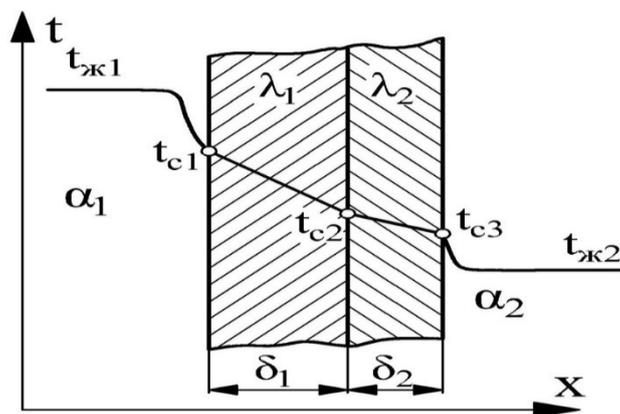


Рис. 20.1. Теплопередача через двухслойную плоскую стенку

При установившемся тепловом состоянии системы величина удельного теплового потока постоянная и поэтому можно записать:

$$q = Q/F = \alpha_1 (t_{ж1} - t_{c1});$$

$$q = \frac{\lambda_1}{\delta_1} (t_{c1} - t_{c2});$$

$$q = \frac{\lambda_2}{\delta_2} (t_{c2} - t_{c3});$$

$$q = \alpha_2 (t_{c3} - t_{ж2}).$$

Из этих уравнений определяются частные температурные напоры:

$$t_{ж1} - t_{c1} = q \frac{1}{\alpha_1};$$

$$t_{c1} - t_{c2} = q \frac{\delta_1}{\lambda_1};$$

$$t_{c2} - t_{c3} = q \frac{\delta_2}{\lambda_2};$$

$$t_{c3} - t_{ж2} = q \frac{1}{\alpha_2}.$$

Складывая левые и правые части уравнений, получаем полный температурный напор

$$t_{ж1} - t_{ж2} = q \left( \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2} \right),$$

из которого определяется значение удельного теплового потока

$$q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2}} = K (t_{ж1} - t_{ж2}),$$

где  $K$  – коэффициент теплопередачи через двухслойную плоскую стенку, Вт/(м<sup>2</sup>·°С), находится из выражения:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Неизвестные температуры  $t_{c1}$ ,  $t_{c2}$ ,  $t_{c3}$  могут быть определены из уравнений

$$t_{c1} = t_{ж1} - q \frac{1}{\alpha_1};$$

$$t_{c2} = t_{c1} - q \frac{\delta_1}{\lambda_1};$$

$$t_{c3} = t_{c2} - q \frac{\delta_2}{\lambda_2} = t_{ж2} + q \frac{1}{\alpha_2}.$$

Если стенка состоит из нескольких слоев толщиной  $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n$  и коэффициенты теплопроводности их соответственно равны  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ , то выражение для определения коэффициента теплопередачи принимает вид

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n} + \frac{1}{\alpha_2}}$$

или

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Коэффициентом теплопередачи  $K$  называется количество теплоты, переданное в единицу времени от одной жидкости к другой при разности температур между ними в один градус, Вт / (м<sup>2</sup> · °С).

## 20.2. Теплопередача через цилиндрическую стенку

Удельный тепловой поток, отнесенный к одному погонному метру однородной цилиндрической стенки (рис. 20.2), рассчитывается по уравнению

$$q_\ell = \frac{Q}{\ell} = K_\ell \pi (t_{ж1} - t_{ж2}),$$

где  $K_\ell$  — линейный коэффициент теплопередачи (на 1 м длины трубы)

$$K_\ell = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}.$$

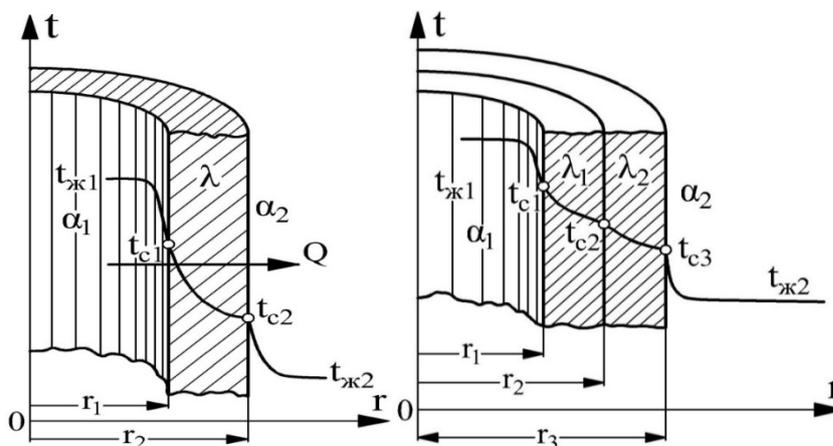


Рис. 20.2. Теплопередача через однослойную и двухслойную цилиндрическую стенку

Линейный коэффициент теплопередачи для двухслойной цилиндрической стенки (рис. 20.2) вычисляется из уравнения

$$K_{\ell} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_3}}.$$

Тогда коэффициент теплопередачи для  $n$ -слойной цилиндрической стенки

$$K_{\ell} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}}.$$

Неизвестные температуры стенки определяются из уравнений:

$$\begin{aligned} t_{C1} &= t_{Ж1} - \frac{q_{\ell}}{\pi} \frac{1}{\alpha_1 d_1}; \\ t_{C2} &= t_{Ж1} - \frac{q_{\ell}}{\pi} \left( \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} \right); \\ t_{C3} &= t_{Ж2} + \frac{q_{\ell}}{\pi} \frac{1}{\alpha_2 d_3}. \end{aligned}$$

Расчетные формулы теплопередачи для труб довольно громоздки, поэтому при практических расчетах применяются некоторые упрощения. Если толщина стенки не очень велика, то в расчетах применяется формула для плоской стенки

$$q_{\ell} = K \pi d_x (t_{Ж1} - t_{Ж2}) = \frac{\pi d_x (t_{Ж1} - t_{Ж2})}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}},$$

где  $K$  – коэффициент теплопередачи для плоской стенки;  $d_x$  – средний диаметр стенки;  $\delta$  – толщина стенки.

