А. В. ЧЕЧЕТКИН, Н. А. ЗАНЕМОНЕЦ

ТЕПЛОТЕХНИКА

Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебника для студентов
химико-технологических специальностей вузов

Москва «Высшая школа» 1986

ББК 31.391
Ч-57
УДК 536.24

Рецензенты: *кафедра теоретической и общей теплотехники* Красноярского политехнического института (зав. кафедрой — проф. Ю. В. Видин), *проф. Б. М. Гурович* (Ташкентский политехнический институт)

Чечеткин А. В., Занемонец Н. А.

Ч-57 Теплотехника: Учеб. для хим.-технол. спец. вузов. — М.: Высш. шк., 1986. — 344 с.: ил.

В книге изложены основы технической термодинамики и теории теплообмена, приведены сведения по теории горения топлив и отходов химических производств. Рассмотрены промышленные печи, тепло- и парогенераторы, паровые и газовые турбины, применяемые в химической технологии. Даны основы энерготехнологии химической промышленности, характеристика и пути использования вторичных энергоресурсов.

Ч $\frac{2303010000-407}{001(01)-86}$ 126—86

ББК 31.391
6П2.2

© Издательство «Высшая школа», 1986

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга предназначена в качестве учебника для студентов химико-технологических специальностей вузов и факультетов неэнергетического профиля.

При составлении учебника авторы использовали свой опыт преподавания курса теплотехники в Московском химико-технологическом институте им. Д. И. Менделеева и Московском институте тонкой химической технологии им. М. В. Ломоносова. Учебник написан в соответствии с программой по теплотехнике, утвержденной МВ и ССО СССР в 1981 г.

Авторы поставили перед собой задачу создать книгу небольшого объема, удовлетворяющую задачам теплотехнической подготовки инженера-химика-технолога. Значение такой подготовки для инженера — производственника, исследователя, проектировщика — трудно переоценить. Современное химическое производство представляет собой сложную энерготехнологическую систему, энергетические затраты в которой являются одним из основополагающих параметров создания безотходного оптимального производства.

От ранее изданных учебников книгу отличает введение новых глав, связанных с новыми задачами курса теплотехники. В учебнике впервые приводится глава «Печи химической промышленности», материал по тепло- и парогенераторам, работающим на высокотемпературных теплоносителях, описаны теплоутилизационные установки, в том числе котлы-утилизаторы, даны характеристика и пути использования вторичных энергоресурсов в химических производствах, уделено большое внимание эксергетическому методу термодинамического анализа энергохимико-технологических систем и их элементов. В книге приведены таблицы и графики для решения отдельных задач.

Главы 1, 5, 6, 7 написаны А. В. Чечеткиным, главы 2, 3, 4 — Н. А. Занемонец.

Авторы выражают глубокую благодарность рецензентам — заслуженному деятелю науки и техники УзССР д-ру техн. наук, проф. Б. М. Гуровичу и коллективу кафедры теоретической и общей теплотехники Красноярского политехнического института (зав. кафедрой проф. Ю. В. Видин), а также научному редактору А. В. Рачинскому за ценные замечания, которые способствовали улучшению содержания данного учебника. Авторы будут признательны за все замечания и пожелания, направленные на улучшение учебника. Замечания и пожелания просим направлять по адресу: *Москва, 101430, ГСП-4, ул. Неглинная, 29/14, издательство «Высшая школа».*

Авторы

ВВЕДЕНИЕ

Теплотехника – общетехническая фундаментальная дисциплина, изучающая методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты, а также принципы действия и конструктивные особенности тепло- и парогенераторов, трансформаторов теплоты, тепловых машин, аппаратов и устройств. Она служит основой энергетического образования при изучении специальных дисциплин в системе подготовки инженеров-химиков-технологов и используется в их дальнейшей практической деятельности.

Основой ускорения научно-технического прогресса является полное удовлетворение потребностей страны в топливно-энергетических ресурсах. На современном уровне развития производительных сил эта задача должна решаться не только путем увеличения добычи топлива и производства энергии, но и путем планомерного проведения во всех отраслях и сферах народного хозяйства целенаправленной энергосберегающей политики.

В Основных направлениях экономического и социального развития СССР на 1986–1990 годы и на период до 2000 года ставятся задачи удовлетворения прироста потребностей в топливе, энергии, сырье и материалах на 75...80% за счет их экономии, снижения энергоемкости национального дохода не менее чем в 1,4 раза и широкого вовлечения в хозяйственный оборот вторичных энергоресурсов. Предприятия химической промышленности и промышленности минеральных удобрений должны сэкономить в 1990 г. порядка 14 млн. т условного топлива. Экономия становится основным источником ресурсного обеспечения дальнейшего роста производства.

Необходимость экономии обусловлена, во-первых, тем, что капитальные затраты на экономию 1 т условного топлива в год (10...20 руб.) значительно ниже, чем на его добычу и транспортировку (50...70 руб.), во-вторых, надо учитывать, что природные запасы органического топлива, основного на сегодняшний день, весьма ограничены. Экономия каждого процента условного топлива сберегает народному хозяйству свыше 500 млн. руб.

Химическая промышленность – одна из энергоемких отраслей народного хозяйства: на ее долю приходится 4,7% промышленного потребления электроэнергии и 6% всей вырабатываемой теплоты. Из общего расхода топлива в химической промышленности только 27% используется в качестве сырья, а 73% – на энергетические нужды, распределяясь практически поровну на выработку электрической энергии и теплоты непосредственно в технологических процессах. В себестоимости производства отдельных видов продукции химической промышленности на долю энергетических затрат приходится от 10 до 60%.

В химической промышленности энергетика непосредственно участвует в процессе производства продукции, и нарушение нормального энергоснабжения вызывает прекращение деятельности производственных звеньев или даже предприятия в целом. Энергетическое хозяйство химического предприятия включает собственно энергетические установки (ТЭЦ, котельные, компрессорные и кислородные станции, утилизационные, холодильные и теплонасосные установки и др.), энергетические элементы теплотехнических установок и энергетические элементы комбинированных энергохимико-технологических систем (ЭХТС), производящих технологическую и энергетическую продукцию. Характерной особенностью энергетического хозяйства химических предприятий является наличие в нем установок для использования вторичных энергоресурсов (ВЭР).

Совершенствование энергетики химической отрасли народного хозяйства связано с интенсификацией производства, внедрением агрегатов повышенной единичной мощности, применением наиболее рациональных видов энергии и энергоносителей, повышением коэффициента утилизации вторичных энергоресурсов (в том числе низкопотенциальных), улучшением системы нормирования энергоресурсов, использованием систем учета и контроля расхода топливно-энергетических ресурсов, внедрением и оптимизацией ЭХТС, созданием безотходной (по энергии и сырью) экономически выдержанной технологии.

Одной из главных целей оптимизации ЭХТС является снижение до возможного минимума потребления энергии при сохранении высокой выработки целевого продукта. Преимущества комбинированного теплоиспользования перед раздельным производством технологической и энергетической продукции отчетливо выявляются при эксергетическом анализе. Эксергетический метод термодинамического анализа позволяет определить предельные возможности процессов, источники потерь и пути их устранения, повысить эффективность рассматриваемых ЭХТС и ее элементов. В настоящее время заложены основы системного подхода к сложным ЭХТС и оценки их совершенства с помощью эксергетического баланса, который учитывает различную ценность энергоресурсов разной физической природы или разного потенциала, в отличие от энергетического баланса, который не учитывает перечисленных факторов и особенностей процессов в связи с различными проявлениями необратимости.

Задача курса теплотехники заключается в подготовке инженера-химика-технолога, владеющего навыками грамотного руководства проектированием и эксплуатацией современного химического производства, представляющего собой совокупность технологических и тепловых процессов и соответствующего технологического и теплоэнергетического оборудования. Эта подготовка будет способствовать успешному выполнению указанных выше задач выпускниками химико-технологических вузов. Значение такой подготовки будет расти по мере вовлечения атомной, термоядерной и возобновляемых видов энергии в ряд практически значимых и эффективных, ибо, по известному выражению, никакой вид энергии не обходится так дорого, как его недостаток.

ГЛАВА 1
ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

§ 1.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Термодинамика есть феноменологическая теория макроскопических процессов, сопровождающихся превращением энергии. В самом общем смысле она представляет науку об энергии и ее свойствах. Положенные в основу этой науки так называемые начала или законы термодинамики являются обобщением найденных опытным путем макроскопических закономерностей.

Основным содержанием технической термодинамики является изучение закономерностей взаимного превращения теплоты и работы, а также изучение свойств тел, принимающих участие в этом превращении, и процессов, протекающих в различных аппаратах, тепловых и холодильных машинах.

В учении о теплоте русская научная мысль намного опередила западно-европейскую. В середине XVIII в. М. В. Ломоносов создал молекулярно-кинетическую теорию теплоты. Свою теорию он изложил в работе «Размышления о причине теплоты и холода» (1750). Рассматривая всевозможные движения «корпускул», Ломоносов пришел к выводу, что тепловые явления связаны с «коловратным» движением «корпускул». Несмотря на ограниченность этого вывода, важным было утверждение того, что тепловые явления обусловлены движением молекул. Созданная им молекулярно-кинетическая теория теплоты привела его к открытию закона сохранения энергии и к качественным формулировкам законов термодинамики.

До последнего времени словом «теплота» пользуются для обозначения теплового движения, внутренней энергии и молекулярно-кинетической энергии. Советский физик К. А. Путилов [3] указал, что отождествление теплоты с энергией противоречит первому закону термодинамики, согласно которому теплота равна сумме изменений внутренней энергии и работы. Так как работа зависит от пути процесса, то, следовательно, и теплота также должна зависеть от пути процесса. Основным же свойством энергии является то, что изменение ее не зависит от пути перехода системы из одного состояния в другое. Поэтому мысль о теплоте, как и о работе, должна быть ассоциирована с представлением о процессе, сущность которого состоит в передаче энергии от одного тела к другому. Таким образом, *теплота и работа представляют две формы передачи энергии от одного тела (или системы) к другому.* Действительно, процесс работы возможен при наличии не менее двух тел, из которых одно развивает

силы, совершающие работу, и второе, к которому эти силы приложены. Очевидно, в данном случае мы имеем процесс передачи энергии от одного тела (или системы) к другому. Процесс этот макроскопический: так, например, когда происходит расширение газа в вертикальном цилиндре с поршнем, мы наблюдаем, как поднимается поршень, при этом внутренняя энергия газа (совокупность всех энергий его элементарных частиц) переходит в потенциальную энергию через форму передачи энергии – работу. Процесс передачи энергии в форме теплоты также возможен при наличии не менее двух тел. Однако этот процесс передачи энергии от одного тела к другому представляет собой совокупность микроскопических процессов (передача энергии при соударении молекул, теплопроводность и излучение). Но теплота и работа являются неравноценными формами передачи энергии: в то время как работа может быть непосредственно направлена на пополнение запаса любого вида энергии (магнитной, электрической, потенциальной и т. д.), теплота непосредственно может пополнить только внутреннюю энергию. *Мерой энергии, передаваемой этими двумя формами передачи энергии от одного тела к другому, является количество теплоты или работы.* Теплота и работа являются эквивалентными по величине формами передачи энергии. *Эквивалентность теплоты и работы* (на что впервые обратил внимание М. В. Ломоносов) была численно установлена Ю. Майером и У. Томсоном в 40 – 50-х годах XIX в. Новейшие опытные данные по эквивалентности теплоты и работы показывают, что механический эквивалент теплоты равен 1 ккал = 426,94 кгс · м = 4186,8 Дж.

Обмен энергией в форме теплоты или работы осуществляется между макроскопическими телами, которые принято называть *рабочими телами.* В качестве таковых в технической термодинамике рассматриваются газы и пары. Совокупность рабочих тел, обменивающихся энергией и веществом между собой, называется *термодинамической системой.*

В зависимости от условий взаимодействия рассматриваемой термодинамической системы с другими рассматривают открытую и закрытую, изолированную и адиабатную системы. *Открытой* термодинамической системой называют систему, которая обменивается веществом с другими системами, а в *закрытой* – обмен веществом с другими системами отсутствует. В *изолированной* термодинамической системе отсутствует обмен веществом и энергией с другими системами. В *адиабатной* системе отсутствует теплообмен с другими системами. Адиабатные термодинамические системы могут быть как открытыми, так и закрытыми.

Состояние рабочего тела или системы характеризуется величинами, которые называются *термодинамическими параметрами состояния.* К ним относятся температура, давление, удельный объем, внутренняя энергия, энтальпия и энтропия. Первые три – T, v и p – называются основными параметрами. За единицу температуры T принимают 1 кельвин (К), удельного объема v – объем 1 кг массы вещества ($м^3/кг$) и давления p – 1 паскаль (Па), причем 1 Па = 1 $Н/м^2$ = 0,102 $кг/м^2$ = = 0,102 мм вод. ст. при температуре 277 К. Внесистемной единицей

давления является 1 бар: 1 бар = 10^5 Па = 10^5 Н/м^2 = 750,06 мм рт. ст. при температуре 273 К = 10200 мм вод. ст. при температуре 277 К = = 1,02 кгс/м^2 = 1,02 ат.

В термодинамических расчетах используется абсолютное давление p, которое связано с барометрическим давлением B, манометрическим (избыточным) давлением $p_м$ и вакуумом $p_в$ следующими соотношениями:

$$p = p_м + B; \tag{1.1}$$

$$p = B - p_в. \tag{1.2}$$

Состояние однородного рабочего тела однозначно определено, если заданы любые два из указанных выше трех основных параметров. Любой третий параметр является однозначной функцией двух заданных параметров. Следовательно, можно написать, что $v = f(p, T)$, $T = \varphi(p, v)$ и $p = \psi(T, v)$. Таким образом, любые из этих трех параметров рабочего тела однозначно связаны между собой уравнением $f(p, v, T) = 0$, которое называется *термическим уравнением состояния* рабочего тела. Оно характеризует термодинамическое состояние вещества, находящегося в равновесии, т. е. когда во всей его массе устанавливается постоянство термодинамических параметров состояния. Равновесное состояние рабочего тела или термодинамической системы можно изобразить графически в координатах любых двух параметров состояния. Так, в координатах p, v любая точка будет однозначно определять давление и удельный объем. Значение же температуры определится из уравнения состояния. Естественно, что в равновесном состоянии не происходит никаких превращений энергии.

Когда в рабочем теле или системе изменяется хотя бы один из основных параметров состояния, то говорят, что тело совершает *термодинамический процесс*. Термодинамический процесс, при котором рабочее тело или система проходит непрерывный ряд равновесных состояний, называется *равновесным термодинамическим процессом*. Очевидно, только равновесный термодинамический процесс можно изобразить графически в виде кривой в координатах двух термодинамических параметров состояния.

Термодинамические процессы бывают *обратимые* и *необратимые*. Обратимым термодинамическим процессом называют процесс, допускающий возвращение рабочего тела в первоначальное состояние без того, чтобы в окружающей среде произошли какие-либо изменения. Невыполнение этого условия делает процесс необратимым. Любой процесс сопровождается энергетическими превращениями.

Термическим уравнением состояния идеального газа является уравнение Менделеева – Клапейрона:

для 1 кг рабочего тела

$$pv = RT, \text{ или } p = \rho RT; \tag{1.3}$$

для m кг

$$pV = mRT; \tag{1.4}$$

для 1 кмоля

$$pV_{\mu} = R_{\mu}T. \tag{1.5}$$

В этих уравнениях: R – Дж/(кг · К) и $R_{\mu} = 8314$ Дж/(кмоль · К) – удельная и универсальная газовые постоянные соответственно, причем $R = R_{\mu}/\mu$, где μ – молярная масса идеального газа; $V_{\mu} = 22{,}4$ м^3/кмоль – молярный объем идеального газа при нормальных условиях.

Смесь идеальных газов, химически не взаимодействующих между собой, называется идеальной газовой смесью. Для нее справедливо уравнение (1.4):

$$p_{см}V_{см} = m_{см}R_{см}T_{см}, \tag{1.6}$$

в котором в соответствии с законом Дальтона

$$p_{см} = \sum_{i}^{n} p_i, \tag{1.7}$$

где p_i – парциальное давление i-го компонента смеси, т. е. то давление, которое оказал бы газ, входящий в газовую смесь, если бы из нее были удалены остальные газы, при условии сохранения первоначальных объема и температуры,

$$m_{см} = \sum_{i}^{n} m_i, \tag{1.8}$$

где m_i – масса i-го компонента смеси, кг, и, наконец, $T_{см} = T_1 = T_2 = T_3 = \ldots = T$, поскольку уравнение (1.6) справедливо только для равновесного состояния рабочего тела.

Согласно закону Дальтона, для каждого компонента газовой смеси можно написать

$$p_iV_{см} = m_iR_iT. \tag{1.9}$$

Отсюда следует, что

$$\sum_{i}^{n} p_iV_{см} = \sum_{i}^{n} m_ip_iT,$$

или

$$p_{см}V_{см} = T\sum_{i}^{n} m_iR_i. \tag{1.10}$$

Сопоставляя между собой уравнения (1.10) и (1.6), можно написать

$$m_{см}R_{см}T = T\sum_{i}^{n} m_iR_i,$$

откуда

$$R_{см} = \sum_{i}^{n} \frac{m_i}{m_{см}}R_i = \sum_{i}^{n} g_iR_i = \sum_{i}^{n} g_i\frac{8314}{\mu_i} = 8314\sum_{i}^{n}\frac{g_i}{\mu_i}, \tag{1.11}$$

где $g_i = m_i/m_{см}$ – массовая доля i-го компонента смеси. Очевидно, что $g_1 + g_2 + g_3 + \ldots + g_n = 1$. Таким образом, для определения газовой постоянной смеси последняя может быть задана массовым составом.

Поделив уравнение (1.9) на уравнение (1.6), получим

$$p_i = g_i p_{см} (R_i/R_{см}). \tag{1.12}$$

Чаще газовую смесь задают мольным составом, равнозначным объемному составу. Объемной долей компонента смеси называют отношение $r_i = V_i/V_{см}$, где V_i – парциальный объем i-го компонента смеси, т. е. тот объем, который занимал бы компонент, если бы он, имея температуру смеси, находился под давлением смеси. Парциальный объем каждого компонента можно определить по закону Бойля – Мариотта при постоянной температуре:

$$V_i = p_i V_{см}/p_{см}, \text{ или } \sum_i^n V_i = \sum_i^n (p_i V_{см}/p_{см}) = V_{см},$$

и, следовательно, $\sum_i^n r_i = \sum_i^n (V_i/V_{см}) = 1$.

Исходя из понятия парциального (приведенного) объема, уравнение состояния компонента смеси можно написать так:

$$p_{см} V_i = m_i R_i T. \tag{1.13}$$

Поделив уравнение (1.9) на уравнение (1.13), получим

$$p_i = (V_i/V_{см}) p_{см} = r_i p_{см}. \tag{1.14}$$

Используя следствие закона Авогадро (отношение плотностей двух газов прямо пропорционально отношению молекулярных масс), установим следующую связь между массовыми и объемными долями газовой смеси:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{см}} = \frac{\rho_i V_i}{\rho_{см} V_{см}} = \frac{\rho_i}{\rho_{см}} r_i = \frac{\mu_i r_i}{\mu_{см}}. \tag{1.15}$$

Здесь $\mu_{см}$ – так называемая кажущаяся молекулярная масса смеси, равная

$$\mu_{см} = 8314/R_{см}, \tag{1.16}$$

отсюда

$$R_{см} = 8314/\mu_{см} = 8314/\sum_i^n (r_i \mu_i). \tag{1.17}$$

Из уравнения (1.15) следует, что $r_i = (g_i/\mu_i)\mu_{см} = (g_i/\mu_i)(8314/R_{см})$. Подставляя в это выражение значение $R_{см}$ из уравнения (1.11), получим

$$r_i = \frac{g_i/\mu_i}{\sum_i^n (g_i/\mu_i)}. \tag{1.18}$$

Уравнение для реальных газов отклоняется от уравнения Менделеева – Клапейрона тем сильнее, чем больше плотность газа. Если для идеального газа коэффициент сжимаемости $\alpha = pv/(RT) = 1$, то для различных реальных газов он значительно отклоняется от единицы как в одну, так и другую сторону и является функцией температуры и давления. Различие в свойствах реальных газов обнаруживается также при изучении калориметрических свойств газов, о чем будет сказано ниже. Теория идеальных газов не может объяснить фазовые превращения газа и жидкости, так как она не в состоянии установить границы фазовых переходов, в частности критические параметры состояния. Опыт показывает, что свойства реальных газов даже

в качественном отношении существенно отличаются от свойств идеальных газов.

В настоящее время на основании кинетической теории газов установлено следующее общее уравнение состояния реальных газов:

$$pv = RT\left[1 - \sum_{\nu=1}^{\nu=n} \frac{\nu}{\nu+1} \frac{B_\nu}{v^\nu}\right], \tag{1.19}$$

в котором так называемые вириальные коэффициенты B_ν являются функцией его температуры. Известное уравнение Ван дер Ваальса

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \tag{1.20}$$

является частным случаем уравнения (1.19) и получается из последнего при пренебрежении в правой части его всеми ν членами, содержащими $1/v$ во второй и выше степени, что допустимо, если плотность газа невелика. Как известно, уравнение Ван дер Ваальса основывается на идее непрерывности газообразного и жидкого состояний вещества, оно охватывает оба эти состояния и приводит к правильному выводу о наличии у реальных газов критической точки. Продифференцировав дважды уравнение (1.20) по v при $T = \text{const}$ и приравняв нулю производные $(\partial p/\partial v)_{T_к}$ и $(\partial^2 p/\partial v^2)_{T_к}$, получим выражения критических параметров состояния:

$$p_к = \frac{1}{27}\frac{a}{b^2};\ v_к = 3b;\ T_к = \frac{8}{27}\frac{a}{bR},$$

откуда

$$a = \frac{27}{64}\frac{R^2 T_к^2}{p_к};\ b = \frac{1}{8}\frac{RT_к}{p_к}.$$

Константа a характеризует силу притяжения молекул и пропорциональна значению потенциальной энергии взаимодействия двух молекул. Константа b выражается в единицах объема и характеризует уменьшение свободного объема, в котором движутся молекулы вследствие конечности их размеров. Уравнение Ван дер Ваальса лишь приближенно описывает свойства реальных газов, особенно при больших плотностях газа.

§ 1.2. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Первый закон термодинамики является частным случаем закона сохранения и превращения энергии. Он представляет собой приложение этого фундаментального закона к термодинамическим системам.

Закон сохранения энергии гласит, что сумма всех видов энергии изолированной системы есть величина постоянная, т. е. $\sum dE_i = 0$, или $\sum E_i = \text{const}$, где E_i – виды энергии.

Пусть в некоторой термодинамической системе, состоящей из рабо-

чего тела и окружающей среды, энергия передается от окружающей среды к рабочему телу. В общем случае энергия передается в форме теплоты и в форме работы. Следовательно, приращение энергии рассматриваемого рабочего тела будет равно сумме количеств энергии, переданных ему в форме теплоты Q и в форме работы L, т. е.

$$\Delta E = Q + L. \tag{1.21}$$

Работу L окружающей среды над рабочим телом можно заменить работой преодоления рабочим телом сил окружающей среды, которая будет численно равна L, но противоположна по направлению, т. е. со знаком минус; обозначим ее L^*. Тогда уравнение (1.21) перепишется так:

$$Q = \Delta E + L^*. \tag{1.22}$$

Это уравнение и есть математическое выражение первого закона термодинамики. Таким образом, первый закон термодинамики можно сформулировать так: *количество энергии, подведенной к телу в данной термодинамической системе в форме теплоты, идет на изменение его энергии и на совершение этим телом внешней работы.*

Энергию тела E можно рассматривать состоящей из внешней $E_в$ и внутренней U энергий, т. е.

$$E = E_в + U.$$

Внешняя энергия тела $E_в$ представляет собой сумму кинетической и потенциальной энергий этого тела. Первая из них, если пренебречь кинетической энергией вращения тела вокруг центра инерции, равна $mc^2/2$, где c – скорость центра инерции тела, м/с; m – масса тела, кг. Единица кинетической энергии – $кг \cdot м^2/с^2 = Н \cdot м = Дж$. Вторая составляющая внешней энергии тела – внешняя потенциальная энергия – равна mgH, где g – ускорение свободного падения, $м/с^2$; H – высота, м.

Следовательно, в общем случае изменение внешней энергии тела

$$\Delta E_в = \frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(H_2 - H_1). \tag{1.23}$$

Внутренняя энергия тела U представляет собой энергию, обусловленную движением и силами взаимодействия частиц рабочего тела (молекул, атомов, электронов, атомных ядер), и, следовательно, равна сумме кинетической и потенциальной энергий этих частиц. Отсюда следует, что для реальных рабочих тел внутренняя энергия является функцией основных термодинамических параметров состояния: т. е. $U = f(p, v)$, $U = \varphi(p, T)$ и $U = \psi(v, T)$. Для идеальных газов потенциальная энергия мельчайших частиц рабочего тела равна нулю и, следовательно, внутренняя энергия их равна кинетической энергии, которая, в свою очередь, является функцией только температуры. Отсюда следует, что внутренняя энергия идеального газа есть функция температуры, т. е. $U = f(T)$. Молекулярно-кинетическая теория вещества дает для идеального газа следующую конкретную зависимость внутренней энергии одного киломоля от температуры:

$$u_\mu = 4155iT, \tag{1.24}$$

где i – число степеней свободы молекулы (для одноатомного газа $i = 3$, для двухатомного – 5 и для трехатомного и более – 7).

Так как внутренняя энергия есть функция основных термодинамических параметров состояния, то она сама является функцией состояния и, следовательно, внутренняя энергия единицы массы может быть рассмотрена как термодинамический параметр состояния. В технической термодинамике за параметр состояния принята внутренняя энергия одного килограмма рабочего тела, т. е. $u = U/m$, Дж/кг.

Констатация факта, что внутренняя энергия есть функция состояния, с математической точки зрения означает, что дифференциал внутренней энергии есть полный дифференциал, т. е.

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_v dp + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_p dv, \tag{1.25}$$

или

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T dp, \tag{1.26}$$

или

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv \tag{1.27}$$

для реального рабочего тела и

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p dT \tag{1.28}$$

– для идеального газа.

Так как du есть полный дифференциал, то результат интегрирования его не зависит от пути и определяется разностью конечного и начального значений функции, т. е.

$$\int_{u_1}^{u_2} du = u_2 - u_1. \tag{1.29}$$

Иными словами, изменение внутренней энергии не зависит от термодинамического процесса и определяется только начальным и конечным состояниями рабочего тела.

§ 1.3. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ РАБОЧЕГО ТЕЛА, НАХОДЯЩЕГОСЯ В ОТНОСИТЕЛЬНОМ ПОКОЕ (ЗАКРЫТАЯ СИСТЕМА)

В данном случае, поскольку центр массы рабочего тела не перемещается, внешняя кинетическая энергия рабочего тела будет величиной постоянной и изменение ее будет равно нулю. Тогда первый закон термодинамики можно записать в следующем виде:

$$Q = \Delta U + L, \tag{1.30}$$

где L – *работа расширения-сжатия* для m кг рабочего тела, Дж.

Для 1 кг рабочего тела первый закон термодинамики выглядит так:

$$q = \Delta u + l. \tag{1.31}$$

Найдем математическое выражение работы расширения-сжатия и дадим ей графическое толкование. Пусть в результате протекания термодинамического процесса рабочее тело массой m кг увеличится в объеме на $\mathrm{d}V$ (рис. 1.1). В случае равномерного распределения по поверхности рабочего тела давления среды элементарная работа против этого давления в результате увеличения объема тела от V до $V + \mathrm{d}V$ будет равна сумме элементарных работ перемещения элементарных площадок $\mathrm{d}f$ первоначальной поверхности рабочего тела на элементарном пути $\mathrm{d}S$, т. е.

$$\delta L = \sum_{1}^{\infty} p\,\mathrm{d}f\,\mathrm{d}S = \int p\,\mathrm{d}f\,\mathrm{d}S,$$

где $p\,\mathrm{d}f$ – элементарная сила.

На элементарном пути $\mathrm{d}S$ давление p можно считать постоянным и тогда элементарная работа будет:

$$\delta L = p \int \mathrm{d}f\,\mathrm{d}S = p\,\mathrm{d}V, \tag{1.32}$$

так как $\int \mathrm{d}f\,\mathrm{d}S$ – есть сумма бесконечно большого числа бесконечно малых объемов, т. е. приращение объема рабочего тела $\mathrm{d}V$.

Так как всегда $p > 0$, то работа будет положительной, если $\mathrm{d}V > 0$, т. е. когда рабочее тело расширяется. Следовательно, *положительная работа есть работа расширения.* Если $\mathrm{d}V < 0$, т. е. рабочее тело сжимается, то работа будет отрицательной; следовательно, *отрицательная работа есть работа сжатия,* совершаемая внешним источником энергии над газом.

В соответствии с уравнением (1.32) элементарная работа 1 кг рабочего тела

$$\delta l = p\,\mathrm{d}v, \tag{1.33}$$

где δ – знак неполного дифференциала.

Когда рабочее тело изменяет свое состояние от значений параметров p_1, T_1 и v_1 до p_2, T_2 и v_2, оно совершает работу, равную

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p\,\mathrm{d}v. \tag{1.34}$$

В координатах p, v (рис. 1.2) изобразим равновесный термодинамический процесс *1-2.* При изменении объема 1 кг рабочего тела на бесконечно малую величину $\mathrm{d}v$ можно считать давление постоянным. Тогда площадь заштрихованной элементарной площадки будет равна $p\,\mathrm{d}v$, а вся площадь $a12b$ – сумме этих элементарных площадок, т. е.

$$\text{пл. } a12b = \int_{v_1}^{v_2} p\,\mathrm{d}v = l.$$

Следовательно, работа расширения-сжатия численно равна площади

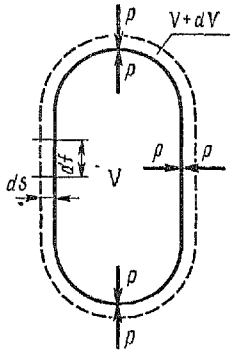


Рис. 1.1. К определению работы расширения-сжатия

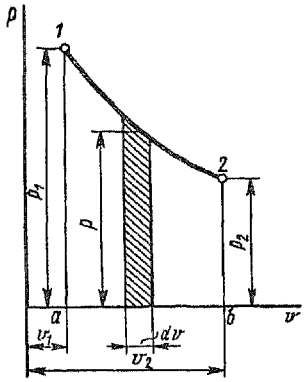


Рис. 1.2. Графическое изображение работы расширения-сжатия в координатах p, v

в координатах p, v, ограниченной кривой процесса, начальной и конечной ординатами и осью абсцисс.

Из рис. 1.2 и формулы (1.34) следует, что в отличие от внутренней энергии работа является функцией процесса, а не состояния.

Зная математическое выражение работы расширения-сжатия, формулы (1.30) и (1.31), представляющие собой математическое выражение первого закона термодинамики, можно представить в виде

$$Q = \Delta U + \int_{v_1}^{v_2} p\,\mathrm{d}U; \tag{1.35}$$

$$q = \Delta u + \int_{v_1}^{v_2} p\,\mathrm{d}v \tag{1.36}$$

и в дифференциальной форме

$$\delta q = \mathrm{d}u + p\,\mathrm{d}v. \tag{1.37}$$

Из этих формул видно, что теплота, равная изменению внутренней энергии и работы, будет зависеть от характера протекания термодинамического процесса. Отсюда следует, что если *дифференциал внутренней энергии есть полный дифференциал, то дифференциал теплоты, так же как и дифференциал работы, не является полным дифференциалом.*

Подставляя в уравнение (1.37) значения $\mathrm{d}u$ из уравнений (1.25) – (1.27), получим (с учетом, что $\mathrm{d}v = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \mathrm{d}T + \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \mathrm{d}p$):

$$\delta q = \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_v \mathrm{d}p + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_p + p\right]\mathrm{d}v; \tag{1.38}$$

$$\delta q = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \mathrm{d}T + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right]\mathrm{d}v; \tag{1.39}$$

$$\delta q = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p + p\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right]\mathrm{d}T + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T + p\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T\right]\mathrm{d}p. \tag{1.40}$$

Если в уравнение (1.37) подставить $p\,dv = d(pv) - v\,dp$, то получим

$$\delta q = du + d(pv) - v\,dp = d(u + pv) - v\,dp. \qquad (1.41)$$

Так как данным значениям p и v соответствует единственное значение u, то $(u + pv)$ есть функция термодинамического состояния рабочего тела, т. е. его параметр состояния; этот параметр называют *энтальпией* и обозначают h. Ее единица – Дж; единица удельной энтальпии – Дж/кг. Следовательно, с учетом уравнения (1.41) первый закон термодинамики может быть записан так:

$$\delta q = dh - v\,dp. \qquad (1.42)$$

В изобарном процессе $(p = \text{const})\ v\,dp = 0$ и, следовательно,

$$\delta q_p = dh, \qquad (1.43)$$

т. е. *количество энергии, сообщенное рабочему телу в форме теплоты в изобарном процессе, равно изменению его энтальпии.*

Теплоемкость газов. Отношение количества теплоты, сообщаемой системе (телу) в каком-либо процессе, к соответствующему изменению температуры называется *теплоемкостью.* Теплоемкость тела, соответствующая бесконечно малому изменению температуры, называется *истинной теплоемкостью*, т. е.

$$C = \delta Q/dT. \qquad (1.44)$$

Теплоемкость тела, соответствующая изменению температуры на конечную величину, называется *средней теплоемкостью тела,* т. е.

$$C_m = Q/(t_2 - t_1). \qquad (1.45)$$

Теплоемкость единицы массы называется массовой удельной теплоемкостью или просто *массовой теплоемкостью* и обозначается буквой c, Дж/(кг · К).

Теплоемкость единицы объема при нормальных условиях называется объемной удельной теплоемкостью или просто *объемной теплоемкостью.* Она обозначается буквой c', Дж/(м^3 · К).

Теплоемкость 1 кмоля тела называется *мольной теплоемкостью* μc, Дж/(кмоль · К). Из этих определений вытекает следующая связь между массовой, объемной и мольной теплоемкостями:

$$c = c'v = \mu c/\mu. \qquad (1.46)$$

Так как теплота зависит от процесса, то *теплоемкость есть функция процесса,* и поэтому всегда говорят о теплоемкости того или иного процесса. Это обстоятельство учитывается при написании той или иной теплоемкости, например: массовая теплоемкость при постоянном давлении обозначается c_p, мольная теплоемкость при постоянном объеме – μc_v, объемная средняя теплоемкость при постоянном объеме – c'_{vm} и т. д.

С учетом уравнения (1.39) массовая теплоемкость термодинамического процесса любого рабочего тела

$$c = \frac{\delta q}{dT} = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right]\frac{dv}{dT}. \qquad (1.47)$$

Из этой формулы можно получить выражение массовой теплоемкости в любом термодинамическом процессе. Так, массовая теплоемкость при постоянном объеме, или изохорная теплоемкость, очевидно, будет равна

$$c_v = \frac{\delta q_v}{\mathrm{d}T} = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v. \tag{1.48}$$

Отсюда следует, что если известно c_v для реального рабочего тела, то можно найти изменение его внутренней энергии в изохорном процессе:

$$\mathrm{d}u_v = c_v \mathrm{d}T. \tag{1.49}$$

Согласно квантовой теории теплоемкости изохорная теплоемкость идеального газа является функцией только температуры и поэтому для него в любом термодинамическом процессе изменение внутренней энергии может быть рассчитано по формуле

$$\mathrm{d}u = c_v \mathrm{d}T, \tag{1.50}$$

или

$$\Delta u = \int_{T_1}^{T_2} c_v \mathrm{d}T. \tag{1.51}$$

С учетом (1.48) теплоемкость термодинамического процесса для любого рабочего тела может быть выражена уравнением

$$c = c_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right]\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}T}, \tag{1.52}$$

отсюда изобарная теплоемкость

$$c_p = c_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right]\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p. \tag{1.53}$$

Для идеального газа

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{c_v dT}{\partial v}\right)_T = 0; \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{RT}{p}\right)_p = \frac{R}{p} \tag{1.54}$$

и, следовательно, для него

$$c_p = c_v + R. \tag{1.55}$$

Эта формула, называемая законом Майера, является одной из важнейших в теории теплоемкости.

Из формулы (1.54) видно, что

$$R = \left(\frac{p\,\partial v}{\partial T}\right)_p, \tag{1.56}$$

т. е. газовая постоянная есть удельная работа газа в изобарном процессе при изменении температуры на один градус.

Умножая формулу (1.55) на μ, получим, что мольная теплоемкость идеального газа

$$\mu c_p = \mu c_v + 8314. \tag{1.57}$$

Поделив уравнение (1.57) на объем 1 кмоля, при нормальных условиях, т. е. на 22,4 м^3/кмоль, получим, что объемная изобарная теплоемкость идеального газа

$$c'_p = c'_v + 371{,}2. \tag{1.58}$$

Так как изменение энтальпии численно равно теплоте изобарного процесса, то массовая изобарная теплоемкость может быть рассчитана по формуле

$$c_p = \frac{\delta q_p}{\mathrm{d}T} = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p. \tag{1.59}$$

Отсюда следует, что изменение энтальпии любого рабочего тела в изобарном процессе может быть рассчитано через изобарную теплоемкость:

$$\mathrm{d}h_p = c_p \mathrm{d}T. \tag{1.60}$$

Согласно квантовой теории теплоемкости изобарная теплоемкость идеального газа зависит только от температуры, и поэтому в любом термодинамическом процессе идеального газа изменение энтальпии может быть найдено из формулы

$$\mathrm{d}h = c_p \mathrm{d}T. \tag{1.61}$$

Как указывалось выше, молекулярно-кинетическая теория для идеального газа дает линейную зависимость внутренней энергии от температуры [см. формулу (1.24)]. В этом случае теплоемкость идеального газа не зависит от температуры, так как

$$\mu c_v = \frac{\mathrm{d}(u_\mu)}{\mathrm{d}T} = \frac{\mathrm{d}(4155iT)}{\mathrm{d}T} = 4155i. \tag{1.62}$$

Для одноатомных газов $i = 3$, и поэтому для них $\mu c_v = 4155 \cdot 3 = 12\,465$ и $\mu c_p = \mu c_v + 8314 = 20\,779$ Дж/(кмоль · К). Соответственно для двухатомных газов ($i = 5$) $\mu c_v = 4155 \cdot 5 = 20\,775$ и $\mu c_p = 20\,775 + 8314 = 29\,089$ Дж/(кмоль · К). Наконец, для трехатомных газов и более ($i = 7$) $\mu c_v = 4155 \cdot 7 = 29\,085$ и $\mu c_p = 29\,085 + 8314 = 3{,}74 \cdot 10^4$ Дж/(кмоль · К). Найденные опытным путем мольные теплоемкости для реальных одно- и двухатомных газов при температурах 15...20 °С удовлетворительно согласуются с вычисленными по формуле (1.62) величинами. Однако для трехатомных газов получаются большие расхождения вычисленных значений мольных теплоемкостей с экспериментально найденными. Опытами установлено, что для двух- и многоатомных газов теплоемкость зависит от основных параметров состояния и в первую очередь от температуры. Для реальных газов, практически подчиняющихся уравнению состояния Менделеева – Клапейрона, теплоемкость можно принять не зависящей от давления. Однако для сжатых газов и паров влияние давления на теплоемкость весьма значительно.

Как общее явление, теплоемкость газов возрастает с повышением температуры. Согласно новейшим опытным исследованиям зависимость теплоемкости от температуры весьма сложная и для каждого газа имеет свой характер, и поэтому при всех термодинамических расчетах следует пользоваться таблицами, составленными по опытным материалам.