### 20.3. Теплопередача через ребристую поверхность

При теплопередаче через плоскую стенку термическое сопротивление определяется через  $1/\alpha_1$  и  $1/\alpha_2$ . При теплопередаче через цилиндрическую поверхность термическое сопротивление зависит не только от  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , но и диаметров, т. е.  $1/\alpha_1 d_1$  и  $1/\alpha_2 d_2$ . Из этого следует, что увеличивая поверхность путем *ребрения*, можно существенно уменьшить ее общее термическое сопротивление и тем самым *интенсифицировать* процесс теплопередачи.

Рассмотрим плоскую ребристую стенку толщиной  $\delta$  и с коэффициентом теплопроводности  $\lambda$  (рис. 20.3).

Одна сторона стенки снабжена ребрами с поверхностью  $F_2$ , а другая поверхность  $F_1$  – гладкая. Известны температуры:  $t_{Ж1}$ ,  $t_{C1}$ ,  $t_{C2}$ ,  $t_{Ж2}$ . При этом  $\alpha_1 \gg \alpha_2$ .

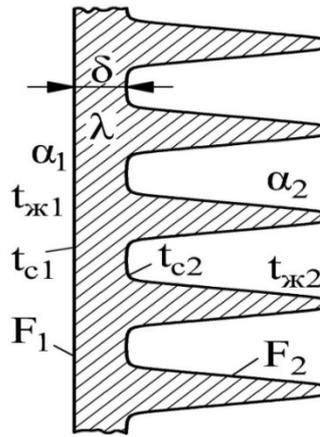


Рис. 20.3. Теплопередача через ребристую стенку

При установившемся тепловом состоянии системы количество переданной теплоты  $Q$  находится из уравнений:

$$Q = \alpha_1 F_1 (t_{ж1} - t_{с1});$$

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} F_1 (t_{с1} - t_{с2});$$

$$Q = \alpha_2 F_2 (t_{с2} - t_{ж2}).$$

Отсюда частные температурные напоры соответственно равны:

$$t_{ж1} - t_{с1} = Q \frac{1}{\alpha_1 F_1};$$

$$t_{с1} - t_{с2} = Q \frac{\delta}{\lambda} \frac{1}{F_1};$$

$$t_{с2} - t_{ж2} = Q \frac{1}{\alpha_2 F_2}.$$

Выполнив ряд преобразований, имеем:

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda} \frac{1}{F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}} (t_{ж1} - t_{ж2}) = K_p (t_{ж1} - t_{ж2}),$$

где

$$K_p = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda} \frac{1}{F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}}.$$

Если расчет вести на единицу гладкой поверхности, то уравнения запишутся в виде:

$$q_1 = \frac{Q}{F_1} = K_1 (t_{ж1} - t_{ж2});$$

$$K_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \frac{F_1}{F_2}}.$$

Если расчет вести на единицу оребренной поверхности, то расчетные уравнения примут вид:

$$q_2 = \frac{Q}{F_2} = K_2 (t_{ж1} - t_{ж2}),$$

где

$$K_2 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} \frac{F_2}{F_1} + \frac{\delta}{\lambda} \frac{F_2}{F_1} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Отношение площадей оребренной поверхности  $F_2$  к гладкой  $F_1$  называется *коэффициентом оребрения*  $\varphi_{ор} = F_2/F_1 = 2 - 15$ .

Оребрение поверхностей нагрева применяется как для выравнивания термических сопротивлений, так и для интенсификации теплопередачи в целом. Иногда оребрение производится с обеих сторон, так делают в тех случаях, когда требуется уменьшить размеры теплообменника, а значения коэффициентов теплоотдачи  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  малы.

## 20.4. Тепловая изоляция

Чтобы снизить коэффициент теплопередачи, следует увеличить одно из термических сопротивлений. В большинстве случаев это достигается путем нанесения на стенку слоя тепловой изоляции.

### *Виды изоляции*

*Тепловой изоляцией* называется покрытие, которое способствует снижению потерь теплоты в окружающую среду.

Назначение изоляции:

- экономия топлива;
- создание возможности осуществления технологических процессов;
- создание санитарных условий труда.

Для тепловой изоляции могут применяться любые материалы с низкой теплопроводностью.

Изоляционными материалами называются материалы с теплопроводностью  $\lambda < 0,2$  Вт/(м·°С) при температурах  $t = 50-100^\circ\text{C}$ .

*Естественные изоляционные материалы:* асбест, слюда, дерево, пробка, опилки, торф, земля и др.

*Искусственные изоляционные материалы:*

- шлаковая вата (получается из расплавленного шлака, который разбивается струей пара);
- зонолит (получается из вермикулита путем прокаливания его при температурах  $700-800^\circ\text{C}$ );
- асбослюда (смесь асбеста и слюдяной мелочи);
- совелит – продукт химического производства;

- альфоловая изоляция (экранирование алюминиевой фольгой с использованием воздуха).

*Свойства изоляционных материалов:*

- пористость, чем выше пористость, тем ниже теплопроводность;
- механические свойства;
- способность поглощать воду и выдерживать высокую температуру.

Если температура изолированного объекта высока (паропроводы, трубопроводы теплотрассы), то применяется многослойная изоляция. При насыщении изоляционного материала влагой теплопроводность резко возрастает, а теплоизоляционные свойства резко снижаются.

При теплоотдаче в условиях свободной конвекции и температуре окружающей среды около 20°C толщину изоляции трубопровода с точностью до 3–5% можно определить по формуле [5]:

$$\delta_{\text{из}} = 2,75 \frac{d_1^{1,2} \lambda_{\text{из}}^{1,35} t_{\text{C1}}^{1,73}}{q_{\ell}^{1,5}},$$

где  $\delta_{\text{из}}$  – толщина изоляции, мм;  $d_1$  – диаметр трубопровода, мм;  $t_{\text{C1}}$  – температура стенки;  $\lambda_{\text{из}}$  – коэффициент теплопроводности изоляции;  $q_{\ell}$  – линейная плотность теплового потока.

### ***Условия рационального выбора материала для тепловой изоляции трубопровода***

При наложении тепловой изоляции на трубопровод тепловые потери снижаются непропорционально толщине изоляции. Это связано с тем, что увеличивается внешняя поверхность и теплоотвод уменьшается.