Отношение изобарной теплоемкости к изохорной называют коэффициентом Пуассона и обозначают буквой k:

$$k = c_p/c_v = c'_p/c'_v = \mu c_p/\mu c_v. \tag{1.63}$$

Согласно молекулярно-кинетической теории газов, можно написать, что

$$k = \frac{\mu c_v + 8314}{\mu c_v} = \frac{4155i + 8314}{4155i} = 1 + \frac{2}{i}. \tag{1.64}$$

Для одноатомных газов $i = 3$ и, следовательно, $k = 1{,}667$, для двухатомных газов $i = 5$ и $k = 1{,}4$ и, наконец, для трехатомных газов и более $i = 7$ и $k = 1{,}29$. Опытные данные по определению коэффициента Пуассона для реальных газов удовлетворительно согласуются с расчетными по формуле (1.64) только при невысоких температурах. Так как для реальных газов теплоемкость возрастает с повышением температуры, то, очевидно, величина k должна уменьшаться:

$$k = \frac{\mu c_p}{\mu c_v} = \frac{\mu c_v + 8314}{\mu c_v} = 1 + \frac{8314}{\mu c_v} = 1 + \frac{8314}{a + bt + \ldots}.$$

Так, для двухатомных газов экспериментально установлено, что

$$k = 1{,}4 - 0{,}00005t.$$

Зная теплоемкость газов, нетрудно вычислить теплоту данного термодинамического процесса. В самом деле, из формул (1.44) и (1.45) следует, что

$$\delta q = c\,\mathrm{d}T, \quad q = \int_{t_1}^{t_2} c\,\mathrm{d}t, \tag{1.65}$$

или

$$q = c_m(t_2 - t_1). \tag{1.66}$$

Понятно, что в технических расчетах формула (1.66) предпочтительнее формулы (1.65). При пользовании формулой (1.66) необходимо уметь вычислять среднюю теплоемкость в заданном интервале температур от t_1 до t_2. Для этой цели выразим среднюю теплоемкость c_m в интервале температур от t_1 до t_2 через средние теплоемкости от 0 до t_1 и от 0 до t_2, которые обычно приводятся в справочной литературе. Зависимость теплоемкости от температуры дана на рис. 1.3, из которого видно, что площадь заштрихованной элементарной площадки равна $c\,\mathrm{d}t = \delta q$, и, следовательно, площадь $a12b$, равная сумме этих элементарных площадок, т. е. $\int_{t_1}^{t_2} c\,\mathrm{d}t$, есть теплота процесса на участке *1-2*. Построив прямоугольник $a34b$, равновеликий пл. $a12b$, получим в качестве высоты его среднюю теплоемкость c_m, построенную на участке *1-2*. Таким образом, можно написать, что

$$\text{пл. } a12b = \int_{t_1}^{t_2} c\,\mathrm{d}t = q = c_m(t_2 - t_1). \tag{1.67}$$

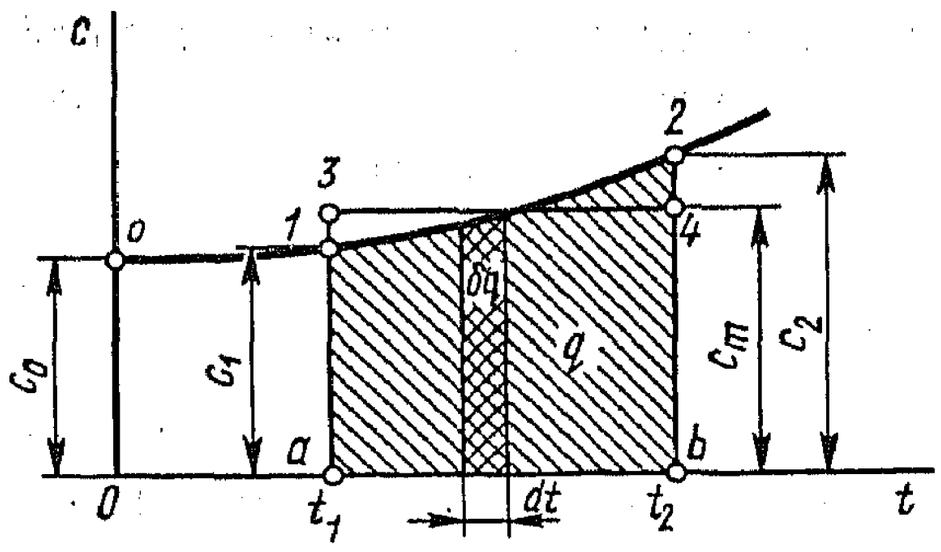


Рис. 1.3. Зависимость теплоемкости от температуры

Аналогично можно написать, что

$$\text{пл. } Oo1a = \int_0^{t_1} c\,dt = c_{m1}(t_1 - 0) = c_{m1}t_1 \quad (1.68)$$

и

$$\text{пл. } Oo2b = \int_0^{t_2} c\,dt = c_{m2}(t_2 - 0) = c_{m2}t_2. \quad (1.69)$$

Из рис. 1.3 видно, что

$$\text{пл. } a12b = \text{пл. } Oo2b - \text{пл. } Oo1a. \quad (1.70)$$

Подставляя в уравнение (1.70) вместо площадей их выражения через средние теплоемкости по уравнениям (1.67), (1.68) и (1.69), получим

$$c_m(t_2 - t_1) = c_{m2}t_2 - c_{m1}t_1,$$

откуда

$$c_m = \frac{c_{m2}t_2 - c_{m1}t_1}{t_2 - t_1}. \quad (1.71)$$

Если газовая смесь находится в равновесном состоянии, то, очевидно, количество теплоты смеси равно сумме теплот компонентов, т. е. $Q_{см} = \sum_1^n Q_i$, и поэтому, например, массовую теплоемкость смеси можно найти следующим образом:

$$m_{см}c_{см}\Delta t_{см} = \sum_1^n m_i c_i \Delta t_{см},$$

откуда

$$c_{см} = \sum_1^n \frac{m_i}{m_{см}} c_i = \sum_1^n g_i c_i. \quad (1.72)$$

Рассуждая аналогичным образом, получим формулы для вычисления объемной и мольной теплоемкостей смеси:

$$c'_{см} = \sum_1^n c'_i r_i; \quad (1.73)$$

$$\mu c_{см} = \sum_1^n r_i \mu c_i. \quad (1.74)$$

Энтропия. В математике доказывается, что если дифференциал какой-либо функции нескольких переменных не есть полный дифференциал, то всегда можно найти такую функцию, при умножении на которую этот дифференциал превращается в полный. Такая функция называется интегрирующим множителем.

Интегрирующим множителем дифференциального уравнения теплоты является величина, обратная абсолютной температуре, т. е. $1/T$. Напишем, например, уравнение (1.39) с учетом уравнения (1.48):

$$\delta q = c_v \mathrm{d}T + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right]\mathrm{d}v \tag{1.75}$$

и умножим его на интегрирующий множитель $1/T$, тогда получим полный дифференциал некоторой функции термодинамических параметров состояния

$$\mathrm{d}s = \frac{\delta q}{T} = c_v \frac{\mathrm{d}T}{T} + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right]\frac{\mathrm{d}v}{T}. \tag{1.76}$$

Для того чтобы показать, что уравнение (1.76) действительно является полным дифференциалом, надо иметь конкретную зависимость между термодинамическими параметрами состояния. Так, для идеального газа $\mathrm{d}u_T = c_v \mathrm{d}T$ и $p = RT/v$, тогда, подставляя эти значения в уравнение (1.76), получим

$$\mathrm{d}s = \frac{\delta q}{T} = c_v \frac{\mathrm{d}T}{T} + R\frac{\mathrm{d}v}{v}. \tag{1.77}$$

Нетрудно видеть, что уравнение (1.77) представляет собой полный дифференциал. В самом деле, интегрируя это уравнение, получим

$$s_2 - s_1 = \int \frac{\delta q}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \tag{1.78}$$

Из этого уравнения видно, что изменение параметра s не зависит от процесса, а определяется исключительно начальными и конечными значениями T и v. Величина s, являющаяся функцией параметров состояния, сама может быть рассмотрена как функция состояния. Впервые эту функцию нашел Р. Клаузиус при анализе второго закона термодинамики и назвал ее *энтропией*. Он показал (см. с. 65), что дифференциал энтропии $\mathrm{d}s = \delta q/T$ является полным дифференциалом для реального рабочего тела, находящегося в любом агрегатном состоянии. Как следует из уравнения (1.76), единица удельной энтропии – Дж/(кг · К).

Поскольку три основных параметра рабочего тела связаны между собой уравнением состояния, энтропию его можно выражать не только как $s = f(T, v)$, но и как $s = \varphi(T, p)$ и $s = \psi(p, v)$.

Для реального рабочего тела уравнение (1.40) путем несложных преобразований [с учетом формул (1.40), (1.53) и (1.59)] можно привести к виду

$$\delta q = c_p \mathrm{d}T - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \mathrm{d}p \tag{1.79}$$

и, следовательно,

$$ds = c_p \frac{\mathrm{d}T}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \mathrm{d}p. \tag{1.80}$$

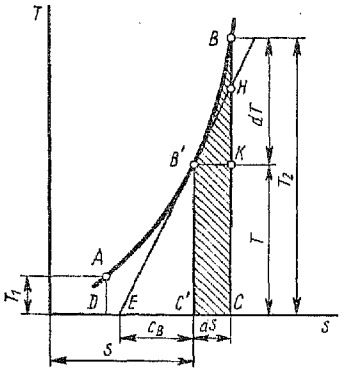


Рис. 1.4. Графическое изображение теплоты и теплоемкости процесса в координатах T, s

Для идеального газа

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{RT}{p}\right)_p = \frac{R}{p}. \qquad (1.81)$$

Подставляя выражение (1.81) в уравнение (1.80), получим

$$\mathrm{d}s = c_p \frac{\mathrm{d}T}{T} - R\frac{\mathrm{d}p}{p}, \qquad (1.82)$$

или

$$s_2 - s_1 = c_p \ln (T_2/T_1) - R \ln (p_2/p_1). \qquad (1.83)$$

Следовательно, если для данного рабочего тела известна его энтропия и один из основных параметров состояния, то тем самым термодинамическое состояние этого тела вполне определено. Отсюда следует, что линия в любых координатах T, s; p, T или T, v будет изображать равновесный термодинамический процесс. Наряду с координатами p, v в термодинамике находят широкое применение координаты T, s, поскольку в них можно графически определить теплоту процесса и истинную массовую теплоемкость. Докажем эти два весьма ценные свойства T, s-диаграммы.

На Ts-диаграмме, изображенной на рис. 1.4, кривая AB представляет термодинамический процесс. Если пренебречь бесконечно малой величиной высшего порядка, то площадь заштрихованной элементарной площадки будет равна $T\mathrm{d}s$, а так как $\mathrm{d}s = \delta q/T$, то, следовательно, эта площадь равна $T\,\mathrm{d}s = \delta q$. Площадь $ABCD$ равна сумме элементарных площадок, т. е. пл. $ABCD = \int T\,\mathrm{d}s = \int \delta q = q$ — теплоте термодинамического процесса AB, что и требовалось доказать.

Так как всегда $T > 0$, то положительному приращению энтропии соответствует положительное приращение энергии в форме теплоты. Другими словами, увеличение энтропии связано с подводом теплоты в данном термодинамическом процессе и, наоборот, уменьшение энтропии — с отводом теплоты. Следовательно, процесс, изображенный на рис. 1.4, протекает с подводом теплоты к рабочему телу.

Если провести касательную к линии процесса AB в точке B', то подкасательная EC' дает значение массовой теплоемкости в данном состоянии рабочего тела по величине и знаку. В самом деле, из подобия треугольников $EB'C'$ и $B'HK$ следует, что $EC'/C'B' = KB'/KH$. Так как $C'B' = T$; $B'K = \mathrm{d}S$ и $KH = \mathrm{d}T$, (с точностью до второго порядка малости), то

$$EC' = C'B'\frac{B'K}{KH} = T\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}T} = \frac{\delta q}{\mathrm{d}T} = c_B,$$

что и требовалось доказать. Подкасательная положительна, т. е. $c > 0$, если она лежит влево от вертикали, проведенной через данную точку кривой, и, наоборот, отрицательна, если лежит вправо.

Термодинамические процессы, протекающие в идеальном газе. *Термодинамический процесс, протекающий в идеальном газе при постоянной теплоемкости, называется политропным.* Политропный процесс характеризуется заданным коэффициентом α распределения теплоты между изменением внутренней энергии Δu и работой l. Для каждого политропного процесса $\alpha = \Delta u/q = \text{const}$. Выведем уравнение политропы.

Для идеального газа в соответствии с уравнениями (1.37), (1.42), (1.50) и (1.61) можно написать:

$$\delta q = c_n \, dT = c_v \, dT + p \, dv \quad \text{и} \quad \delta q = c_n \, dT = c_p \, dT - v \, dp,$$

или

$$(c_n - c_v) \, dT = p \, dv; \tag{1.84}$$

$$(c_n - c_p) \, dT = -v \, dp. \tag{1.85}$$

Поделив уравнение (1.85) на (1.84), получим

$$(c_n - c_p)/(c_n - c_v) = -v \, dp/(p \, dv).$$

Так как из определения политропного процесса теплоемкости являются величинами постоянными, то, обозначив

$$(c_n - c_p)/(c_n - c_v) = n, \tag{1.86}$$

получим

$$n = -\frac{v \, dp}{p \, dv}, \text{ или } n\frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0. \tag{1.87}$$

В результате интегрирования этого уравнения имеем $n \ln v + \ln p = \text{const}$, или $\ln (pv^n) = \text{const}$, или

$$pv^n = \text{const}. \tag{1.88}$$

Уравнение (1.88) называется уравнением политропы, а показатель этого уравнения n — показателем политропы.

Исследование политропного процесса, как и других термодинамических процессов, будем проводить в такой последовательности.

1. Найдем связь между основными параметрами состояния: так как $p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$, то

$$p_1/p_2 = (v_2/v_1)^n \quad \text{и} \quad v_2/v_1 = (p_1/p_2)^{1/n}. \tag{1.89}$$

Совмещая уравнения (1.89) с уравнением состояния идеального газа (1.3), получим

$$T_1/T_2 = (v_2/v_1)^{n-1}, \text{ или } T_1/T_2 = (p_1/p_2)^{(n-1)/n}. \tag{1.90}$$

2. Работа газа: $l = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv$. Подставляя в это выражение $p = p_1 v_1^n / v^n$, получим

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p_1 v_1^n \frac{dv}{v^n} = \frac{p_1 v_1}{n-1}[1 - (v_1/v_2)^{n-1}]. \tag{1.91}$$

Заменяя в этом уравнении отношение объемов на отношение температур из уравнения (1.90), получим

$$l = \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2) = \frac{1}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (1.92)$$

Подставляя в уравнение (1.91) вместо отношения объемов отношение давлений из уравнения (1.89), получим

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1}\left[1 - (p_2/p_1)^{(n-1)/n}\right]. \quad (1.93)$$

3. Теплоемкость процесса найдем из формулы (1.86): $c_n - c_p = nc_n - nc_v$, или $c_n - kc_v = nc_n - nc_v$, откуда

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}. \quad (1.94)$$

4. Теплота процесса

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c_n \, dT = \int_{t_1}^{t_2} c_v \frac{n-k}{n-1} dt = c_v \frac{n-k}{n-1}(t_2 - t_1). \quad (1.95)$$

5. Изменения внутренней энергии, энтальпии и энтропии не зависят от процесса и поэтому для любого процесса, протекающего в идеальном газе, их можно вычислить по формулам (1.50), (1.61), (1.78) и (1.83). Наряду с этим при исследовании политропных процессов для вычисления энтропии нашла применение следующая формула:

$$\Delta s = \int \frac{\delta q}{T} = \int_{T_1}^{T_2} c_v \frac{n-k}{n-1} \frac{dT}{T} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.96)$$

6. Доля теплоты, идущей на изменение внутренней энергии,

$$\alpha = \frac{\Delta u}{q} = c_v \Delta t \Big/ \left(c_v \frac{n-k}{n-1} \Delta t\right) = \frac{n-1}{n-k}. \quad (1.97)$$

7. Доля теплоты, идущей на работу,

$$\frac{l}{q} = 1 - \alpha = \frac{1-k}{k-n}. \quad (1.98)$$

8. Показатель политропы можно определить путем логарифмирования формулы (1.89):

$$n = \lg(p_1/p_2)/\lg(v_2/v_1). \quad (1.99)$$

Основные термодинамические процессы в идеальном газе – частные случаи политропных процессов. При $n = 0$ уравнение политропы (1.88) принимает вид $p = \text{const}$, т. е. в этом случае будем иметь *изобарный процесс*. Для этого процесса уравнение состояния принимает вид

$$v/T = R/p = \text{const}. \quad (1.100)$$

На рис. 1.5 изобарный процесс представлен в координатах p, v. Площадь заштрихованного прямоугольника есть работа процесса, равная

$$l_p = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1). \quad (1.101)$$

Теплота процесса

$$q_p = \int_{t_1}^{t_2} c_p \, \mathrm{d}t = c_p (t_2 - t_1) = \Delta h. \qquad (1.102)$$

Изменение энтропии в процессе

$$\Delta s_p = \int \frac{\delta q}{T} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p \, \mathrm{d}T}{T} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}, \qquad (1.103)$$

откуда следует, что в координатах T, s процесс изображается логарифмической кривой *1-2* (рис. 1.6). В соответствии с вышеизложенным, на рис. 1.6 графически изображены теплота и теплоемкость процесса: при направлении процесса от *1* к *2* теплота подводится к газу и теплоемкость имеет положительное значение.

Как следует из формулы (1.97), $\alpha = 1/k$. Это значит, что, например, для двухатомных газов

$$\alpha = 1/k = 1/1{,}4 = 0{,}714,$$

т. е. из всей подведенной в процессе теплоты $\sim 71\,\%$ расходуется на изменение внутренней энергии и только $\sim 29\,\%$ – на работу.

Напишем уравнение политропы (1.88) в виде $p^{1/n} v = \text{const}$. Тогда, подставляя $n = \pm\infty$, получим $v = \text{const}$ – *изохорный процесс*, который в координатах p, v изображается прямой, параллельной оси ординат (рис. 1.7, *а*). Отсюда следует, что работа в изохорном процессе равна нулю. Для этого процесса уравнение состояния Менделеева – Клапейрона примет вид

$$p/T = R/v = \text{const}. \qquad (1.104)$$

Теплота изохорного процесса

$$q_v = \int_{t_1}^{t_2} c_v \, \mathrm{d}T = c_v (t_2 - t_1) = \Delta u. \qquad (1.105)$$

Изменение энтропии в процессе

$$\Delta s_v = \int \frac{\delta q}{T} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v \, \mathrm{d}T}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}, \qquad (1.106)$$

откуда следует, что в координатах T, s процесс изображается логарифмической кривой *1-2* (рис. 1.7, *б*). В соответствии с вышеизложен-

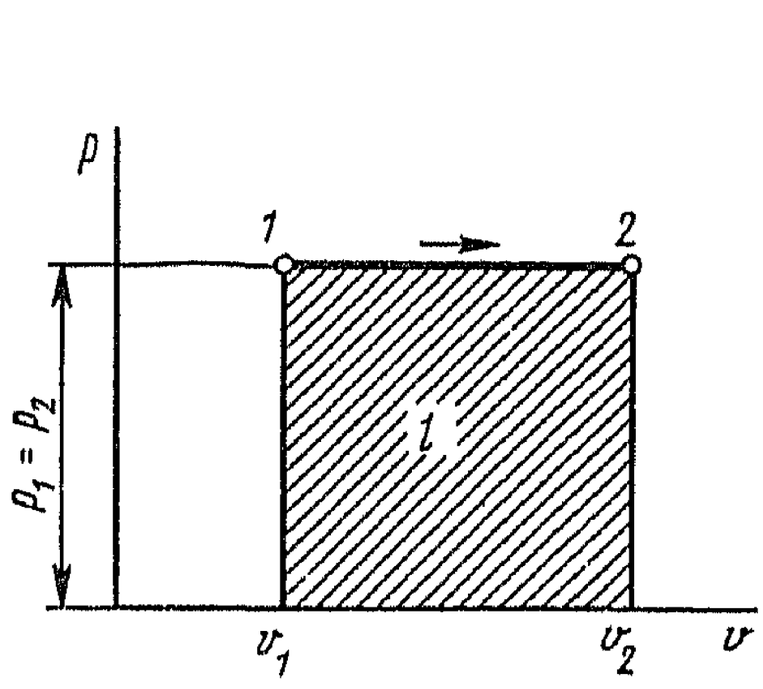


Рис. 1.5. Изображение изобарного процесса в координатах p, v

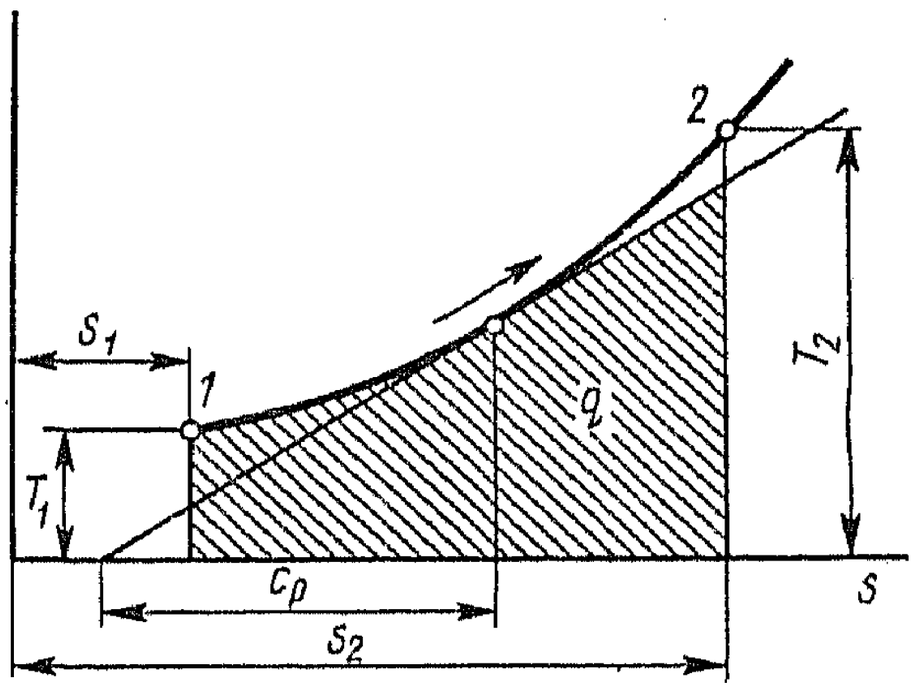


Рис. 1.6. Изображение изобарного процесса в координатах T, s

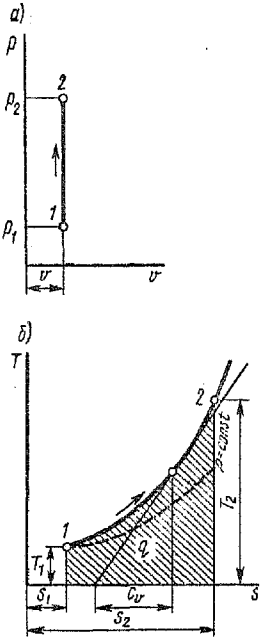


Рис. 1.7. Изображение изохорного процесса в координатах p, v и T, s

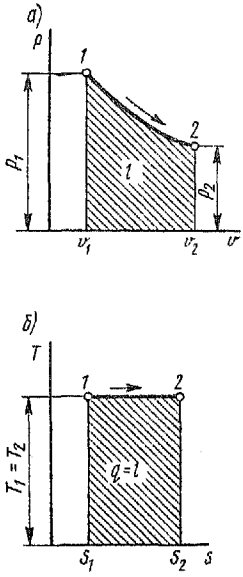


Рис. 1.8. Изображение изотермического процесса в координатах p, v и T, s

ным, на рис. 1.7, *б* графически изображены теплота, подведенная к газу, и положительная теплоемкость процесса.

При сравнении формул (1.103) и (1.106) можно видеть, что если $c_p > c_v$, то в одном и том же интервале температур T_1 и T_2 изменение энтропии в изобарном процессе будет больше, чем в изохорном. Отсюда следует (см. рис. 1.7, *б*), что кривая изохорного процесса *1-2* будет круче кривой изобарного процесса *1-2'* и в одном и том же интервале температур теплота изобарного процесса будет больше теплоты изохорного процесса (на величину работы).

Для изохорного процесса $\alpha = 1$, т. е. вся теплота идет на изменение внутренней энергии газа.

При $n = 1$ уравнение политропы принимает вид $pv = \text{const}$ или $T = \text{const}$ — *изотермический процесс*. Так как связь между параметрами этого процесса будет $p_1v_1 = p_2v_2$, то кривой процесса в координатах p, v будет равнобокая гипербола (рис. 1.8, *а*). Площадь под кривой *1-2* — это работа процесса, равная

$$l_T = \int_{v_1}^{v_2} p\,dv = \int_{v_1}^{v_2} p_1v_1\frac{dv}{v} = p_1v_1\ln\frac{v_2}{v_1} = RT\ln\frac{p_1}{p_2}. \qquad (1.107)$$

Так как в этом процессе $\Delta u = c_v(t_2 - t_1) = 0$, то

$$q_T = \Delta u + l = l, \qquad (1.108)$$

т. е. в изотермическом процессе подведенная к идеальному газу теплота расходуется только на совершение ею работы расширения, и, следовательно, в этом процессе $\alpha = 0$.

Изменение энтропии в изотермическом процессе

$$\Delta s_T = \int \frac{\delta q}{T} = \frac{1}{T} \int \delta q = \frac{q}{T}. \qquad (1.109)$$

Отсюда следует, что в координатах T, s (рис. 1.8, *б*) теплота изотермического процесса равна площади прямоугольника с основанием Δs и высотой T.

При $n = k$ уравнение политропы принимает вид $pv^k = \text{const}$. Это уравнение является уравнением *изоэнтропийного*, или *обратимого, адиабатного процесса*, основным свойством которого для любого рабочего тела является отсутствие теплообмена между последним и окружающей средой, поскольку $\delta q_s = c_n \, dt = 0$, так как

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1} = c_v \frac{k-k}{n-1} = 0.$$

Как будет показано ниже, уравнение адиабатного процесса $pv^k = \text{const}$ справедливо только при протекании его в идеальном газе. Уравнение же $\delta q_s = 0$ справедливо для протекания адиабатного процесса в любом рабочем теле, и поэтому оно является наиболее общим уравнением этого процесса.

Связь между параметрами состояния, а также работа адиабатного процесса в идеальном газе находятся по соответствующим формулам для политропного процесса с заменой показателя политропы n на показатель адиабаты k. Отсутствие теплообмена при протекании адиабатного процесса указывает на то, что в соответствии с первым законом термодинамики работа в этом процессе совершается за счет внутренней энергии: $q_s = \Delta u + l = 0$, т. е.

$$l_s = u_1 - u_2. \qquad (1.110)$$

Другими словами, адиабатное расширение связано с понижением температуры рабочего тела и, наоборот, сжатие – с повышением ее. Так как в адиабатном процессе $\delta q_s = 0$, то для него $ds = \delta q / T = 0$, или

$$s = \text{const}, \qquad (1.111)$$

т. е. обратимый адиабатный процесс является процессом изоэнтропийным. Следовательно, в координатах T, s (рис. 1.9, *а*) адиабатный процесс изобразится в виде прямой, параллельной оси ординат. В координатах p, v адиабата изображается неравнобокой гиперболой $pv^k = \text{const}$, а так как $k > 1$, то адиабата *1-2* будет круче изотермы *1-2'* (рис. 1.9, *б*). Отсюда следует, что при одинаковой степени расширения v_2/v_1 работа адиабатного расширения будет меньше работы изотермического расширения и, наоборот, при одинаковой степени сжатия v_2/v_1 работа адиабатного сжатия на участке *2-1* будет больше работы изотермического сжатия.

Классификация политропных процессов позволяет качественно оценить любой термодинамический процесс в идеальном

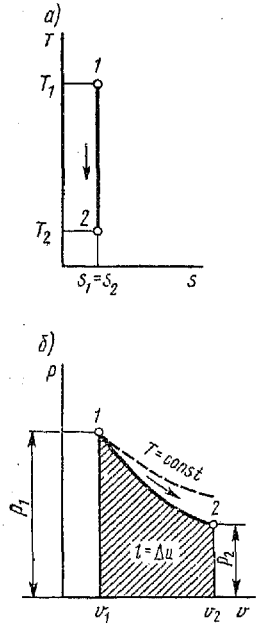


Рис. 1.9. Изображение адиабатного процесса в координатах p, v и T, s

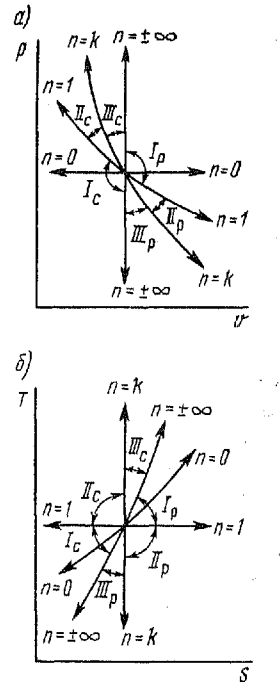


Рис. 1.10. К классификации политропных процессов

газе, не прибегая к аналитическому решению. На рис. 1.10, *а*, *б* изображены основные термодинамические процессы в идеальном газе, а бесконечно большое количество остальных политропных процессов будут расположены между ними. На *pv*- и *Ts*-графиках (рис. 1.10, *а*, *б*) изохора $n = \pm\infty$ делит все политропные процессы на протекающие при расширении газа (справа от изохоры) и протекающие при сжатии газа (слева от изохоры). Сначала установим классификацию для случая расширения газа. В изобарном процессе расширение газа имеет место только при подводе теплоты к рабочему телу, при этом внутренняя энергия увеличивается, а следовательно, температура газа возрастает (рис. 1.10, *б*). В изотермическом процессе расширение газа также связано с подводом к газу теплоты, причем внутренняя энергия его не изменяется. В адиабатном процессе расширение газа происходит за счет внутренней энергии, а следовательно, температура газа уменьшается (рис. 1.10, *б*). Очевидно, изохора с показателем политропы $n = +\infty$ есть изохора охлаждения, т. е. в этом процессе теплота отводится и внутренняя энергия уменьшается. Тогда изохора $n = -\infty$ есть изохора нагревания; в этом процессе теплота подводится и идет на увеличение внутренней энергии газа. Вышесказанное позволяет разбить все политропные процессы с n от $-\infty$ до $+\infty$ при расширении газа на три группы, а именно:

I группа: $-\infty < n < 1$. В этой группе, как видно из рис. 1.10, *б*, $dT > 0$, а следовательно, $du = c_v\,dT > 0$ и $dh = c_p\,dT > 0$; здесь $ds > 0$, а следовательно, $\delta q > 0$. Так как $c_n = \delta q/dT > 0$, то теплоемкость в этой группе процессов положительная. Подведенная к газу теплота расходуется на увеличение внутренней энергии и на совершение им работы расширения;

II группа: $1 < n < k$. Как видно из рис. 1.10, *б*, для этой группы $dT < 0$, а следовательно, $du < 0$ и $dh < 0$; $ds > 0$ и, следовательно, $\delta q > 0$; теплоемкость в процессах отрицательная, так как $c_n = \delta q/dT < 0$. Термодинамические процессы второй группы характерны тем, что работа расширения совершается как за счет подведенной к газу теплоты, так и за счет внутренней энергии;

III группа: $k < n < +\infty$. Здесь (рис. 1.10, *б*) при расширении газа все параметры состояния уменьшаются ($dT < 0$, $du < 0$, $dh < 0$, $ds < 0$), $\delta q < 0$, но теплоемкость $c_n = \delta q/dT > 0$, т. е. положительная. В процессах этой группы расширение газа происходит с уменьшением его внутренней энергии и отдачей теплоты в окружающую среду.

Как видно из рис. 1.10, *а*, *б*, в случае сжатия газа все политропные процессы делятся на те же три группы, но с противоположными знаками у параметров состояния и теплоты. Теплоемкость процесса в каждой группе, естественно, будет иметь те же знаки, как и при расширении газа.

Термодинамические процессы, протекающие в реальном газе. В инженерной практике, за исключением процессов, протекающих в компрессорах, мы встречаемся с четырьмя основными термодинамическими процессами, а именно: изобарным, изохорным, изотермическим и адиабатным. Обычно при $p \ll p_{кр}$ и $T \gg T_{кр}$ реальные газы можно рассматривать как идеальные и для них уравнением состояния является уравнение Менделеева – Клапейрона (1.4). В этом случае связь между основными термодинамическими параметрами и работа расширения-сжатия рассчитываются по формулам, приведенным в предыдущем параграфе. Изменение внутренней энергии, энтальпии и энтропии в термодинамическом процессе рассчитывается по нижеследующим формулам с учетом температурной зависимости теплоемкости:

$$\Delta u = \int_{T_1}^{T_2} c_v\,dT = c_{vm}(T_2 - T_1); \tag{1.112}$$

$$\Delta h = \int_{T_1}^{T_2} c_p\,dT = c_{pm}(T_2 - T_1); \tag{1.113}$$

$$\Delta s_p = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\delta q}{T} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p\,dT}{T} \sim c_{pm} \ln \frac{T_2}{T_1} \tag{1.114}$$

– для изобарного процесса;

$$\Delta s_v = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\delta q}{T} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v\,dT}{T} \sim c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1} \tag{1.115}$$

– для изохорного процесса;

$$\Delta s_T = \int \frac{\delta q}{T} = \frac{q}{T} = \frac{l}{T} \tag{1.116}$$

– для изотермического процесса, поскольку при условии зависимости c_v только от температуры в этом процессе $\Delta u = 0$.

Теплота в изохорном процессе равна Δu, в изобарном Δh и в изотермическом l.

При высоких давлениях или температурах, близких к критическим, газы не подчиняются уравнению Менделеева – Клапейрона; внутренняя энергия и энтальпия, а следовательно, и теплоемкость зависят не только от температуры, но и от давления. Для реальных газов связь между основными параметрами состояния устанавливается уравнением Ван дер Ваальса, если можно пренебречь энергией ассоциации молекул. В тех случаях, когда энергией ассоциации молекул пренебречь нельзя, связь между p, v и T можно найти из уравнения (1.19). Однако это уравнение пока не нашло практического применения из-за сложности вычисления вириальных коэффициентов. Поэтому связь между p, v и T находят либо из соответствующих таблиц для данного газа, приведенных в теплотехнических справочниках, либо из эмпирических уравнений.

Для составления эмпирического уравнения состояния какого-либо газа используют опытные данные, полученные по зависимости между p, v и T, или по зависимости теплоемкости этого газа от основных параметров состояния, или по температурному эффекту дросселирования.

Рассмотрим, например, составление эмпирического уравнения состояния для реального газа на основании опытных данных по его теплоемкости. Используя свойство полного дифференциала, из уравнения (1.80) можно написать, что

$$\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{c_p}{T}\right)_T = \frac{\partial}{\partial T}\left(-\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p,$$

откуда

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -T\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p. \qquad (1.117)$$

На основании опытных данных составляется эмпирическое уравнение $c_p = \varphi(T, p)$. Берется частная производная $(\partial c_p/\partial p)_T$ и подставляется в уравнение (1.117):

$$\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p = -\frac{1}{T}\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T. \qquad (1.118)$$

Интегрируя дважды это уравнение, получают эмпирическое уравнение состояния для данного реального газа.

Энтальпию реального газа для данного p и T либо находят непосредственно из соответствующих термодинамических таблиц, либо рассчитывают по формуле

$$h = c_{pm}t, \qquad (1.119)$$

где c_{pm} – средняя изобарная теплоемкость от 0 °С до t – берется из соответствующих таблиц теплоемкостей данного газа при данных p и t.

Внутреннюю энергию реального газа для данного его состояния, характеризующегося параметрами p, v и T, вычисляют по очевидной

формуле

$$u = h - pv. \qquad (1.120)$$

Энтропию реального газа для данных p и T находят непосредственно из соответствующих термодинамических таблиц.

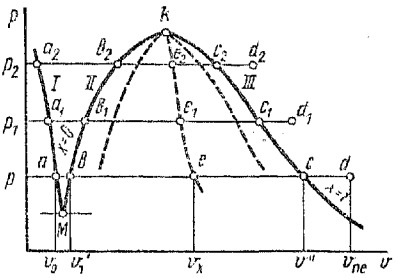


Рис. 1.11. *pv*-диаграмма водяного пара

Для реальных газов, не подчиняющихся уравнению Менделеева – Клапейрона, в изотермическом процессе теплота процесса рассчитывается через энтропию, т. е. $q_T = T(s_2 - s_1)$, а работа – через первый закон термодинамики $l_T = q_T - \Delta u$. Для адиабатного процесса, поскольку $q_s = 0$, работа процесса также найдется через первый закон термодинамики, а именно: $l_s = -\Delta u = (h_1 - h_2) - (p_1 v_1 - p_2 v_2)$. Теплоты изобарного и изохорного процессов соответственно равны Δh и Δu. Работа в изобарном процессе, очевидно, равна

$$l_p = \int_{v_1}^{v_2} p\,\mathrm{d}v = p\,(v_2 - v_1).$$

Термодинамические процессы, протекающие в парах. С качественной точки зрения поведение паров всех веществ одинаково и поэтому процесс превращения жидкости в пар рассмотрим на примере самого распространенного на Земле и самого изученного вещества – воды.

Пусть мы имеем 1 кг воды в момент получения ее из твердого состояния, т. е. при температуре плавления. Все параметры жидкости при температуре плавления будем обозначать индексом «0». Изобразим это состояние жидкости, в частности воды, при некотором давлении p графически в системе координат p, v некоторой точкой a, имеющей координаты p и v_0 (рис. 1.11). Если теперь при постоянном давлении p сообщить ей теплоту, то, как показывает опыт, температура ее будет непрерывно повышаться до тех пор, пока она не достигнет температуры кипения $t_н$, соответствующей данному давлению p. Одновременно с этим, как правило, будет увеличиваться и удельный объем от v_0 до v' (исключение имеет вода, при нагревании которой от 0 до 4 °С удельный объем уменьшается до минимального, после чего непрерывно увеличивается вплоть до v'). Все параметры кипящей жидкости, кроме давления, будем обозначать одним штрихом. Как показывает опыт, при подводе теплоты к кипящей жидкости происходит постепенное превращение ее в пар. Этот процесс испарения происходит не только при постоянном давлении, но и при постоянной температуре до тех пор, пока последняя частица жидкости не превратится в пар удельного объема v'', который называется сухим насыщенным паром (на графике в координатах p, v его состояние обозначено точкой c). Следовательно, *сухим насыщенным паром называется пар, имеющий температуру насыщения при данном давлении и не содержащий жидкой фазы.* Впредь все параметры сухого насыщенного пара будем обозначать двумя штрихами. Следует отметить, что вообще насыщенным паром называется пар, находящийся в термическом равновесии с жидкостью, из

которой он получается. Если этот пар не содержит жидкости, то он будет сухим. *Насыщенный пар, содержащий в себе капельки жидкости, мы будем называть влажным паром.* Таким образом, влажный пар есть смесь двух фаз: жидкой и паровой.

Отрезок изобары $b-c$ отвечает процессу парообразования. Между точками b и c имеется смесь жидкости и сухого насыщенного пара. Если считать, что при этом капельки жидкости равномерно распределены в паре, то на указанном участке изобары $b-c$ мы будем иметь влажный пар с изменяющимся содержанием в нем сухого насыщенного пара от $x=0$ в точке b до $x=1$ в точке c. Эту *массовую долю сухого насыщенного пара во влажном паре*, обозначенную нами буквой x, называют *степенью сухости*. Аналогично *содержание жидкой фазы во влажном паре называют степенью влажности* или *влажностью*; ее будем обозначать $(1-x)$. Нетрудно видеть, что при $x=0$ мы будем иметь кипящую жидкость, а при $x=1$ — сухой насыщенный пар. Впредь параметры влажного пара будем обозначать индексом «*x*».

В процессе парообразования удельный объем рабочего тела резко возрастает, поскольку удельный объем сухого насыщенного пара несравненно больше объема кипящей воды. Если к полученному нами сухому насыщенному пару состояния c продолжать подводить при том же давлении p теплоту, то, как показывает опыт, температура его будет увеличиваться, и мы получим перегретый пар некоторого состояния d. Следовательно, *перегретым паром называют пар, температура которого больше температуры насыщения* $t_н$ *при данном давлении* $p<p_{кр}$. Впредь все параметры перегретого пара, кроме давления, будем обозначать индексом «пе». Участок $c-d$ на графике в координатах p, v (рис. 1.11) соответствует процессу перегрева пара при постоянном давлении от температуры насыщения до заданной температуры $t_{пе}$, в результате чего удельный объем пара увеличивается от v'' до $v_{пе}$.

Теперь возьмем воду при температуре плавления и при давлении $p_1>p$. Так как с увеличением давления удельный объем жидкости уменьшается, то точка a_1, характеризующая состояние жидкости при температуре плавления и давлении p_1, должна лежать левее точки a. Процесс подогрева жидкости при $p_1=\text{const}$ на графике в координатах p, v изобразится отрезком a_1-b_1, причем точка b_1 должна лежать правее точки b, что объясняется следующим обстоятельством. Для всех жидкостей с увеличением давления повышается температура кипения. Таким образом, с одной стороны, увеличение давления жидкости уменьшает удельный объем ее, но, с другой стороны, с повышением давления увеличивается температура кипящей жидкости, вследствие чего удельный объем ее должен увеличиваться. Как показывает опыт, влияние температуры на повышение удельного объема кипящей жидкости больше, чем давления.

Процесс парообразования при $p_1=\text{const}$ изобразится на графике p, v отрезком b_1-c_1, причем точка c_1 лежит левее точки c, так как для сухого насыщенного пара воды и подавляющего числа других веществ зависимость v'' от p имеет вид $pv^m=\text{const}$, где $m<k$.