Анализ показывает, что материал выбран правильно, если соблюдается неравенство [1, 3, 5]

$$\lambda_{\text{из}} < (\alpha_2 d_2) / 2,$$

где  $d_2$  – наружный диаметр трубопровода;  $\alpha_2$  – коэффициент теплоотдачи от внешней поверхности к окружающей среде.

## **20.5. Интенсификация теплопередачи**

При решении практических задач теплопередачи в одних случаях требуется интенсифицировать процесс, в других – затормозить.

В соответствии с уравнением

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{1}{\alpha_{\text{л}}}},$$

чтобы увеличить значение коэффициента теплопередачи  $K$ , надо уменьшить термическое сопротивление слоя  $\delta/\lambda$  и увеличить коэффициенты теплоотдачи  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , а также коэффициент лучистого теплообмена  $\alpha_{\text{л}}$ . Термическое сопротивление стенки  $\delta/\lambda$  можно уменьшить путем уменьшения толщины стенки  $\delta$  и увеличения теплопроводности  $\lambda$  материала.

Коэффициенты теплоотдачи  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  могут быть увеличены путем интенсификации теплообмена за счет перемешивания жидкостей и повышения скоростей теплоносителей. При тепловом излучении увеличить коэффициент лучистого теплообмена  $\alpha_{\text{л}}$  можно за счет повышения степени черноты материала  $\varepsilon$  и увеличения абсолютной температуры  $T$  излучающей поверхности.

Рассмотрим, как зависит  $K$  от коэффициентов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Для простоты представим теплопередачу через плоскую стенку. Если пренебречь термическим сопротивлением стенки (например, для газо-газового теплообменника), т. е. положить, что  $\delta/\lambda = 0$ , то получим

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2},$$

откуда следует, что  $K$  всегда меньше самого малого из коэффициентов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Если  $\alpha_1 = 5000$  и  $\alpha_2 = 50$  Вт / (м<sup>2</sup> · °С), то  $K = 49,5$  Вт / (м<sup>2</sup> · °С), т. е.  $K < \alpha_2$ .

Увеличить  $\alpha_2$  можно также путем создания на стенке искусственной шероховатости и повышения скорости теплоносителя. Однако во многих случаях существенное увеличение коэффициента теплоотдачи  $\alpha_2$  от стенки к воздуху (или наоборот) затруднительно и неэкономично. Тогда для увеличения  $K$  теплообменные поверхности с низкой теплоотдачей оребряют.

## Глава 21. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

*Нестационарными* называются процессы, в которых поле температуры в теле изменяется не только в пространстве, но и во времени. Примерами таких процессов служат нагревание (охлаждение) различных заготовок и изделий, обжиг кирпича, производство стекла, пуск и останов паровых котлов, теплообменных аппаратов, паровых турбин и т. д.

Когда тело внесено в среду с более высокой температурой, то сразу же между средой и телом возникает процесс нестационарного теплообмена, и тело начинает прогреваться. Сначала нагреваются поверхностные слои, но постепенно процесс прогрева распространяется и вглубь тела. О характере изменения температуры тела за время прогрева дают представление кривые на рис. 21.1, а, б, где  $t_c$  – температура на поверхности;  $t_0$  – температура в центре тела.

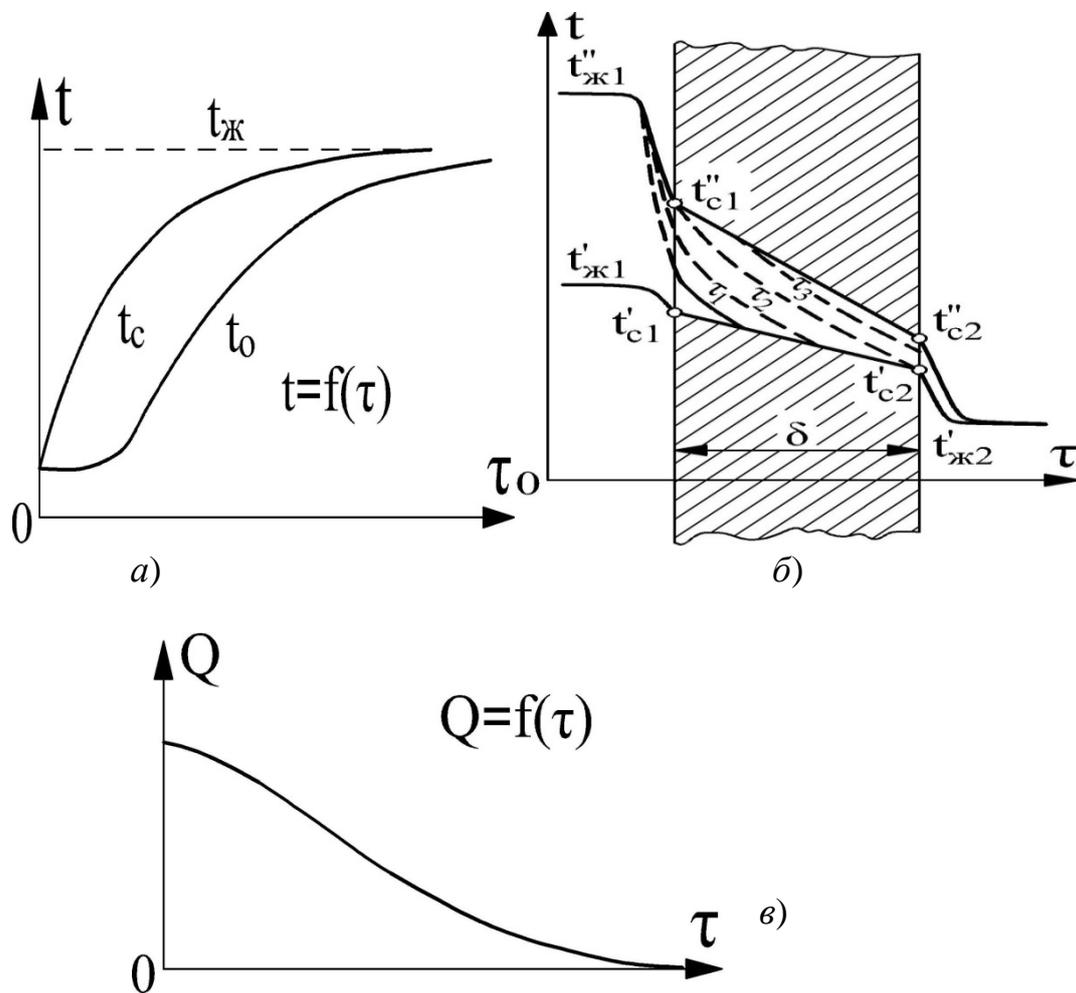


Рис. 21.1. Теплопроводность при нестационарном режиме:  
а, б – характер изменения температур; в – характер изменения количества переданной теплоты

По истечении некоторого времени температура всех частей тела выравнивается и становится равной окружающей среде  $t_{ж}$ , т. е. наступает *тепловое равновесие*.