Рассматривая процесс превращения жидкости в перегретый пар при

постоянном давлении $p_2 > p_1$, мы получим изобару нагрева жидкости $a_2 - b_2$, изобару-изотерму испарения ее $b_2 - c_2$ и изобару перегрева пара $c_2 - d_2$. Если через точки a, a_1, a_2, ... провести кривую I, то она будет характеризовать состояние жидкости при температуре плавления и различных давлениях. Эта линия является пограничной кривой следующих состояний вещества: слева – двухфазная система лед + жидкость, справа – жидкость. Проведя через точки b, b_1, b_2, ... кривую II, получим пограничную линию двух состояний вещества: слева – жидкость и справа – влажный пар. Кривая II характеризует состояние жидкости при температурах кипения и называется *пограничной кривой жидкости*. Наконец, проведя через точки c, c_1, c_2, ... кривую III, получим пограничную кривую двух состояний вещества: слева – влажный пар и справа – перегретый пар. Кривая III характеризует состояние сухого насыщенного пара и называется *пограничной кривой пара*. Нетрудно видеть, что пограничные кривые жидкости и пара сходятся между собой в точке k, которая называется *критической точкой*. Эта точка характеризует критическое состояние вещества, при котором исчезает физическое различие между жидким и газообразным состояниями вещества. Термодинамические параметры вещества при его критическом состоянии называются критическими и обозначаются индексом «к». Согласно новейшим данным, вода имеет следующие значения критических параметров: $p_к = 22{,}115$ МПа, $T_к = 647{,}27$ К, $v_к = 0{,}003147$ м^3/кг, $h_к = 2095{,}2$ кДж/кг. Очевидно, критическая температура есть максимально возможная температура жидкости и ее насыщенного пара.

Из рис. 1.11 видно, что с понижением давления кривые I и II сближаются так, что в точке M они пересекаются. Точка M называется тройной; в ней вещество существует одновременно в трех состояниях: твердом, жидком и газообразном. Каждое вещество в тройной точке имеет присущие только ему значения давления и температуры, например для воды $p_m = 0{,}000611$ МПа, $T_m = 273{,}16$ К и $v_m = 0{,}001$ м^3/кг.

Параметры состояния жидкости и пара определяются с помощью таблиц, а для насыщенных и перегретых паров – также по hs-диаграмме.

В таблицах насыщенных паров для каждого давления или температуры приведены значения всех термодинамических параметров (кроме внутренней энергии) сухого насыщенного пара и кипящей жидкости. В таблицах перегретых паров для каждого давления при различных температурах приведены значения $v_{пе}$, $h_{пе}$ и $s_{пе}$ для перегретого пара и некипящей жидкости.

Влажный пар, как двухфазная система, подчиняется закону аддитивности (суммирования) и, следовательно, каждый параметр его $П_x$ можно рассчитать по формуле

$$П_x = П'' x + П' (1 - x). \qquad (1.121)$$

Из этой формулы можно найти степень сухости пара

$$x = (П_x - П')/(П'' - П'), \qquad (1.122)$$

если кроме p или $t_н$ задан какой-либо параметр влажного пара $П_x$.

Из рис. 1.11 видно, что $be/bc = (v_x - v')/(v'' - v') = x_1$. Если провести ряд горизонталей bc, b_1c_1 и т. д. и разделить каждую из них в отношении $be/bc = b_1e_1/b_1c_1 = \ldots$, то, соединив все точки плавной кривой, получим линии постоянной степени сухости $x_1 = be/bc$. Аналогичным образом получим x_2, x_3 и т. д. Пограничная кривая жидкости будет $x = 0$, а пограничная кривая пара – $x = 1$.

Зависимости $p = f(t_н)$ и $p = \varphi(v')$ или $t_н = \psi(v')$ находятся из опыта.

Зависимость $p = f(v'')$ или $t_н = \varphi(v'')$ находится либо экспериментально, либо рассчитывается по известному из курса физической химии уравнению Клапейрона – Клаузиуса, если известна экспериментально найденная зависимость скрытой теплоты парообразования r от температуры.

По решению VI Международной конференции по свойствам водяного пара за начало отсчета внутренней энергии и энтропии принята внутренняя энергия и энтропия жидкой фазы воды в тройной точке, т. е. $u_m = 0$ и $s_m = 0$. Так как температура в тройной точке у воды и большинства жидкостей близка к температуре плавления, то представляется в химической технологии более целесообразным вести отсчет этих параметров от температуры плавления, т. е. принять $u_0 = 0$ и $s_0 = 0$ при t_0 и p_m. Тогда $h_0 = u_0 + p_m v_0 = p_m v_0$.

Для воды удельный объем жидкой фазы в тройной точке $v_m = 1 \cdot 10^{-3}$ м^3/кг, при $t_0 = 0\,°C$ $v_0 = 1{,}0001 \cdot 10^{-3}$ м^3/кг и, следовательно, $h_0 = p_m v_0 = 0{,}611$ Дж/кг ≈ 0.

У воды при $t_0 = 0\,°C$ при повышении давления от 0,1 до 10 МПа удельный объем уменьшается только на 0,5 % – с $1{,}0001 \cdot 10^{-3}$ до $0{,}9951 \cdot 10^{-3}$ м^3/кг. Следовательно, воду и другие жидкости практически можно рассматривать как несжимаемые жидкости.

Так как в изобарном процессе нагрева жидкости от T_0 до $T_н$ теплота жидкости $q' = c_{pmж}(T_н - T_0) = (u' - u_0) + p(v' - v_0) = u' + pv' - pv_0$, а энтальпия кипящей жидкости $h' = u' + pv'$, то, очевидно,

$$h' = q' + pv_0 = c_{pmж}(T_н - T_0) + pv_0, \qquad (1.123)$$

где $c_{pmж}$ – средняя изобарная теплоемкость жидкости в интервале температур от T_0 до $T_н$ берется из справочной литературы.

Аналогично, для недогретой до кипения (некипящей) жидкости

$$h = c_{pmж}(T - T_0) + pv_0.$$

Процесс парообразования есть процесс изобарный, и поэтому энтальпия сухого насыщенного пара будет равна

$$h'' = h' + r, \qquad (1.124)$$

где r – теплота парообразования, т. е. количество теплоты, необходимое для превращения 1 кг кипящей жидкости (при постоянном давлении) в сухой насыщенный пар.

Теплоту парообразования либо определяют экспериментально, либо рассчитывают по уравнению Клапейрона – Клаузиуса.

Для того чтобы 1 кг сухого насыщенного пара превратить в перегретый пар того же давления и температуры $T_{пе}$, необходимо к нему подвести теплоту, равную

$$q_{\text{пе}} = c_{pm}(T_{\text{пе}} - T_{\text{н}}). \tag{1.125}$$

Эту теплоту называют *теплотой перегрева*. Здесь c_{pm} есть средняя массовая изобарная теплоемкость перегретого пара, которая является сложной функцией давления и температуры. В качестве примера на рис. 1.12 и 1.13 приведена опытная зависимость $c_{pm} = \varphi(p, t)$ для водяного пара соответственно в докритической и закритической областях давлений.

Очевидно, энтальпию перегретого пара вещества можно рассчитать по формуле

$$h_{\text{пе}} = h'' + q_{\text{пе}} = h'' + c_{pm}(T_{\text{пе}} - T_{\text{н}}). \tag{1.126}$$

Внутреннюю энергию вещества в любом физическом состоянии будем вычислять через энтальпию по формуле

$$u = h - pv. \tag{1.127}$$

Принимая условно энтропию жидкости при температуре плавления $s_0 = 0$, впредь вместо изменения энтропии вещества будем говорить об его энтропии в данном состоянии. Тогда энтропия кипящей жидкости (а также некипящей с заменой $T_{\text{н}}$ на $T < T_{\text{н}}$):

$$s' = \int_{T_0}^{T_{\text{н}}} \frac{\delta q}{T} = \int_{T_0}^{T_{\text{н}}} \frac{c_{p\text{ж}}\,\mathrm{d}T}{T} \approx c_{pm\text{ж}} \ln \frac{T_{\text{н}}}{T_0}; \tag{1.128}$$

энтропия сухого насыщенного пара

$$s'' = s' + \int \frac{\mathrm{d}r}{T_{\text{н}}} = s' + \frac{r}{T_{\text{н}}} \tag{1.129}$$

и, наконец, энтропия перегретого пара

$$s_{\text{пе}} = s'' + \int_{T_{\text{н}}}^{T_{\text{пе}}} \frac{c_p\,\mathrm{d}T}{T}. \tag{1.130}$$

Обычно при составлении таблиц перегретого пара энтропия подсчитывается по формулам, полученным из дифференциальных уравнений термодинамики и опытным данным по теплоемкости c_p.

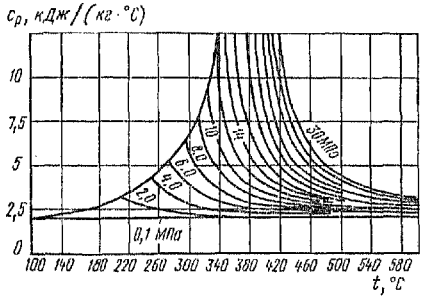


Рис. 1.12. Зависимость изобарной теплоемкости водяного пара от температуры и давления в докритической области

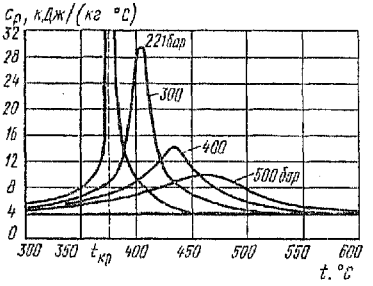


Рис. 1.13. Зависимость изобарной теплоемкости водяного пара от температуры и давления в закритической области

Ts-диаграмма. Как и в случае газов, в термодинамике паров находит широкое применение *Ts*-диаграмма, в которой площадь под кривой процесса дает количественное выражение теплоты процесса. На рис. 1.14 в системе координат T, s представлен изобарный процесс превращения 1 кг воды при температуре плавления в перегретый пар заданной температуры перегрева, соответствующей состоянию в точке d. Кривая ab представляет изобарный процесс нагрева воды от $T_0 = 273$ К до $T_н$ при данном давлении p; поэтому площадь под кривой процесса будет представлять q'. В процессе подогрева жидкости зависимость $s = \varphi(T)$ выражается уравнением (1.128), откуда следует, что кривая ab в первом приближении есть логарифмическая линия. Площадь под кривой bc есть теплота парообразования r. В соответствии с уравнением $s_x = s''x + s'(1 - x) = s' + rx/T_н$ в процессе парообразования $s_x - s' = rx/T_н$ и, следовательно, площадь под прямой be есть rx. Очевидно, площадь под кривой cd есть теплота перегрева $q_{пе}$. Процесс перегрева описывается уравнением (1.130), которое приближенно можно представить в виде $s_{пе} - s'' \approx c_{pm} \ln(T_{пе}/T_н)$. Следовательно, в первом приближении линия cd есть логарифмическая кривая. Так как для воды $c_{pж} > c_p$, то кривая перегрева пара cd идет круче кривой нагрева воды ab. Степень сухости влажного пара давлением p в точке e определится как отношение отрезков be к bc, так как $be : bc = (rx/T_н) : (r/T_н) = x$. Как видно из рис. 1.14, 1.15, при увеличении давления точки b и c, оставаясь в каждом отдельном случае на горизонтали, сближаются и при критическом давлении сливаются в одну точку k. Соединив между собой точки b_1, b_2, b_3 и т. д., соответствующие состоянию кипящей жидкости при различных давлениях, получим пограничную кривую жидкости $x = 0$. Аналогичным образом получим пограничную кривую пара $x = 1$, соединив между собой точки c, c_1, c_2 и т. д., соответствующие состоянию сухого насыщенного пара при различных давлениях. Подобно пограничным линиям *pv*-диаграммы, пограничная кривая

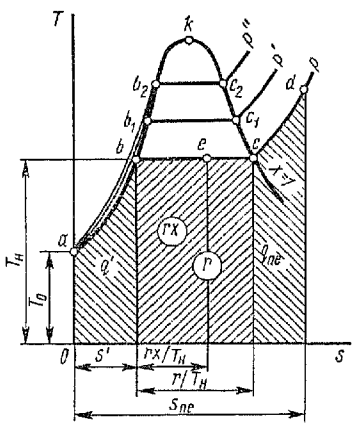


Рис 1.14. *Ts*-диаграмма пара

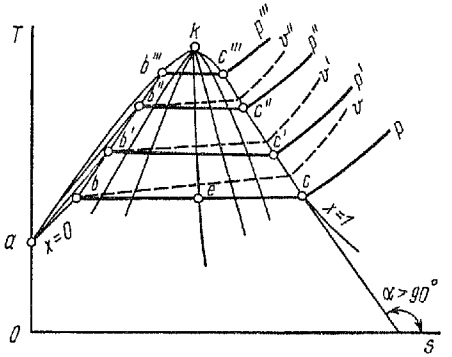


Рис. 1.15. К построению *Ts*-диаграммы пара

жидкости на Ts-диаграмме разделяет область существования жидкого состояния вещества (слева от нее) от области влажных паров его (справа от кривой). Аналогично, пограничная кривая пара на Ts-диаграмме разделяет область влажных паров (слева от нее) от области существования перегретого пара (справа от кривой).

Построим Ts-диаграмму для водяных паров. Чтобы определить характер кривых изобар, найдем значения $(\partial T/\partial s)_p = \operatorname{tg}\alpha_p$ для изобары и $(\partial T/\partial s)_v = \operatorname{tg}\alpha_v$ для изохоры. Так как s – функция состояния, то ds – есть полный дифференциал, и, следовательно, можно написать, что

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT; \tag{1.131}$$

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv + \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT. \tag{1.132}$$

Сравнивая уравнение (1.131) с уравнением (1.80), а (1.132) с (1.76), получим соответственно:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{c_p}{T}, \text{ или } \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p = \frac{T}{c_p} = \operatorname{tg}\alpha_p; \tag{1.133}$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v = \frac{c_v}{T}, \text{ или } \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_v = \frac{T}{c_v} = \operatorname{tg}\alpha_v, \tag{1.134}$$

где α_p и α_v – углы наклона касательной к изобаре и изохоре соответственно. Для воды $c_{pж} \approx c_{vж}$ и, следовательно, в соответствии с уравнениями (1.133) и (1.134) изохора нагрева воды практически совпадает с изобарой. В настоящее время установлено, что изобара нагрева воды практически совпадает с пограничной кривой жидкости $x = 0$. Следовательно, для воды в первом приближении пограничная кривая жидкости одновременно является и изохорой нагрева жидкости (рис. 1.15). Так как процесс парообразования является одновременно процессом и изобарным и изотермическим, то в области влажного пара изобары bc, $b'c'$, $b''c''$ и т. д. есть прямые, параллельные оси Os (рис. 1.15). В изохорном процессе подвод к влажному пару теплоты, а следовательно, и увеличение энтропии приводит к увеличению его давления и температуры; следовательно, $(\partial T/\partial s)_{v,x} = \operatorname{tg}\alpha_{v,x} > 0$, т. е. изохорная теплоемкость влажного пара положительна. Конкретный вид изохоры в области влажного пара дан на рис. 1.15.

Для воды $(\partial T/\partial x)_{x=1} < 0$, следовательно, в соответствии с уравнением (1.133) $c = c_{x=1} = T(\partial s/\partial T)_{x=1} < 0$, т. е. теплоемкость сухого насыщенного пара воды отрицательная. Это значит, что при нагревании этого пара теплота будет не поглощаться, а выделяться. Как видно из рис. 1.15, угол наклона касательной к пограничной кривой пара $x = 1$ изменяется в диапазоне от 90 до 180°, т. е. $c_{x=1}$, оставаясь все время величиной отрицательной, в критической точке равна минус бесконечности. Для всех веществ в критической точке $c_к = -\infty$, а так как $c_{x=1}$ есть непрерывная функция температуры, то, следовательно, для всех веществ вблизи критической точки теплоемкость сухого насыщенного пара отрицательна. Однако есть вещества, как, например, дифенилоксид (рис. 1.16), у которых при невысоких температурах насыщения $c_{x=1} > 0$; с повышением $T_н$ она убывает, становится равной нулю (при $\alpha = 90°$), затем принимает отрицательное значение, возрастая до $-\infty$ в критической точке.

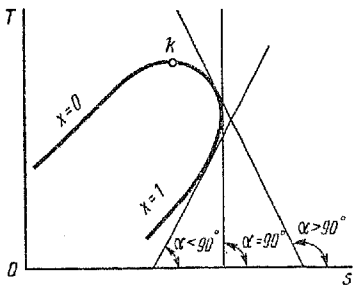


Рис. 1.16. *Ts*-диаграмма паров дифенилоксида

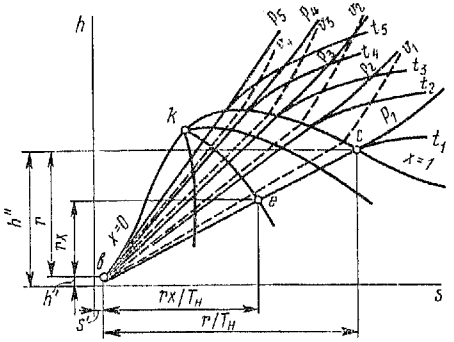


Рис. 1.17. *hs*-диаграмма паров

Изобарная и изохорная теплоемкости перегретого пара – положительные и, следовательно, изобары и изохоры в области перегретого пара в первом приближении есть логарифмические линии, поднимающиеся вверх с увеличением энтропии. Так как $c_p > c_v$, то изохоры идут круче изобар. Изоэнтропы на *Ts*-диаграмме есть прямые, параллельные оси OT, а изотермы – прямые, параллельные оси Os.

hs-диаграмма. Одним из основных достоинств этой диаграммы (рис. 1.17) является то, что в ней теплоты жидкости, парообразования и перегрева пара в изобарном процессе изображаются прямолинейными отрезками. Пограничные кривые строятся по точкам h' и s' – для кривой $x = 0$ и по точкам h'' и s'' – для кривой $x = 1$. Значения этих величин берутся из таблиц сухого насыщенного пара. Так как для изобарного процесса $ds = dq_p/T = dh/T$, то $(\partial h/\partial s)_p = T = \operatorname{tg}\alpha_p > 0$, или $\alpha_p < 90°$. Отсюда следует, что на *hs*-диаграмме изобары представляют собой восходящие кривые (сплошные линии). Чем больше давление, тем выше располагается соответствующая изобара. В области влажного пара $T = T_x = T_н = \text{const}$, и, следовательно, $\alpha_p = \text{const}$, т. е. в этой области изобары – прямые линии. Как видно из рис. 1.17, отношение $be : bc = (rx/T_н) : (r/T_н) = x$. Соединив кривой все точки на изобарах с одинаковым значением степени сухости x, получим линии постоянной степени сухости $x = \text{const}$.

В области влажного пара по указанной выше причине изотермы совпадают с изобарами. В этой области длина прямолинейного участка изотерм уменьшается с увеличением T и при $T = T_к$ обращается в точку. Следовательно, в критической точке $(\partial h/\partial s)_T = T_к > 0$ и поэтому критическая точка k находится на нисходящей части пограничной кривой пара $x = 1$. От пограничной кривой пара $x = 1$ изотермы резко поворачивают вправо и при больших степенях перегрева идут практически параллельно оси Os, т. е. изотермический процесс становится одновременно изоэнтальпийным, что характерно для идеального газа $(\partial h/\partial s)_T = (c_p\,\partial T/\partial s)_T = \operatorname{tg}\alpha_T = 0$, т. е. $\alpha_T = 0$. Вблизи кривой насыщения ($x = 1$) $\operatorname{tg}\alpha_T > 0$, и в этой области изотермы представляют собой кривые выпуклостью вверх. Чем больше температура, тем выше располагается соответствующая изотерма.

В *hs*-диаграмме изохоры изображаются пунктирными кривыми с $\operatorname{tg}\alpha_v = (\partial h/\partial s)_v > 0$. Чем больше удельный объем пара, тем ниже располагается соответствующая изохора.

Термодинамические процессы в парах. Обычно рассматриваются четыре процесса: изобарный ($p = \text{const}$), изохорный ($v = \text{const}$), изотермический ($T = \text{const}$) и изоэнтропийный, или обратимый адиабатный ($s = \text{const}$). На рис. 1.18 изображен изобарный процесс, на рис. 1.19 — изохорный, на рис. 1.20 — изотермический и на рис. 1.21 — адиабатный.

Термодинамические параметры состояния в начале и конце этих процессов находятся или непосредственно из *hs*-диаграммы, или из таблиц сухого насыщенного и перегретого пара. Во втором случае необходимо прежде всего определить состояние рабочего тела в начале и в конце процесса. Для изобарного, изохорного и изотермического процессов эти состояния определяются путем сравнения заданного

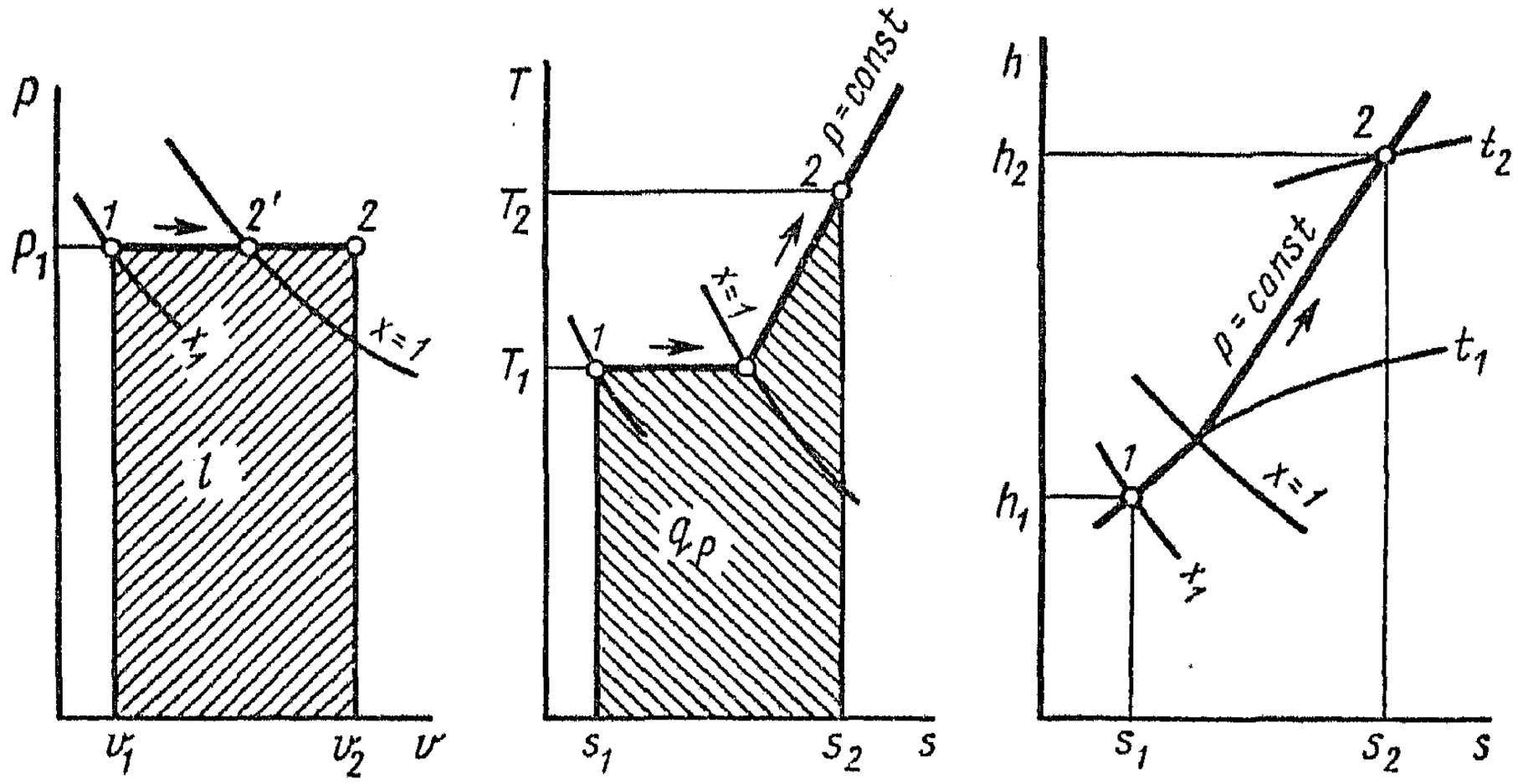


Рис. 1.18. Изображение изобарного процесса паров в координатах p, v; T, s и h, s

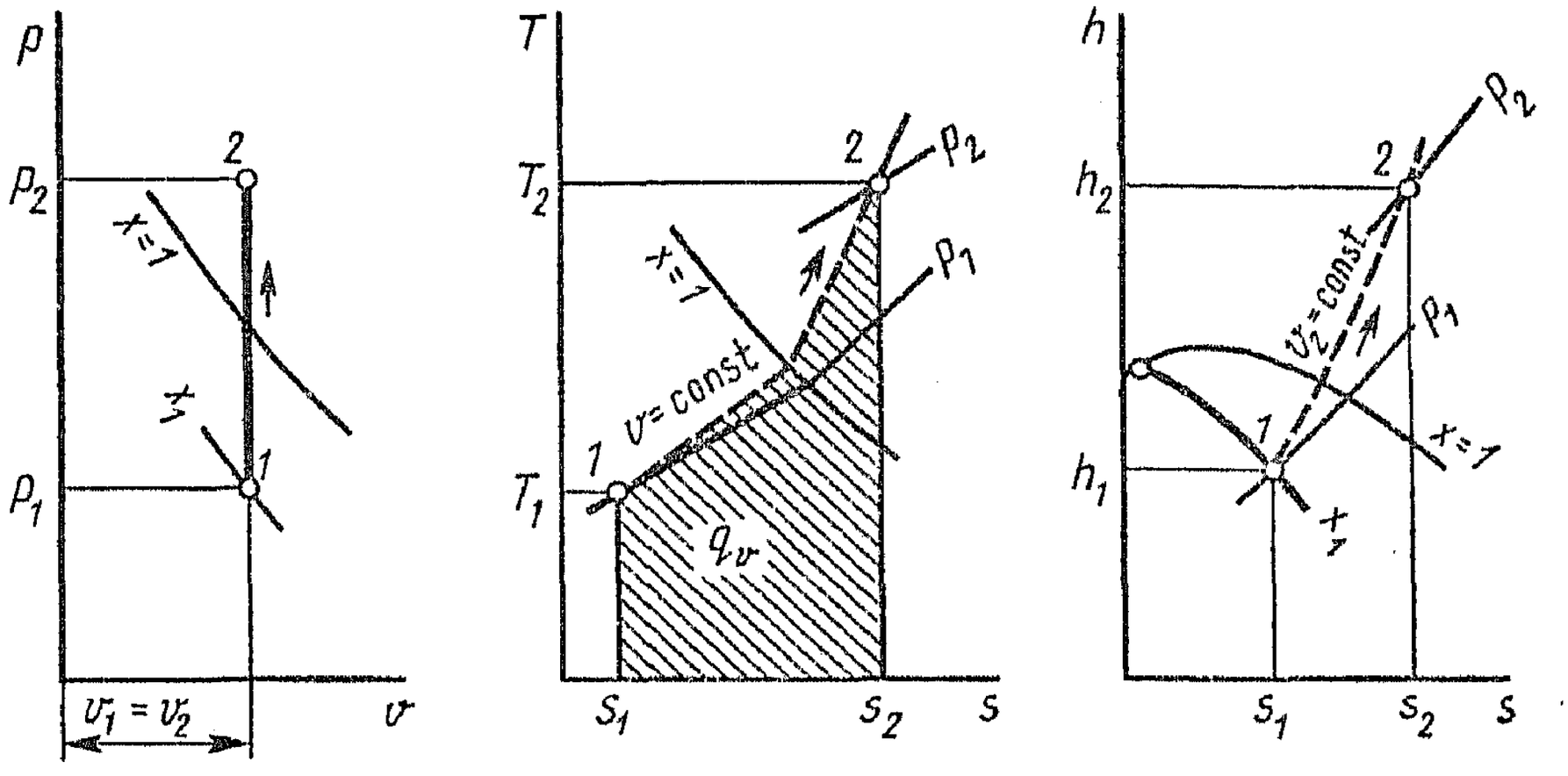


Рис. 1.19. Изображение изохорного процесса паров в координатах p, v; T, s и h, s

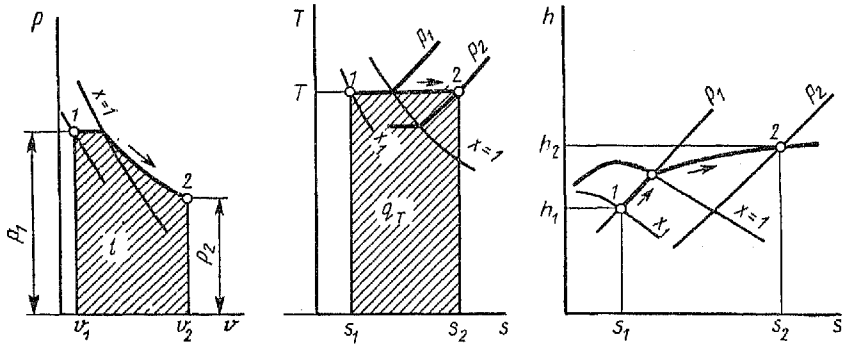


Рис 1.20. Изображение изотермического процесса паров в координатах p, v; T, s и h, s

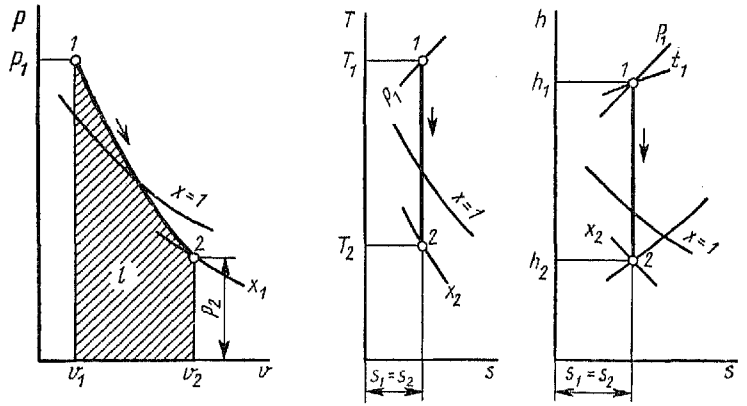


Рис. 1.21. Изображение адиабатного процесса паров в координатах p, v; T, s и h, s

удельного объема v с удельными объемами сухого насыщенного пара и кипящей жидкости при заданной температуре или давлении. При этом возможны следующие случаи: 1) если $v > v''$, то пар – перегретый и все остальные параметры его берутся из таблиц перегретого пара для заданного p или t; 2) если $v = v''$, то пар – сухой насыщенный и все параметры его берутся из таблиц сухого насыщенного пара для заданного p или t; 3) если $v = v'$, то задана кипящая жидкость и все параметры ее берутся из таблиц сухого насыщенного пара при заданном p или t; 4) если $v_0 < v < v'$, то задана некипящая жидкость и все параметры ее берутся из таблиц перегретого пара (выше горизонтальной черты); 5) если $v' < v < v''$, то пар – влажный; степень сухости его определится из формулы (1.122), а энтальпия и энтропия – из формулы (1.121), причем входящие в эти формулы параметры пара и жидкости берутся из таблиц сухого насыщенного пара при заданном p или t.

Для адиабатного процесса состояние рабочего тела в начале процесса определяется аналогичным образом; в конце же процесса – путем

сравнения известной энтропии $s_2 = s_1$ с энтропией сухого насыщенного пара и кипящей жидкости заданного давления p_2 или температуры t_2, при этом возможны те же пять случаев, а именно: если $s_2 > s_2''$, то пар перегретый, если $s_2 = s_2''$, то пар сухой насыщенный, если $s_2 = s_2'$, то это кипящая жидкость, если $s_0 < s < s'$, то это некипящая жидкость, и, наконец, если $s' < s < s''$, то пар влажный. Определив состояние пара в конце и начале адиабатного процесса, все параметры состояния находятся так же, как в указанных выше трех процессах.

Изменение внутренней энергии, теплоту процесса и работу рассчитывают так же, как и для реальных газов, не подчиняющихся уравнению Менделеева – Клапейрона.

§ 1.4. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ПОТОКА (ОТКРЫТАЯ СИСТЕМА)

Движущееся по какому-либо каналу рабочее тело образует поток. Этот поток может быть дискретным и сплошным. Термодинамику потоков ограничим следующими условиями:

1) переменные по поперечному сечению потока термодинамические параметры и скорость заменяются усредненными величинами, сохраняющими свое постоянное значение по всему этому сечению потока;

2) рассматриваются только стационарные потоки, т. е. такие, в которых независимо от времени в любом сечении его термодинамические параметры и скорость потока остаются постоянными;

3) рассматриваются только сплошные потоки, т. е. такие, когда через любое поперечное сечение f канала проходит в единицу времени одно и то же количество вещества, т. е.

$$m_c = \frac{c_1 f_1}{v_1} = \frac{c_2 f_2}{v_2} = \ldots = \frac{cf}{v} = \text{const}, \tag{1.135}$$

где m_c – массовый расход вещества, проходящего через данное сечение канала, кг/с; c – скорость потока, м/с; v – удельный объем вещества, м^3/кг; f – поперечное сечение канала, по которому движется поток, м^2.

Уравнение (1.135) называется *уравнением сплошности*; оно характеризует установившееся движение вещества в канале. Представим уравнение (1.135) в виде

$$mv = fc \tag{1.136}$$

и продифференцируем его при $m = \text{const}$, получим

$$m\,\mathrm{d}v = f\,\mathrm{d}c + c\,\mathrm{d}f. \tag{1.137}$$

Поделив уравнение (1.137) на (1.136), получим

$$\frac{\mathrm{d}v}{v} = \frac{\mathrm{d}c}{c} + \frac{\mathrm{d}f}{f}, \text{ или } \frac{\mathrm{d}f}{f} = \frac{\mathrm{d}v}{v} - \frac{\mathrm{d}c}{c}. \tag{1.138}$$

Как следует из этого уравнения, для того чтобы течение рабочего тела по каналу было сплошным, должны быть следующие профили канала:

а) если $\mathrm{d}c/c < \mathrm{d}v/v$, то $\mathrm{d}f/f > 0$, т. е. профиль канала должен быть расширяющимся;

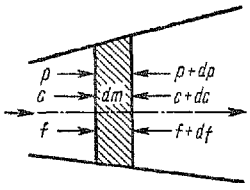


Рис. 1.22. К определению работы проталкивания

б) если $dc/c > dv/v$, то $df/f < 0$, т. е. канал должен быть суживающимся;

в) если $dc/c = dv/v$, то $df/f = 0$, т. е. канал должен иметь постоянное поперечное сечение.

Математическое выражение первого закона термодинамики для потока. В уравнении (1.22) L^* представляет собой работу потока, которая состоит из работы проталкивания, технической работы и работы трения.

Рассмотрим перемещение в канале элементарной массы рабочего тела dm из сечения *1-1* в сечение *2-2* (dm изображено на рис. 1.22 графически заштрихованной площадкой) за время $d\tau$. На левой грани внешнее давление p совершает работу перемещения элементарной массы; на правой грани внешнее давление $p + dp$, как направленное навстречу движению тела, носит характер сопротивления, преодолевая которое тело совершает работу; поэтому первую работу следует рассматривать как отрицательную (по отношению к телу), а вторую – как положительную. Алгебраическая сумма этих двух работ называется работой проталкивания и для m кг рабочего тела обозначается L (Дж); удельная работа проталкивания обозначается l' (Дж/кг).

Таким образом, за время $d\tau$ рабочее тело массой dm совершило работу

$$dL\,d\tau = [(p + dp)(f + df)(c + dc) - pfc]\,d\tau.$$

Пренебрегая бесконечно малыми величинами второго и высшего порядка малости, после сокращения получим

$$\delta L = pf\,dc + pc\,df + cf\,dp = p\,d(fc) + (fc)\,dp = d[p(fc)] = d(pV) \qquad (1.139)$$

и для 1 кг

$$\delta l' = d(pv). \qquad (1.140)$$

В интегральном виде

$$l' = \int_{p_1v_1}^{p_2v_2} d(pv) = p_2v_2 - p_1v_1. \qquad (1.141)$$

Работа проталкивания – это первая часть работы, которую совершает поток. Однако на пути между сечениями канала *1-1* и *2-2* он может совершать и другие виды работы, например вращать колесо турбины, перемещать твердые частицы и т. д. Все эти виды работы потока против внешнего объекта называются *технической работой*. Обозначим ее $L_{тех}$. Когда поток движется по каналу, то он совершает также работу по преодолению сил трения на границе со стенкой канала – $L_{тр}$. Таким образом, работа, которую совершает движущийся по каналу поток вещества, будет

$$L^* = (p_2V_2 - p_1V_1) + L_{тех} + L_{тр}. \qquad (1.142)$$

Совмещая между собой уравнения (1.22), (1.23) и (1.142), получим математическое выражение первого закона термодинамики для потока:

$$Q = m\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + mg(H_2 - H_1) + \Delta U + (p_2V_2 - p_1V_1) + L_{\text{тех}} + L_{\text{тр}}. \quad (1.143)$$

Поделив уравнение (1.143) на m кг вещества, получим выражение первого закона термодинамики для 1 кг вещества:

$$q = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(H_2 - H_1) + \Delta u + (p_2v_2 - p_1v_1) + l_{\text{тех}} + l_{\text{тр}}, \quad (1.144)$$

или в дифференциальном виде:

$$\delta q = \mathrm{d}(c^2/2) + \mathrm{d}(gH) + \mathrm{d}u + \mathrm{d}(pv) + \delta l_{\text{тех}} + \delta l_{\text{тр}}. \quad (1.145)$$

Основное уравнение потока и располагаемая работа. Рассмотрим движение по каналу потока, не совершающего техническую работу $l_{\text{тех}} = 0$. Тогда, пренебрегая изменением потенциальной энергии потока и трением его о стенки канала, уравнение (1.145) примет вид

$$\delta q = \mathrm{d}(c^2/2) + \mathrm{d}u + \mathrm{d}(pv) = \mathrm{d}(c^2/2) + \mathrm{d}(u + pv). \quad (1.146)$$

Так как $u + pv = h$ — есть энтальпия, то окончательно получим

$$\delta q = \mathrm{d}(c^2/2) + \mathrm{d}h. \quad (1.147)$$

Уравнение (1.147) называется основным уравнением потока.

При адиабатном течении потока по каналу без трения уравнение (1.147) принимает вид

$$\mathrm{d}h = -\mathrm{d}(c^2/2), \quad (1.148)$$

т. е. изменение энтальпии представляет собой изменение кинетической энергии потока при адиабатном течении его по каналу.

Математическая интерпретация закона сохранения энергии применительно к гидродинамическим процессам дана Д. Бернулли в виде уравнения

$$\mathrm{d}p/\rho + \mathrm{d}(c^2/2) = 0, \quad (1.149)$$

или

$$v\,\mathrm{d}p + \mathrm{d}(c^2/2) = 0. \quad (1.150)$$

Таким образом, закон сохранения энергии может быть математически записан либо уравнением (1.147), либо уравнением (1.150). Тогда, совмещая эти уравнения между собой, получим, что

$$\delta q = \mathrm{d}h - v\,\mathrm{d}p = \mathrm{d}h - [\mathrm{d}(pv) - p\,\mathrm{d}v] = \mathrm{d}(h - pv) + p\,\mathrm{d}v = \mathrm{d}u + p\,\mathrm{d}v,$$

т. е. получим уравнение (1.37) первого закона термодинамики для рабочего тела, когда оно находится в относительном покое, т. е. для закрытой термодинамической системы.

Таким образом, для потока, движущегося по каналу без трения, с учетом уравнения (1.146) можно написать, что

$$\delta q = \mathrm{d}(c^2/2) + \mathrm{d}u + \mathrm{d}(pv) = \mathrm{d}(c^2/2) + \mathrm{d}u + \delta l', \quad (1.151)$$

а с другой стороны, для него справедливо уравнение (1.37). Сравнивая эти два уравнения между собой, видим, что

$$\delta l = \mathrm{d}(c^2/2) + \delta l', \tag{1.152}$$

т. е. работа расширения-сжатия потока трансформируется в кинетическую энергию потока и частично расходуется на движение потока — работу проталкивания. Итак, не вся работа расширения-сжатия, а только часть ее, равная $(\delta l - \delta l')$, превращается в кинетическую энергию потока. Разность работ расширения-сжатия и проталкивания, равная кинетической энергии потока, называется *располагаемой работой* и обозначается l_0.