При нестационарном режиме интенсивность подвода теплоты также непостоянна по времени (рис. 21.1, в).

По мере прогрева тела интенсивность передачи теплоты постепенно уменьшается и в пределе становится равной нулю. Необходимость расчета теплообмена при нестационарном режиме определяется его значимостью в рабочем процессе многих установок.

### ***Граничные условия***

Дифференциальное уравнение нестационарной теплопроводности Фурье для твердых тел имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right).$$

Для аналитического решения этого уравнения необходимо задание следующих *краевых условий*:

- *начальное* распределение температуры тела;
- *граничные условия*, т. е. действие на поверхность тела окружающей среды.

*Граничные условия* задаются тремя способами:

1. В граничных условиях *первого рода* задается температура на поверхности  $t_c$ , но неизвестно количество теплоты  $dQ$ , проходящее через элемент поверхности  $dF$ ,

$$dQ = -dF \lambda_c \frac{\partial t}{\partial n}.$$

2. В условиях *второго рода* задается количество теплоты, проходящей через поверхность, но неизвестна ее температура  $t_c$ .

3. В условиях *третьего рода* задаются температура окружающей среды  $t_{ж}$  и коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  между средой и поверхностью. При этом справедливо уравнение

$$dQ = dF \alpha (t_c - t_{ж}).$$

Из двух последних уравнений имеем:

$$-\frac{\partial t}{\partial n} = \frac{\alpha}{\lambda_c} (t_c - t_{ж}).$$

## 21.1. Нагрев и охлаждение однородной неограниченной пластины в нестационарных условиях

Теплопроводность однородной неограниченной пластины в нестационарных условиях описывается уравнением Фурье

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2},$$

где  $t$ ,  $x$ ,  $\tau$  – текущие значения температуры пластины, координаты и времени процесса;  $a$  – коэффициент температуропроводности.

Решение данного уравнения при соответствующих начальных и граничных условиях имеет вид [10–13]:

$$t_{\text{ж}} - t = \sum_{n=1}^{n \rightarrow \infty} \frac{(t_{\text{ж}} - t_c) 2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n} \times \\ \times \cos(\mu_n x) e^{-\mu_n^2 \text{Fo}},$$

где  $t_c$ ,  $t$  – начальная и текущая температура пластины;  $t_{\text{ж}}$  – температура жидкости;  $\text{Fo}$  – критерий Фурье,

$$\text{Fo} = \frac{a \tau}{\delta^2};$$

$\mu_1, \mu_2, \mu_3, \dots, \mu_n$  – корни характеристического уравнения вида

$$\text{ctg } \mu_n = \frac{\mu_n}{\text{Bi}},$$

где  $\text{Bi}$  – критерий Био,

$$\text{Bi} = \frac{\alpha \delta}{\lambda_c},$$

где  $\delta$  – полутолщина пластины;  $\lambda_c$  – коэффициент теплопроводности стенки  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи.

Результаты аналитического решения представлены графически в работах [5, 8, 12]. Анализ графиков показывает, что когда имеет место очень большая интенсивность подвода теплоты от нагретой жидкости к пластине, то  $\alpha \rightarrow \infty$  и  $\text{Bi} \rightarrow \infty$ . Это означает, что температура пластины сразу становится равной температуре жидкости, а процесс нагрева (охлаждения) определяется физическими свойствами и размерами пластины (*внутренняя задача*).

При небольших значениях коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  температура поверхности пластины почти не отличается от температуры на оси и критерий  $\text{Bi}$  незначителен. Это означает, что температура по толщине пластины

распределяется равномерно и кривая температур остается параллельной оси  $X$  для любого момента времени. Касательные и температурные кривые в точках пересечения их с поверхностью должны пересекаться с осью абсцисс в бесконечности.

При значении критерия  $Bi = 0$  имеем  $X_0 = (1/Bi) \rightarrow \infty$ .

Для данного случая процесс нагрева или охлаждения пластины определяется интенсивностью теплоотдачи на поверхности пластины. Иначе говоря, процесс выравнивания профиля температуры в пластине происходит интенсивнее, чем отвод теплоты с поверхности (*задача становится внешней*).

И, наконец, когда критерий  $Bi$  находится в пределах от 0,1 до 100, то  $\mu_n$  есть функция от  $Bi$ , т. е. зависит от толщины пластины. В этом случае интенсивность процесса нагревания или охлаждения пластины определяется как внутренними, так и внешними условиями теплообмена.

## Глава 22. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

*Теплообменным аппаратом* называется устройство, предназначенное для передачи теплоты от одной среды к другой.

Теплообменные аппараты широко используются во многих отраслях промышленности, в том числе и энергетической. Назначение и область их применения весьма разнообразны. Они предназначены для увеличения экономичности энергетического оборудования, повышения его надежности и обеспечения технологических процессов.

*Первую группу* составляют элементы паровых котлов (экономайзеры, воздухоподогреватели, пароперегреватели, расширители, калориферы и пр.), паровых турбин и тепловых электростанций (подогреватели низкого и высокого давления, подогреватели химической очистки воды и прочие), компрессорных установок (воздухоохладители).

*Вторая группа* включает в себя различного рода деаэраторы, подогреватели мазута, водонагреватели, охладители.

*К третьей группе* относятся скрубберы, выпарные установки, сушильные и вентиляционные установки бумагоделательных и картоноделательных машин.

### 22.1. Классификация теплообменных аппаратов

*По способу передачи теплоты* теплообменные аппараты бывают рекуперативные, регенеративные и смесительные.

В *рекуперативных теплообменных аппаратах* передача теплоты от одной среды к другой происходит непрерывно через разделяющую твердую стенку (рис. 22.1 и 22.2).

*По роду применяемых теплоносителей* рекуперативные теплообменные аппараты различают: парожидкостные, жидкостно-жидкостные, газожидкостные, газо-газовые.

В *регенеративных теплообменных аппаратах* греющая среда приводится в соприкосновение с твердым телом (или насадкой) и отдает ему теплоту. В последующий период времени в соприкосновение с насадкой приводится нагреваемая среда. В этих аппаратах процесс передачи теплоты осуществляется периодически.

В *смесительных теплообменных аппаратах* передача теплоты осуществляется при непосредственном соприкосновении греющей и нагреваемой сред в объеме аппарата (деаэраторы, скрубберы, пароструйные эжекторы, редуционно-охладительные установки).

*По направлению и характеру рабочих сред* теплообменные аппараты разделяют противоточные, прямоточные, перекрестного и смешенного типа, а также однопоточные и многопоточные.

*По характеру температурного режима* теплообменные аппараты делятся на аппараты с установившимся и неустановившимся тепловым режимом.

Наибольшее распространение в промышленности получили рекуперативные кожухотрубные теплообменники, которые имеют самостоятельное назначение для передачи теплоты от одного теплоносителя к другому или специальное назначение для осуществления различных теплотехнологических процессов. К аппаратам первого типа относятся устройства для нагрева воды паром, используемой в качестве рабочего тела на тепловых электростанциях, в отопительных и вентиляционных системах, в теплоутилизационных установках.

На рис. 22.1 показан *рекуперативный кожухотрубный теплообменник*, применяемый в качестве подогревателя воды паром.

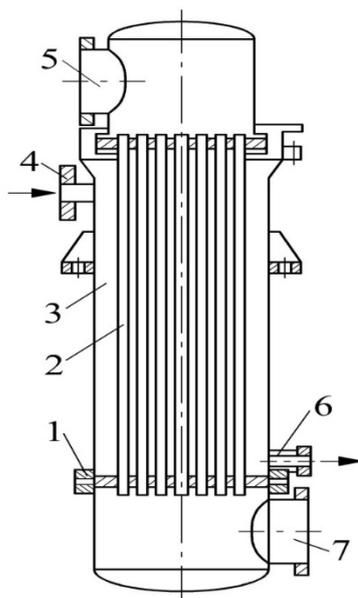


Рис. 22.1. Пароводяной рекуперативный кожухотрубный теплообменник:  
1 – трубные доски; 2, 3 – трубная система и кожух; 4, 6 – подвод пара и отвод конденсата; 5, 7 – отвод и подвод нагреваемой жидкости

Внутри труб аппарата движется нагреваемая вода, а в межтрубном пространстве – конденсирующийся греющий пар. К разряду трубчатых теплообменников относятся также воздухоподогреватели паровых котлов, в которых воздух нагревается удаляемыми из агрегата дымовыми газами. В целях увеличения активной поверхности теплообмена применяют также *аппараты из оребренных труб*. Особенно эффективно оребрение труб в газо-жидкостных теплообменниках. Оребрение труб применяется на стороне движения газового теплоносителя, где имеет место наибольшее термическое сопротивление теплообмену.

Для утилизации низкопотенциальной теплоты влажного воздуха применяют теплообменные *аппараты пластинчатого типа*.

Аппараты состоят из плоских металлических (алюминиевых) коробов, внутри которых движется нагреваемый воздух, а в щелях между ними – влажный воздух. В целях интенсификации теплообмена в газоздушных средах

используют компактные теплообменные аппараты из профильных листов, а также другие формы профилирования (рис. 22.2) и оребрения поверхностей теплообмена.

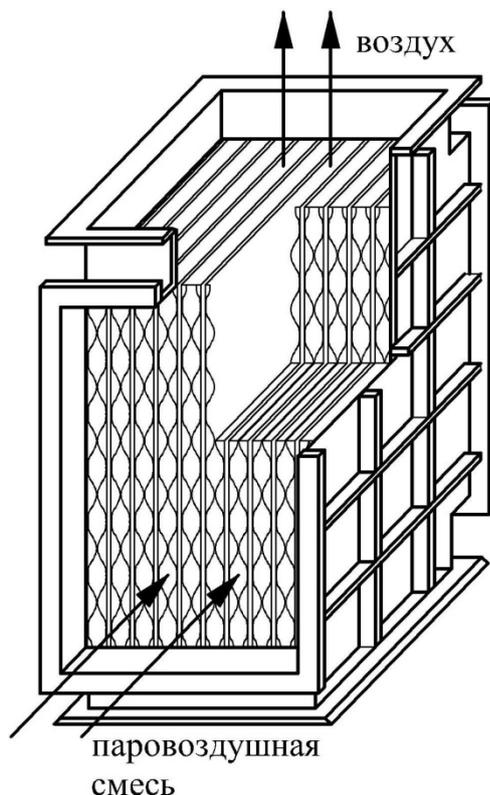


Рис. 22.2. Газо-газовый теплоуловитель из профильных листов

В теплообменниках с промежуточным теплоносителем теплота от греющей среды к нагреваемой среде переносится потоком мелкодисперсного материала или жидкости. В ряде случаев промежуточный теплоноситель меняет агрегатное состояние.

Одним из оригинальных устройств, использующих в качестве промежуточного теплоносителя пар и его конденсат, является герметичная труба, заполненная частично жидкостью, а частично паром (рис. 22.3). Такое устройство называется *тепловой трубой*. Она способна передавать большие тепловые мощности (в 1000 раз больше, чем медный стержень тех же размеров). На горячем конце тепловой трубы за счет подвода теплоты испаряется жидкость, а на холодном – конденсируется пар, отдавая выделившуюся теплоту.