Таким образом, можно написать, что

$$\delta l_0 = \mathrm{d}(c^2/2) = \delta l - \delta l' = p\,\mathrm{d}v - \mathrm{d}(pv) = -v\,\mathrm{d}p, \tag{1.153}$$

или в интегральном виде

$$l_0 = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = l - l' = \int_{v_1}^{v_2} p\,\mathrm{d}v - \int_{p_1 v_1}^{p_2 v_2} \mathrm{d}(pv) = -\int_{p_1}^{p_2} v\,\mathrm{d}p. \tag{1.154}$$

Для жидкостей, паров и реальных газов располагаемую работу можно рассчитать следующим образом: из уравнения (1.147) следует, что $\mathrm{d}(c^2/2) = \delta q - \mathrm{d}h$ и, следовательно,

$$\delta l_0 = \mathrm{d}(c^2/2) = \delta q - \mathrm{d}h, \tag{1.155}$$

или

$$l_0 = (c_2^2 - c_1^2)/2 = q - \Delta h. \tag{1.156}$$

Для идеальных газов

$$l_0 = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = \int_{p_1}^{p_2} -v\,\mathrm{d}p = l - l' = \frac{1}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) - \\ - (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{n}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) = nl. \tag{1.157}$$

В частности, для адиабатного процесса $n = k$ и для него

$$l_0 = kl = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \tag{1.158}$$

Покажем, что в координатах p, v площадь, ограниченная кривой процесса, начальной и конечной абсциссами и осью ординат, представляет собой располагаемую работу, т. е. в соответствии с рис. 1.23 пл. $a12b = l_0$. Как видно из этого рисунка, площадь заштрихованной элементарной площадки $v\,\mathrm{d}p = \mathrm{d}l_0$, и, следовательно, вся площадь $a12b = l_0$.

В соответствии с уравнением (1.156) можно написать, что $l_0 = q + (h_1 - h_2) = q + q_p^{\text{охл}}$, т. е. располагаемая работа в каком-либо процессе равна сумме теплоты этого процесса и теплоты изобарного охлаждения рабочего тела в том же интервале температур (рис. 1.24). Для адиабатного процесса $A - C$: $l_0 = -\Delta h = q_p^{\text{охл}} =$ пл. $AC\,ab\,dA$.

Для адиабатного процесса, протекающего в парах, в системе координат T, s (рис. 1.25) располагаемая работа изобразится площадью $l_0 = h_1 - h_2 =$ пл. $Oabc1dO -$ пл. $Oae2dO =$ пл. $edc12e$. Как видно из рис. 1.26,

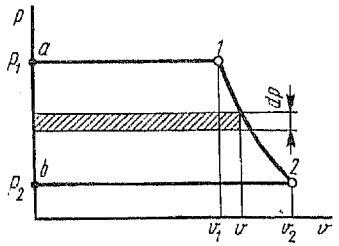


Рис. 1.23. Графическое изображение располагаемой работы в координатах p, v

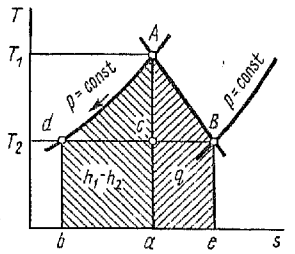


Рис. 1.24. Графическое изображение располагаемой работы в координатах T, s

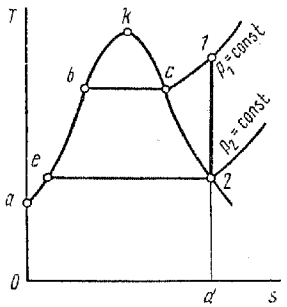


Рис. 1.25. Графическое изображение располагаемой работы паров в координатах T, s

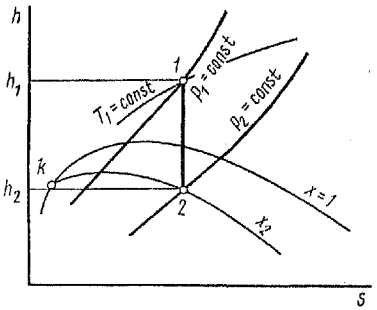


Рис. 1.26. Графическое изображение располагаемой работы паров в координатах h, s

эта же располагаемая работа в системе координат h, s изобразится длиной отрезка *1-2*, так как $h_1 - h_2 = l_0$.

Истечение газов и паров. Большой научно-технический интерес представляет процесс истечения упругого рабочего тела из коротких каналов, называемых насадками или соплами. Обычно течение рабочего тела в соплах, связанное с изменением его параметров, происходит настолько быстро, что теплообмен между этим телом и стенками сопла практически отсутствует. Это обстоятельство дает основание считать процесс истечения рабочего тела из насадок (сопл) адиабатным. Кроме того, в насадках отсутствует техническая работа.

Рассмотрим случай адиабатного истечения рабочего тела через сопло из резервуара, где оно находилось под давлением p_1, имея удельный объем v_1, в среду с давлением $p_{ср} < p_1$ (рис. 1.27). Предполагаем, что объем резервуара настолько большой, что истечение веществ через сопло в течение рассматриваемого промежутка времени практически не приводит к уменьшению давления в резервуаре. Из уравнения (1.154) следует, что скорость истечения из сопла

$$c_2 = \sqrt{2l_0 + c_1^2}. \qquad (1.159)$$

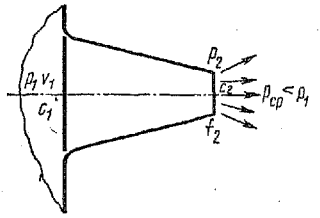


Рис. 1.27. Истечение рабочего тела из сопла

Обычно c_1 по сравнению с c_2 ничтожно мала и ею можно пренебречь. В этом случае, опуская индекс у скорости тела на выходе из сопла, можно написать, что

$$c = \sqrt{2l_0}. \qquad (1.160)$$

Для любого рабочего тела в соответствии с формулой (1.156) располагаемая работа $l_0 = q + (h_1 - h_2)$ и, в частности, для адиабатного течения $l_0 = h_1 - h_2$. С учетом этого уравнение (1.160) при адиабатном течении примет вид

$$c = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = 1{,}414\sqrt{h_1 - h_2}, \qquad (1.161)$$

где h — в Дж/кг и c — в м/с.

Так как в области невысоких давлений с изменением последнего жидкость практически не изменяет свой объем, то в соответствии с уравнением (1.154)

$$l_0 = -\int_{p_1}^{p_2} v\,dp = v(p_1 - p_2),$$

и, следовательно, скорость истечения из сопла капельной жидкости

$$c = \sqrt{2l_0} = \sqrt{2v(p_1 - p_2)} = 1{,}414\sqrt{v(p_1 - p_2)}. \qquad (1.162)$$

Для идеального газа при адиабатном течении в соответствии с уравнениями (1.160) и (1.158) скорость истечения

$$c = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_2 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}. \qquad (1.163)$$

Зная скорость истечения, нетрудно определить по уравнению (1.135) массовый расход рабочего тела через сопло.

Проведем анализ истечения из сопла идеального газа. Для идеального газа расход через сопло

$$m_0 = \frac{c_2 f_2}{v_2} = \frac{c_2 f_2}{v_1}\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} = f_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1}\frac{p_2}{v_1}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}. \qquad (1.164)$$

Из этого следует, что $m_c = 0$ при $p_2 = p_1$ и при $p_2 = 0$. Чтобы найти максимум m_{max}, т. е. максимум функции (p_2/p_1), надо взять производную выражения в квадратных скобках и приравнять нулю. Обозначив переменную (p_2/p_1) через β, произведем действие:

$$\frac{d}{d\beta}\left(\beta^{\frac{2}{k}} - \beta^{\frac{k+1}{k}}\right) = 0;$$

$$\frac{2}{k}\beta^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k}\beta^{\frac{k+1}{k}-1} = 0, \text{ или } \frac{2}{k}\beta^{\frac{2-k}{k}} = \frac{k+1}{k}\beta^{\frac{1}{k}},$$

откуда

$$\frac{2}{k+1} = \beta^{\frac{k-1}{k}}, \text{ или } \beta = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Таким образом, расход газа через сопло становится максимальным при отношении $p_2/p_1 = \beta = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$, которое впредь будем называть *критическим отношением давлений* и обозначать $\beta_{кр}$. Аналогично этому давление в устье сопла (на выходе из него) p'_2, удельный объем v_2 и скорость истечения c, соответствующие максимальному расходу газа через сопло, назовем критическими и обозначим через $p_{кр}$, $v_{кр}$ и $c_{кр}$. Следовательно, можно написать, что

$$\beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}; \tag{1.165}$$

$$c_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_{кр}}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} = \tag{1.166}$$

$$= \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}\frac{k-1}{k}}\right]} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} p_1 v_1}.$$

Итак, при изменении давления среды от p_1 до $p_2 = p_{кр}$ расход идеального газа через сопло увеличивается от нуля до максимума. При дальнейшем понижении давления среды от $p_2 = p_{кр}$ до $p_2 = 0$ согласно уравнению (1.164) расход газа через сопло должен уменьшаться от максимума до нуля. Опыты с истечением упругих тел через суживающиеся и цилиндрические насадки показывают, что при дальнейшем понижении давления среды от $p_{кр}$ до нуля расход газа через насадку становится постоянным, равным максимальному, т. е. действительный процесс изменения m_c от $p_2/p_1 = 1$ до $p_2/p_1 = 0$ идет по линии abc (рис. 1.28). Это расхождение теории с действительностью объясняется тем, что в устье цилиндрического или суживающегося сопла при давлении среды $p_{ср} \leqslant p_{кр}$ устанавливается свое давление $p'_2 = p_{кр}$ независимо от давления среды. Этому постоянному давлению потока на выходе из сопла, естественно, будет отвечать постоянный расход рабочего тела через сопло, равный максимальному значению m_{max}.

Покажем, что критическая скорость потока в данном сечении канала равна местной скорости звука в нем. В самом деле,

$$c_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_1}. \tag{1.167}$$

Понижение температуры в потоке при критической скорости согласно уравнению (1.165) равно

$$\frac{T_{кр}}{T_1} = \left(\frac{p_{кр}}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{2}{k+1},$$

откуда

$$T_1 = \frac{k+1}{2} T_{кр},$$

что при подстановке в уравнение (1.167) дает известное из курса физики выражение местной скорости звука

$$a = \sqrt{kRT_{кр}} = \sqrt{kp_{кр}v_{кр}}. \qquad (1.168)$$

Так как $R = 8314/\mu$, то $a = \sqrt{8314kT_{кр}/\mu}$. Отсюда следует, что местная скорость звука, а следовательно и $c_{кр}$, уменьшается с увеличением молярной массы газа и с уменьшением k и T.

Теперь можно сказать, что *критическими параметрами рабочего тела при течении его в канале называются термодинамические параметры в том сечении его, где скорость потока равна местной скорости звука.*

Итак, нами установлено, что при истечении рабочего тела из цилиндрического или суживающегося сопла скорость потока на выходе из него не может быть больше местной скорости звука. А это значит, что при истечении упругих тел, в частности идеального газа через цилиндрические и суживающиеся сопла в среду с давлением $p_{ср} < p_{кр}$, только часть потенциальной энергии потока, соответствующая перепаду давления от p_1 до $p_{кр}$, переходит в кинетическую энергию потока, хотя поток по выходе из сопла и будет продолжать расширяться с понижением своего давления от $p_{кр}$ до $p_{ср}$, но это расширение будет происходить неорганизованно и потенциальная энергия потока будет расходоваться на образование вихрей и т. д.

Поставим перед собой задачу построить такой профиль сопла, который обеспечил бы полное превращение потенциальной энергии потока, соответствующей перепаду давления от p_1 до $p_2 = p_{ср}$, в кинетическую энергию потока по выходе его из сопла. Для этой цели проведем анализ уравнения (1.138): $df/f = dv/v - dc/c$.

Так как $-v\,dp = d(c^2/2) = c\,dc$, то, поделив это уравнение на c^2, получим

$$-v\,dp/c^2 = dc/c. \qquad (1.169)$$

Продифференцируем уравнение адиабаты $pv^k = \text{const}$, получим $kp\,v^{k-1}dv + v^k dp = 0$. Поделим это уравнение на $pv^k k$, тогда

$$\frac{dv}{v} + \frac{dp}{kp} = 0, \text{ или } \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{kp}. \qquad (1.170)$$

Совмещая между собой уравнения (1.138), (1.169) и (1.170), получим

$$\frac{df}{f} = -\frac{dp}{kp} + \frac{v\,dp}{c^2} = \frac{kpv - c^2}{kpc^2}dp = \frac{a^2 - c^2}{kpc^2}dp. \qquad (1.171)$$

Проанализируем уравнение (1.171). Так как $kpc^2 > 0$, а $dp < 0$, то во всем диапазоне изменений скорости истечения c от 0 до $c < a$ в соответствии с уравнением (1.171) $df/f < 0$, т. е. профиль сопла должен быть суживающимся. При $c = a = c_{кр}$ $df/f = 0$ и $f = f_{min}$, т. е. в минималь-

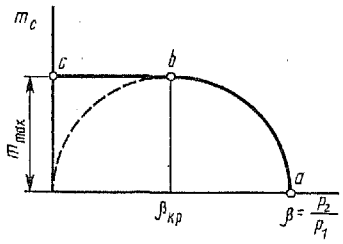


Рис. 1.28. Зависимость массового расхода газа через сопло от отношения p_2/p_1

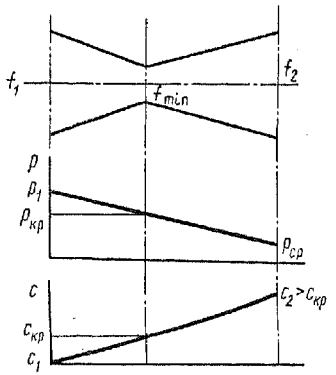


Рис. 1.29. Зависимость профиля сопла Лаваля от скорости в нем потока и перепада давления

ном сечении сопла будем иметь критические параметры $c_{кр}$, $v_{кр}$, $p_{кр}$ и $T_{кр}$. Из уравнения (1.171) следует, что при всех скоростях истечения выше скорости звука ($c > a$) профиль сопла должен быть расширяющимся, так как в этом случае $df/f > 0$. Впервые профиль такого сопла был предложен шведским инженером Лавалем. Очевидно, сопло Лаваля позволяет получить скорость потока рабочего тела, выходящего из насадки, выше скорости звука в данной среде. На рис. 1.29 приведен профиль сопла Лаваля и характер изменения в нем p и c при течении в нем рабочего тела.

В инженерных расчетах химической технологии для реальных газов и перегретых паров низких давлений $\beta_{кр}$, а следовательно, и $p_{кр}$ находят из уравнения (1.165). Так, для перегретого водяного пара, приняв как для трехатомного газа $k = 1{,}3$, из этого уравнения находим $\beta_{кр} = 0{,}55$.

Скорость пара или реального газа на выходе из сопла рассчитывается по формуле (1.161), а критическая скорость истечения — по формуле

$$c_{кр} = 1{,}414\sqrt{h_1 - h_{кр}}. \qquad (1.172)$$

В этих формулах h_1, h_2 и $h_{кр}$ находятся либо по hs-диаграмме, как это указано на рис. 1.30, либо с помощью таблиц: h_1 — по p_1 и t_1, h_2 — по p_2 и $s_2 = s_1$ и $h_{кр}$ — по $p_{кр}$ и $s_{кр} = s_1$.

Для расчета секундного расхода пара или реального газа через сопло, либо для расчета его характерных сечений f_{min} и f_{max} используется уравнение сплошности (1.135). Входящее в это уравнение v_2 или $v_{кр}$ находится или непосредственно из hs-диаграммы, как это наглядно показано на рис. 1.30, или с помощью таблиц: v_2 — для p_2 и $s_2 = s_1$ и $v_{кр}$ — для $p_{кр}$ и $s_{кр} = s_1$.

Температура торможения. При адиабатном течении рабочего тела в неподвижном канале уравнение (1.147) принимает вид

$$d(c^2/2) + dh = 0. \qquad (1.173)$$

Таким образом, всякое изменение кинетической энергии рабочего

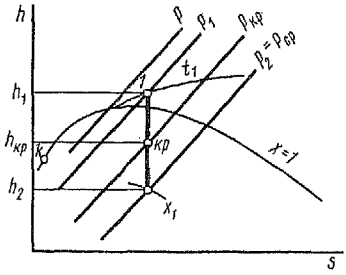


Рис. 1.30. Графическое изображение процесса течения рабочего тела по соплу Лаваля в координатах h, s

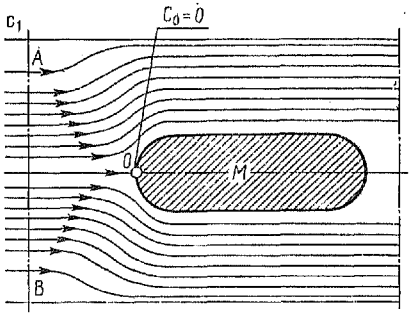


Рис. 1.31. Изображение процесса торможения потока

тела будет вызывать соответствующее (обратное) изменение его энтальпии, а следовательно, и температуры.

Пусть поток при адиабатном течении набегает на какое-либо тело M. Тогда в соответствии с рис. 1.31 какая-то центральная струйка рабочего тела (потока) при ударе по нормали о тело M в точке O, полностью потеряв свою кинетическую энергию, повысит свою температуру. Точка, в которой скорость рабочего тела обращается в нуль, называется *точкой нулевой скорости*, а температура в этой точке — *температурой полного торможения*. Для определения этой температуры напишем интегральное выражение уравнения (1.173) для газа:

$$c_{pm}(T_2 - T_1) + (c_2^2 - c_1^2)/2 = 0. \qquad (1.174)$$

Пусть T_1 и c_1 относятся к некоторому сечению A-B газового потока, в котором газ еще не испытывает влияния на свое движение тела M, а T_2 и c_2 — к газовому потоку в точке O. В этом случае $c_2 = 0$, а температура торможения $T_т = T_2$ найдется из уравнения (1.174):

$$T_т = T_1 + c_1^2/(2c_{pm}). \qquad (1.175)$$

Для идеального газа $c_p = c_v + R = c_p/k + R$, или

$$c_p = \frac{k}{k-1} R.$$

Подставляя это выражение в уравнение (1.175), получим

$$T_т = T_1 + \frac{k-1}{k} \frac{1}{R} \frac{c_1^2}{2}.$$

Для воздуха газовая постоянная $R = 287$ Дж/(кг · К); $k = 1{,}4$ и поэтому для него уравнение (1.175) примет следующий вид:

$$T_т = T_1 + 5\,(c_1/100)^2.$$

Диффузор. При течении рабочего тела в соплах (насадках) имеет место непрерывное понижение давления и возрастание скорости потока, т. е. в соплах протекает процесс превращения потенциальной энергии в кинетическую. *Каналы, в которых происходит превращение*

кинетической энергии потока в потенциальную, т. е. повышение давления за счет снижения скорости потока, называются диффузорами. Так как в диффузорах всегда $dp > 0$, то из формулы (1.171) следует, что при всех значениях скорости потока при входе в диффузор $c_1 \leqslant a = c_{кр}$ профиль его должен быть расширяющимся ($df > 0$), а при $c_1 > a = c_{кр}$ он должен быть сперва суживающимся ($df < 0$), а затем расширяющимся ($df > 0$). В первом случае давление потока возрастает до $p_2 \leqslant p_{кр}$, во втором – в минимальном сечении диффузора он достигает величины $p_{кр}$, а затем становится больше его. При условии обратимости процесса в диффузоре работа, затрачиваемая в нем на сжатие потока от p_1 до p_2, очевидно, равна по абсолютной величине располагаемой работе при течении потока в насадках (соплах), но противоположной по знаку, т. е. $l_{диф} = -l_0$. Следовательно, работа, затрачиваемая в диффузоре на сжатие газового потока, изобразится в системах координат p, v и T, s (см. рис. 1.23, 1.24) площадями *b21a* и *bdABeb* соответственно. Направление изображенных на этих графиках процессов – против часовой стрелки, причем процесс *2-1* на *pv*-диаграмме – сжатие газа в диффузоре. Работа, затрачиваемая на сжатие парового потока в диффузоре, изобразится в координатах T, s (см. рис. 1.25) площадью *21cbe2*, а в координатах h, s (см. рис. 1.26) – отрезком *2-1*, причем линии *2-1* в обеих системах координат изображают процесс адиабатного сжатия пара.

Диффузор является основной частью турбомашин (турбокомпрессоров и турбонасосов), служащих для сжатия рабочего тела и транспортирования его потребителю.

Смешение газов. Рассмотрим смешение газовых потоков и смешение газов при наполнении резервуаров.

Смешение газовых потоков. Пусть n потоков с различными параметрами соединяются в один поток. При адиабатном течении газов без совершения внешней работы в соответствии с формулой (1.147) полная энергия потока газовой смеси равна сумме полных энергий потоков, составляющих смесь, т. е. $m_{см}h_{см} + m_{см}c_{см}^2/2 = \sum_{i=1}^{i=n} m_i h_i + \sum_{i=1}^{i=n} m_i c_i^2/2$.