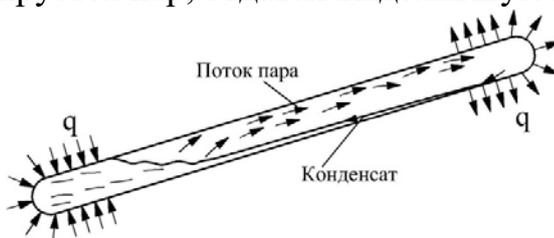


Рис. 22.3. Схема работы тепловой трубы с возвратом конденсата под действием гравитационных сил (термосифон)

Конденсат возвращается в зону испарения либо самотеком, если холодный конец можно разместить выше горячего, либо за счет использования специальных фитилей, по которым жидкость движется под действием капиллярных сил в любом направлении, даже против сил тяжести.

Практически незаменимы тепловые трубы с фитилями в космосе.

### ***Теплоносители и их физические свойства***

Интенсивность процессов теплопереноса зависит от свойств теплоносителей, характеризующихся теплофизическими параметрами: плотностью  $\rho$ , коэффициентом кинематической вязкости  $\nu$ , теплопроводностью  $\lambda$ , теплоемкостью вещества  $C_p$ , теплотой парообразования  $r$ .

В теплообменных аппаратах используются теплоносители: газообразные, жидкие, водяной пар, воздух, дымовые газы. Наиболее широко применяются вода и водяной пар, физические свойства которых приведены в таблицах [3, 5, 13–22, 28–30].

### ***Выбор скоростей теплоносителей***

С увеличением скорости среды интенсивность теплообмена повышается. Это приводит к уменьшению габаритов, металлоемкости и стоимости теплообменных аппаратов. С другой стороны, увеличение скорости приводит к росту гидравлического сопротивления и увеличению затрат мощности на перекачку теплоносителей, т. е. к росту эксплуатационных расходов.

В теплообменных аппаратах рекомендуются следующие скорости теплоносителей (табл. 6).

Таблица 6 – Рекомендуемые скорости теплоносителей в теплообменных аппаратах

№ п/п	Теплоноситель	Скорость среды $\omega$ , м/с
1	Маловязкие жидкости (вода, глицерин)	1–3
2	Вязкие масла, растворы солей	0,2–1,0
3	Запыленные газы, воздух	6–12
4	Не запыленные газы	12–16
5	Конденсат	0,5–1,0
6	Водяной пар:	
	насыщенный	30–50
	перегретый	50–70

## 22.2. Основы расчета теплообменных аппаратов

Расчеты теплообменного аппарата: тепловой, конструктивный, гидравлический и прочностной.

Целью *теплого расчета* является определение поверхности теплообмена  $F$ , м<sup>2</sup>, которая рассчитывается по уравнению,

$$F = \frac{Q}{K \Delta t}.$$

Тепловая нагрузка  $Q$  водо-водяного теплообменного аппарата (рис. 22.5, а, б) находится из уравнения теплового баланса:

$$Q = G_1 c_{p1} (t_1' - t_1'') \eta_{и} = G_2 c_{p2} (t_2'' - t_2'),$$

где  $W_1 = G_1 c_{p1}$  и  $W_2 = G_2 c_{p2}$  – водяные эквиваленты греющей и нагреваемой среды, кВт/°С.

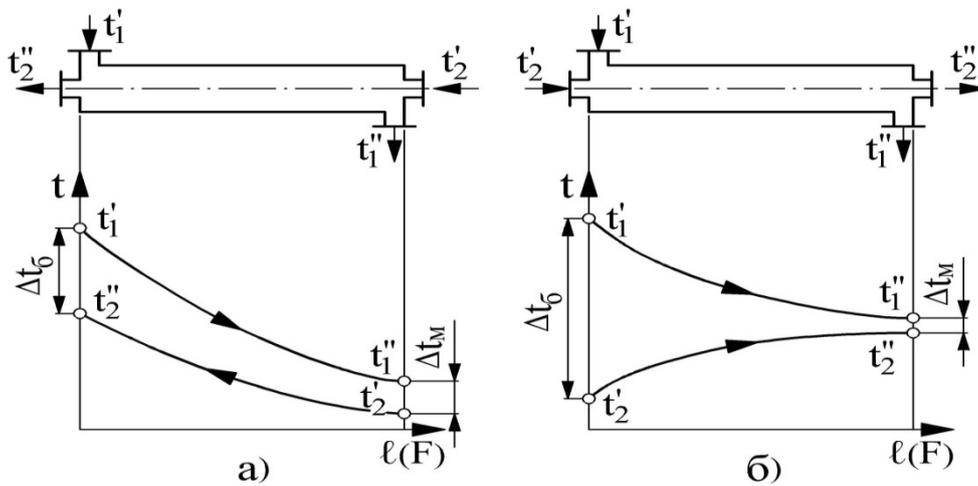


Рис. 22.5. Схемы движения теплоносителей в водо-водяном теплообменнике:  
а – противоток; б – прямоток

Для процессов, протекающих с изменением агрегатного состояния одного из теплоносителей (для пароводяного теплообменника), уравнение теплового баланса (рис. 22.6) имеет вид:

$$Q = D (i'' - i') \eta_{и} = G_2 c_{p2} (t_2'' - t_2'),$$

где  $G_1$ ,  $G_2$ ,  $D$  – массовый расход греющей и нагреваемой среды и греющего пара, кг/с;  $c_{p1}$ ,  $c_{p2}$  – теплоемкости рабочих сред, Дж/(кг · °С);  $t_1'$ ,  $t_1''$ ,  $t_2'$ ,  $t_2''$  – температуры греющей и нагреваемой сред на входе и выходе из аппарата, °С;  $i''$ ,  $i'$  – энтальпия насыщенного пара и конденсата, Дж/кг;  $\eta_{и}$  – коэффициент использования, учитывающий потери теплоты в окружающую среду.

Из уравнения теплового баланса обычно определяют количество греющей среды  $G_1$  или расход пара  $D$ .

Коэффициент теплопередачи рассчитывается по уравнению, Вт/(м<sup>2</sup> · °С),

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}},$$

где  $\delta$  – толщина стенки;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности стенки;  $\alpha_1, \alpha_2$  – коэффициенты конвективного теплообмена от греющей среды к стенке и от стенки к нагреваемой среде.

Среднелогарифмический температурный напор  $\Delta t$  определяется в зависимости от направления движения теплоносителей.

Характер изменения температуры рабочих жидкостей вдоль поверхности нагрева зависит от схемы их движения и соотношения величин  $W_1$  и  $W_2$ .

При конденсации водяного пара характер изменения температур теплоносителей представлен на рис 22.6.

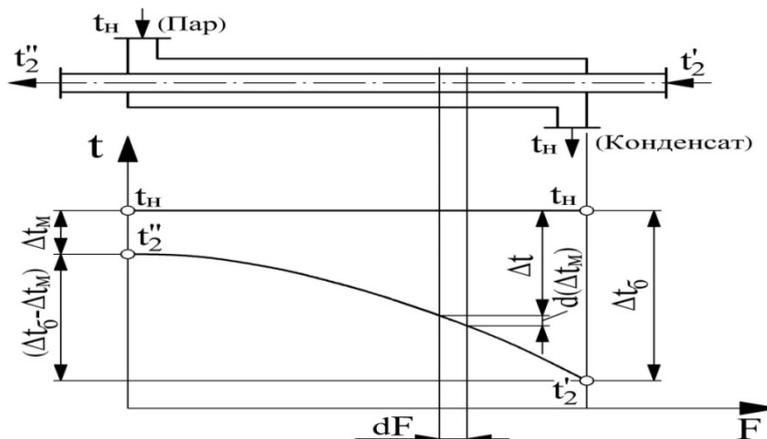


Рис. 22.6. Схемы движения теплоносителей в пароводяном теплообменнике

Если в теплообменном аппарате горячая и холодная жидкости протекают параллельно и в одном направлении, то такая схема движения называется *прямотоком* (рис. 22.7, а). Если жидкости протекают параллельно, но в противоположном направлении, то это движение – *противоток* (рис. 22.7, б). Наконец, если жидкости протекают в перекрестном направлении, то это движение – *перекрестный ток* (рис. 22.7, в).

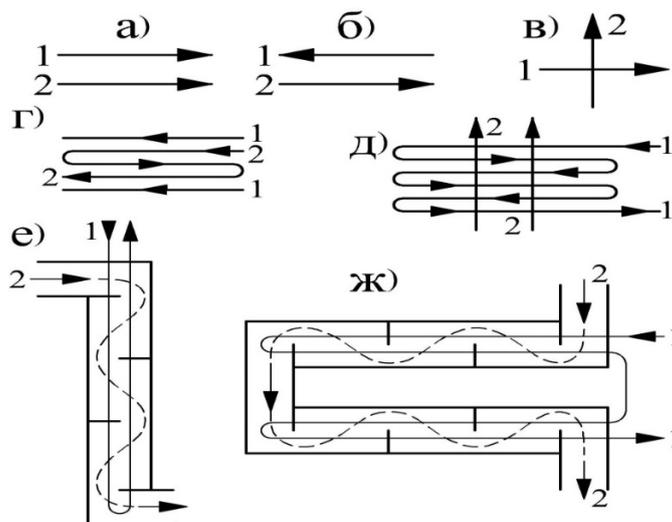


Рис. 22.7. Схемы движения рабочих жидкостей в теплообменных аппаратах

Помимо таких простых схем движения, на практике осуществляются и сложные схемы: одновременно прямоток (рис. 22.7, з), многократно перекрестный ток, (рис. 22.7, д–ж) и т. д. Характер изменения температур представлен на рис. 22.8.

При  $\Delta t_{\text{б}}/\Delta t_{\text{м}} > 0,6$  температурный напор в теплообменном аппарате определяется как *среднегеометрический напор* по формуле

$$\Delta t = \frac{\Delta t_{\text{б}} - \Delta t_{\text{м}}}{\ln \frac{\Delta t_{\text{б}}}{\Delta t_{\text{м}}}}.$$

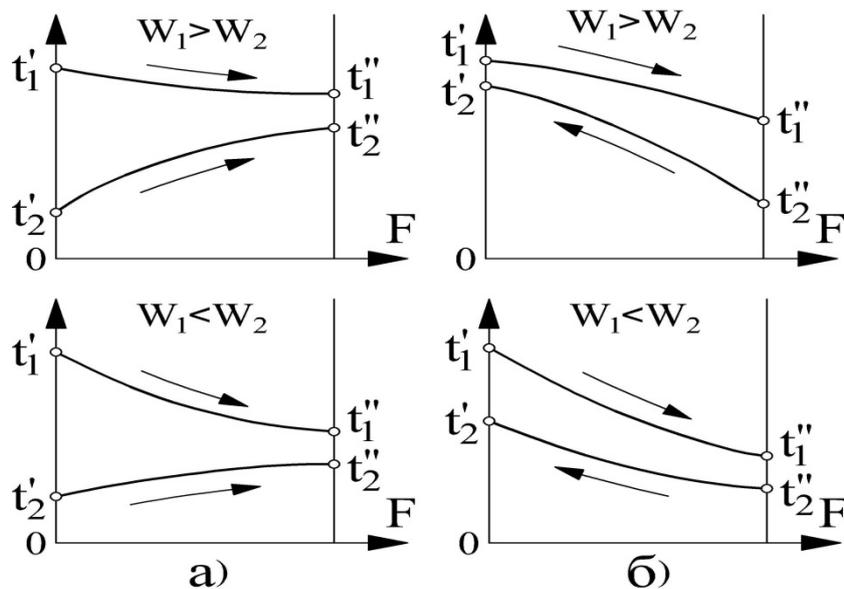


Рис.22.8. Характер изменения температур рабочих жидкостей:  
а – прямоток; б – противоток

При  $\Delta t_{\text{б}}/\Delta t_{\text{м}} < 0,6$  температурный напор вычисляется как *среднеарифметический*:

$$\Delta t = \frac{\Delta t_{\text{б}} + \Delta t_{\text{м}}}{2}.$$

Большой и меньший температурные перепады соответственно равны:

для прямотока  $\Delta t_{\text{б}} = t'_1 - t''_2$ ;  $\Delta t_{\text{м}} = t''_1 - t'_2$ ;

для противотока  $\Delta t_{\text{б}} = t''_1 - t'_2$ ;  $\Delta t_{\text{м}} = t'_1 - t''_2$ ;

при конденсации водяного пара

$$\Delta t_{\text{б}} = t_{\text{н.п}} - t'_2$$
;  $\Delta t_{\text{м}} = t_{\text{н.п}} - t''_2$ .

При заданной конструкции теплообменного аппарата и известных параметрах теплоносителей выполняется *поверочный расчет*, целью которого является определение тепловой нагрузки и конечных температур рабочих сред.

### **Конструктивный расчет теплообменного аппарата**

Конструктивный расчет теплообменного аппарата заключается в определении основных размеров аппарата, его отдельных узлов и элементов. Проходное сечение для обеспечения принятой скорости теплоносителей определяется из уравнения расхода, кг/с,

$$G = f_{ж.с} w \rho,$$

где  $f_{ж.с}$  – живое сечение для прохода теплоносителя, м<sup>2</sup>;  $w$  – скорость среды, м/с;  $\rho$  – плотность среды, кг/м<sup>3</sup>.

На размеры теплообменного аппарата влияет размещение труб в трубной доске (по вершинам треугольника или по вершинам квадрата) и способы их крепления [5].

### **Гидравлический расчет теплообменного аппарата**

Гидравлический расчет аппарата производится с целью определения потерь напора и затрат энергии на преодоление сопротивления.

Общие потери напора  $\Delta P_0$  складываются из потерь на трение  $\Delta P_{тр}$  и местных сопротивлений  $\Delta P_M$ .

Потери напора на трение при продольном течении, Па, рассчитываются по формуле Дарси

$$\Delta P_{тр} = \lambda_{тр} \frac{\ell}{d_{э}} \frac{\rho w^2}{2},$$

где  $\lambda_{тр}$  – коэффициент сопротивления трения;  $\ell$  – длина пути теплоносителя;  $d_{э}$  – эквивалентный диаметр;  $\rho$ ,  $w$  – плотность среды и ее скорость.

Коэффициент сопротивления трения чаще всего находится по формуле Блазиуса

$$\lambda_{тр} = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}.$$

Потери напора на местные сопротивления, Па, определяются по формуле Вейсбаха

$$\Delta P_M = \sum \psi_i \frac{\rho w^2}{2},$$

где  $\sum \psi_i$  – сумма коэффициентов местных сопротивлений [14].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в данном учебном пособии теплотехнические закономерности внедрены в производстве целлюлозно-бумажной промышленности на 30 бумаго- и картоноделательных машинах, и будут полезны для студентов, аспирантов, научных сотрудников и инженерно-технических работников на производстве.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бойков, Л. М. Теплотехника целлюлозно-бумажного производства. Теоретические основы теплотехники [Текст]: учебное пособие / Л. М. Бойков, Н. С. Нечаев, Д. А. Прохоров, Е. Н. Ионин; под ред. д-ра технических наук Л. М. Бойкова. – СПб.: ВШТЭ СПб ГУПТД, 2017. – 383 с.
2. Сапожников, С. З. Техническая термодинамика и теплопередача [Текст] / С. З. Сапожников, Э. Л. Китанин. – СПб.: СПб ГПУ, 2003. – 319 с.
3. Баскаков, А. П. Теплотехника [Текст] : учебник / А. П. Баскаков, Б. В. Берг, О. К. Витт и др.; под ред. А. П. Баскакова. – Изд. 3-е, перераб. и доп. – М.: ООО «ИД БАСТЕТ», 2010. – 328 с.
4. Ерофеев, В. Л. Теплотехника [Текст] : учебник / В. Л. Ерофеев, П. Д. Семенов, А. С. Пряхин; под ред. В. Л. Ерофеева. – М.: Академкнига, 2008. – 488 с.
5. Михеев, М. А. Основы теплопередачи / М. А. Михеев, И. М. Михеева. – Изд. 3-е репринтное – М.: ООО «ИД БАСТЕД», 2010. – 344 с.
6. Алексеев, Г. Н. Общая теплотехника [Текст] : учебное пособие / Г. Н. Алексеев. – М.: Высшая школа, 1980. – 552 с.
7. Луканин, В. Н. Теплотехника [Текст] : учебник / В. Н. Луканин, М. Г. Шатров, Г. М. Камфер и др.; под ред. В. Н. Луканина. – Изд. 5-е, стер. – М.: Высшая школа, 2006. – 671 с.
8. Жучков, П. А. Теплотехника целлюлозно-бумажного производства [Текст] : учебное пособие / П. А. Жучков, А. П. Гофлин, В. И. Саунин. – М.: Экология, 1991. – 353 с.
9. Александров, А. А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара [Текст] : справочник / А. А. Александров, Б. А. Григорьев. – М.: МЭИ, 1999. – 168с.
10. Краснощеков, Е. А. Задачник по теплопередаче [Текст] / Е. А. Краснощеков, А. С. Сукомел. – М.: Энергия, 1975. – 279 с.
11. Исаченко, В. П. Теплопередача [Текст] : учебник / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. – М.: Энергоиздат, 1981. – 417 с.
12. Бойков, Л. М. Повышение эффективности сушки путем модернизации пароконденсатных систем бумагоделательных, картоноделательных машин и гофроагрегатов [Текст] / Л. М. Бойков. – Изд. 2-е перераб. и доп. – СПб.: СПб ГТУ РП, 2015. – 575 с.
13. Готовский, М. А. Тепломассообмен в технологических установках [Текст] / М. А. Готовский, В. А. Суслов. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2017. – 420 с.
14. Идельчик, И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям [Текст] / И. Е. Идельчик. – М.; Л.: Изд-во ГЭИ, 1960.

Учебное издание

**Бойков Лев Михайлович**

# **Теплотехника**

## **Термодинамика и теплопередача**

*Учебное пособие*

Редактор и корректор Е. О. Тарновская

Техн. редактор Д. А. Романова

Учебное электронное издание сетевого распространения

Системные требования:  
электронное устройство с программным обеспечением  
для воспроизведения файлов формата PDF

Режим доступа: [http://publish.sutd.ru/tp\\_get\\_file.php?id=202016](http://publish.sutd.ru/tp_get_file.php?id=202016), по паролю.  
- Загл. с экрана.

Дата подписания к использованию 14.10.2022 г. Рег.№ 5153/22

Высшая школа технологии и энергетики СПбГУПТД  
198095, СПб., ул. Ивана Черных, 4.