Для большинства технических задач по причине малых скоростей течения можно пренебречь кинетическими энергиями по сравнению со значениями энтальпий соответствующих потоков. Тогда можно написать, что

$$m_{см}h_{см} = \sum_{i=1}^{i=n} m_i h_i, \text{ или } h_{см} = \sum_{i=1}^{i=n} g_i h_i. \qquad (1.176)$$

Это уравнение справедливо для потоков идеальных и реальных газов, паров и жидкостей. Для идеального газа $h = c_p T$ и поэтому для него уравнение (1.176) запишется так: $c_{pсм}T_{см} = \sum_{i=1}^{i=n} g_i c_{pi} T_i$, откуда

$$T_{см} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} g_i c_{pi} T_i}{c_{pсм}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} g_i c_{pi} T_i}{\sum_{i=1}^{i=n} g_i c_{pi}}. \qquad (1.177)$$

Объем смеси идеальных газов определится из уравнения состояния.

Смешение идеальных газов при наполнении резервуаров. В резервуаре объемом V находится m_1 кг газа при p_1 и T_1. В него поступает m_2 кг другого газа с параметрами p_2 и T_2. После этого в резурвуаре будет $m_{см}$ кг смеси объемом $V_{см} = V$. Так как смешение газов происходит без производства внешней работы, то $m_{см}u_{см} = m_1u_1 + m_2u_2$.

Так как для идеального газа $u = c_vT$, то

$$m_{см}c_{vсм}T_{см} = m_1c_{v1}T_1 + m_2c_{v2}T_2,$$

или

$$T_{см} = \frac{(m_1/m_{см})\,c_{v1}T_1 + (m_2/m_{см})\,c_{v2}T_2}{c_{vсм}} = \frac{g_1c_{v1}T_1 + g_2c_{v2}T_2}{g_ic_{v1} + g_2c_{v2}}. \quad (1.178)$$

По известным $T_{см}$ и $V_{см}$ определяются остальные параметры смеси.

§ 1.5. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

При макрофизическом подходе к явлениям природы мы встречаемся со специфическими свойствами теплоты. Повседневный опыт дает основание утверждать, что невозможно возвращение какой-либо термодинамической системы (или рабочего тела) в первоначальное состояние без каких-либо изменений в окружающей ее среде. Первый закон термодинамики, утверждая взаимопревращаемость теплоты и работы, не ставит каких-либо ограничений в осуществлении этого процесса. Между тем повседневный опыт учит нас, что если превращение работы в теплоту не связано с какими-либо ограничениями, то обратный процесс – превращение теплоты в работу – требует для своего осуществления определенных условий. Первому закону термодинамики не противоречит существование вечного двигателя второго рода, т. е. такой машины, в которой внутренняя энергия, переданная рабочему телу в форме теплоты, полностью превращалась бы в работу. Такой двигатель позволил бы практически неограниченное количество внутренней энергии окружающей нас атмосферы, водных бассейнов и земной коры превратить в работу. Однако создание такого двигателя невозможно не только практически, но и теоретически. Эти особенности теплоты, не противоречащие первому закону термодинамики, должны быть постулированы отдельно. *Широкое обобщение особенностей теплоты как формы передачи внутренней энергии от одного объекта к другому, обнаруживаемых при макрофизическом подходе к явлениям природы, и составляет содержание второго закона термодинамики.*

Необратимость процессов является одним из вопросов, рассматриваемых при анализе второго закона термодинамики. Результаты термодинамических расчетов, без учета необратимости реально протекающих процессов, не согласуются с опытом, и поэтому, чтобы полнее вскрыть содержание второго закона термодинамики, необходимо обсудить вопрос о необратимости термодинамических процессов.

Необратимость термодинамических процессов. Рассмотрим термодинамическую систему, состоящую из рабочего тела и окружающей среды. Из определения обратимого процесса (см. с. 8) следует, что в обратимом процессе при возвращении рабочего тела в первоначальное состояние оно должно проходить через те же промежуточные термодинамические состояния, которые оно проходило в прямом процессе. Если, например, при расширении газа в цилиндре от состояния *1* до *2* (рис. 1.32) он проходил промежуточные термодинамические состояния *e* и *f*, то при сжатии от состояния *2* до *1* он должен проходить те же промежуточные состояния, но в обратной последовательности, т. е. *f* и *e*. Это возможно только в том случае, если процессы *1-2* и *2-1* обратимые. Однако в природе обратимых процессов не существует и для того чтобы рабочее тело перешло из одного равновесного состояния в другое, необходимо нарушить это состояние; в этом случае в рабочем теле возникнут возмущения в виде градиентов $\Delta p/p$, $\Delta\rho/\rho$ и $\Delta T/T$, на компенсацию которых будет затрачена часть энергии. В результате осуществления такого реального процесса в прямом и обратном направлениях рабочее тело придет в первоначальное состояние, но в системе произойдут изменения: часть энергии будет безвозвратно потеряна на компенсацию указанных возмущений или, как говорят, на компенсацию потерь энергии на необратимость. В самом деле, в обратимом процессе расширения газа на участке *1-2* работа расширения $l^{p}_{об}$ равна работе сжатия $l^{c}_{об}$ на участке *2-1*, т. е. $l^{p}_{об}$ = пл. *1ef2341* = пл. *2fe1432* = $l^{c}_{об}$ и, следовательно, в системе никаких изменений не произошло. В необратимом же процессе работа расширения газа на участке *1-2* $l^{p}_{пр}$ = пл. *1dc2341* меньше $l^{p}_{об}$ на величину $\Delta l^{p} = l^{p}_{об} - l^{p}_{пр}$ = пл.*1ef2cd1*, которая является потерей энергии на необратимость. В последующем процессе возвращения газа в первоначальное состояние затрачиваемая работа сжатия $l^{c}_{пр}$ = = пл.*2ba1432* больше $l^{c}_{об}$ на величину $\Delta l^{c} = l^{c}_{пр} - l^{c}_{об}$ = пл.*2ba1ef2*. Таким образом, при возвращении рабочего тела в первоначальное состояние в системе произошло изменение: в ней обнаружились потери энергии на необратимость на величину $l_{нр} = \Delta l^{p} + \Delta l^{c}$ = пл.*1ab2cd1*. Другими

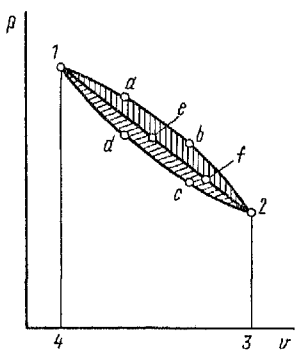


Рис. 1.32. Графическое толкование необратимости процесса в координатах *p*, *v*

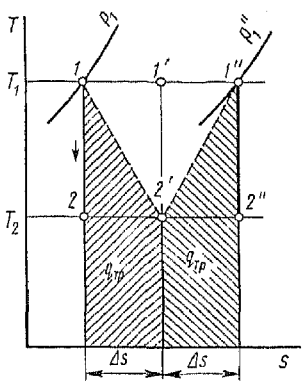


Рис. 1.33. Графическое толкование необратимости процесса в координатах *T*, *s*

словами, в ней бесполезно передана газу энергия $l_{\text{нр}} = q_{\text{нр}}$, вследствие чего его энтропия возросла на

$$\Delta s = \int \frac{\delta q_{\text{нр}}}{T}.$$

По этой же причине необратимый адиабатный процесс не может быть изоэнтропийным, что наглядно изображено на рис. 1.33. В конце необратимого адиабатного расширения от T_1 до T_2 рабочее тело характеризуется состоянием *2'*, а не *2*, так как в результате этого процесса вследствие потерь на необратимость возрастает энтропия. Если теперь осуществить необратимый процесс адиабатного сжатия до первоначальной температуры, то и в этом случае по той же причине рабочее тело будет характеризоваться не точкой *1'*, а точкой *1''*, при этом работоспособность рабочего тела уменьшится, поскольку при температуре T_1 давление уже будет $p_1'' < p_1$. Таким образом, при протекании в термодинамической системе необратимого процесса неизменно возрастает энтропия и тем в большей степени, чем больше необратимость; следовательно, *изменение энтропии является мерой необратимости термодинамических процессов.*

Процесс теплообмена, т. е. передачи внутренней энергии в форме теплоты от тела с температурой T_1 к телу с температурой $T_2 < T_1$, также является процессом необратимым и протекает с возрастанием энтропии в системе. В самом деле, в этом процессе энтропия горячего тела уменьшается на величину $\delta q/T_1$, а холодного, наоборот, увеличивается на величину $\delta q/T_2$ и, следовательно, энтропия системы $ds_c = ds_1 + ds_2 = -\delta q/T_1 + \delta q/T_2 = \delta q\,(1/T_2 - 1/T_1) > 0$, т. е. возрастает.

Все реальные процессы являются процессами необратимыми и все они протекают с потерей энергии на необратимость, т. е. с понижением работоспособности и возрастанием энтропии системы. Необратимость реальных процессов связана с потерей энергии на компенсацию градиентов параметров, характерных для данного процесса. Так необратимость гидродинамических процессов (движение вязкой жидкости и газа по каналам, смешение и перемешивание этих рабочих тел и т. д.) связана с потерей энергии на компенсацию градиента давления; необратимость массообменных процессов связана с потерей энергии на компенсацию градиента концентрации и т. д.

В термодинамике принято *внутренней* называть необратимость, обусловленную потерей энергии на компенсацию градиентов параметров в рабочем теле ($\Delta p/p$, $\Delta\rho/\rho$, $\Delta T/T$), а также на трение потока о стенки канала. Все потери энергии на необратимость называют потерей на трение, выражают их в форме теплоты или работы и обозначают $q_{\text{тр}}$ и $l_{\text{тр}}$. *Внешней* называют необратимость, обусловленную конечной разностью температур в процессе теплообмена.

Из приведенного выше анализа следует, что *любой реальный самопроизвольный процесс является необратимым.* Этот логический вывод из анализа протекания реальных процессов является наиболее общей формулировкой второго закона термодинамики.

Действительный процесс истечения. Рассмотрим действительный процесс истечения, т. е. с учетом внутренней необратимости. Считаем по-

прежнему процесс истечения адиабатным, однако вследствие необратимости процесса энтропия потока увеличивается. В этом случае, как это показано на рис. 1.34, процесс истечения рабочего тела при изменении давления от p_1 до p_2 изобразится условной кривой *1-2д*. Так как $h_{2д} > h_2$, то действительная скорость истечения $c_д = \sqrt{2(h_1 - h_{2д})}$ будет меньше теоретической $c = \sqrt{2(h_1 - h_2)}$ и поэтому можно написать, что

$$c_д = \varphi c, \tag{1.179}$$

где φ – так называемый скоростной коэффициент, значение которого меньше единицы. Экспериментально установлено, что для шлифованных и спрофилированных сопл $\varphi = 0{,}95 \ldots 0{,}98$, а для цилиндрических совершенно необработанных насадок $\sim 0{,}9$.

Потеря энергии потока $\Delta E_{тр}$ на необратимость может быть выражена как

$$\Delta E_{тр} = \frac{c_2^2 - c_{2д}^2}{2} = \frac{c_2^2 - (\varphi c_2)^2}{2} = \frac{c_2^2(1 - \varphi^2)}{2}. \tag{1.180}$$

Величина $(1 - \varphi^2)$ называется коэффициентом потери энергии и обозначается греческой буквой ξ.

С другой стороны,

$$\Delta E_{тр} = \frac{c_2^2 - c_{2д}^2}{2} = \frac{[\sqrt{2(h_1 - h_2)}]^2 - [\sqrt{2(h_1 - h_{2д})}]^2}{2}. \tag{1.181}$$

Совмещая уравнения (1.180) и (1.181) между собой, получим

$$\frac{c_2^2}{2}(1 - \varphi^2) = h_{2д} - h_2, \tag{1.182}$$

откуда

$$h_{2д} = h_2 + (1 - \varphi^2)\frac{c_2^2}{2} = h_2 + \xi\frac{c_2^2}{2}. \tag{1.183}$$

Аналогично графику h, s на рис. 1.35 в координатах T, s теоретический процесс адиабатного истечения изобразится прямой *1-2*, а действительный – условной кривой *1-2д*. Из этого графика видно, что площадь под кривой процесса *1-2д* представляет собой теплоту $q_{тр}$, усваиваемую рабочим телом, вследствие чего его температура в конце процесса истечения $T_{2д}$ будет больше температуры в конце обратимого процесса истечения T_2. Площадь под отрезком изобары *2-2д* изображает потерю кинетической энергии потока $\Delta E_{тр}$ из-за трения.

Найдем действительную температуру газа в конце адиабатного истечения $T_{2д}$. Так как $h_{2д} - h_2 = q_p = c_{pm}(T_{2д} - T_2)$, то, подставляя это выражение в уравнение (1.182), получим

$$\frac{c_2^2}{2}(1 - \varphi^2) = c_{pm}(T_{2д} - T_2),$$

откуда

$$T_{2д} = T_2 + \frac{c_2^2}{2c_{pm}}(1 - \varphi^2). \tag{1.184}$$

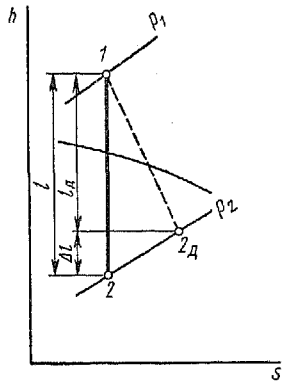


Рис. 1.34. Процессы обратимого и необратимого расширения пара в сопле в координатах h, s

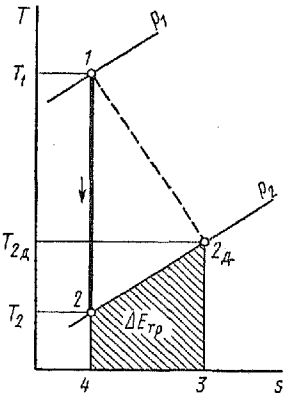


Рис. 1.35. Процессы обратимого и необратимого расширения газа в сопле в координатах T, s

Величина $v_{2д}$ найдется для газов, подчиняющихся уравнению Менделеева – Клапейрона, как $RT_{2д}/p_2$; для остальных газов и паров – по соответствующим таблицам для значений p_2 и $h_{2д}$. Для водяных паров значение $v_{2д}$ проще всего найти из hs-диаграммы в точке p_2, $h_{2д}$.

Действительный процесс в диффузоре. В необратимом процессе адиабатного сжатия рабочего тела в диффузоре от p_1 до p_2 процесс будет происходить с подводом к этому телу теплоты $q_{тр}$, вследствие чего энтропия его возрастает до значения $s_{2д}$ (рис. 1.36). В этом случае затрата работы в диффузоре на сжатие рабочего тела будет равна $l^{д}_{диф} = l_{диф} + q_{тр} + пл.122д1$. Дополнительная затрата работы, равная пл.*122д1*, как это видно из рис. 1.36 и 1.37, обусловлена тем, что вследствие $T_{2д} > T_2$ действительный удельный объем в конце сжатия $v_{2д}$ больше теоретического v_2 и поэтому действительная кривая сжатия *1-2д* в координатах p, v круче обратимой адиабаты *1-2*. Таким образом, потеря энергии в диффузоре больше работы трения.

Дросселирование газов и паров. Если на пути потока имеется местное сопротивление в виде резкого сужения проходного сечения (рис. 1.38), то при прохождении этого сечения давление рабочего тела понижается на величину $\Delta p = p_1 - p_2$. Процесс, в котором рабочее тело в результате прохождения местного сопротивления понижает свое давление без совершения работы или отвода теплоты, называется *дросселированием*. Это типичный необратимый процесс, и, следовательно, всегда сопровождается возрастанием энтропии. Рассматривая процесс дросселирования без подвода теплоты извне в соответствии с рис. 1.38 и формулой (1.147), можно написать, что $(c_2^2 - c_1^2)/2 = h_1 - h_2$. Обычно изменение скорости потока до и после местного сопротивления ничтожно мало, и им можно пренебречь. Очевидно, в этом случае $h_2 = h_1$, т. е. *в результате дросселирования энтальпия рабочего тела не изменяется.*

Для идеального газа $h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1) = 0$, это означает, что для него $T_2 = T_1$, т. е. в результате дросселирования идеального газа его

температура не изменяется. У реальных газов и паров наблюдаются следующие три случая: $dT = 0$; $dT < 0$ и $dT > 0$. Так как при дросселировании во всех случаях $dp < 0$, то в общей зависимости

$$dT = \alpha\, dp \tag{1.185}$$

значение dT зависит от значения α – так называемого коэффициента адиабатного дросселирования, или дифференциального дроссель-эффекта. Явление изменения температуры при адиабатном дросселировании называют эффектом Джоуля – Томсона. Значение α найдем следующим образом. Подставляя в формулу (1.42) значение

$$\delta q = c_p dT - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp,$$

получим

$$dh = c_p dT + \left[v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right] dp, \tag{1.186}$$

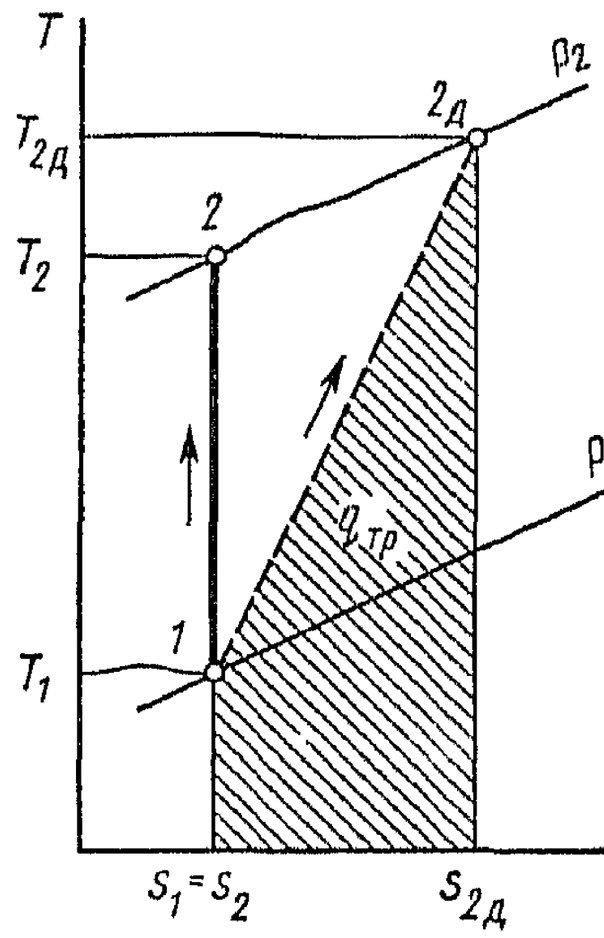


Рис. 1.36. Процессы обратимого и необратимого сжатия газа в диффузоре в координатах T, s

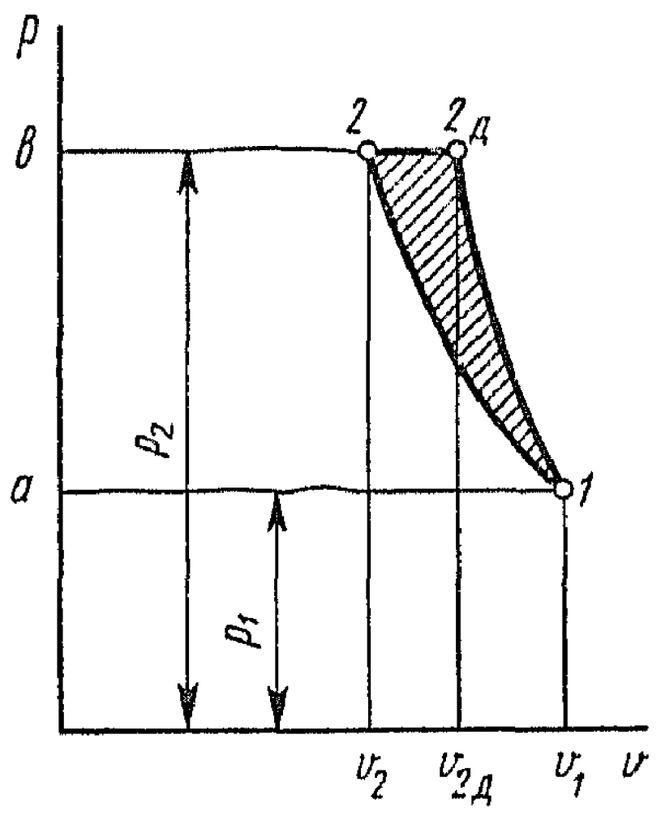


Рис. 1.37. К анализу действительного процесса сжатия газа в диффузоре

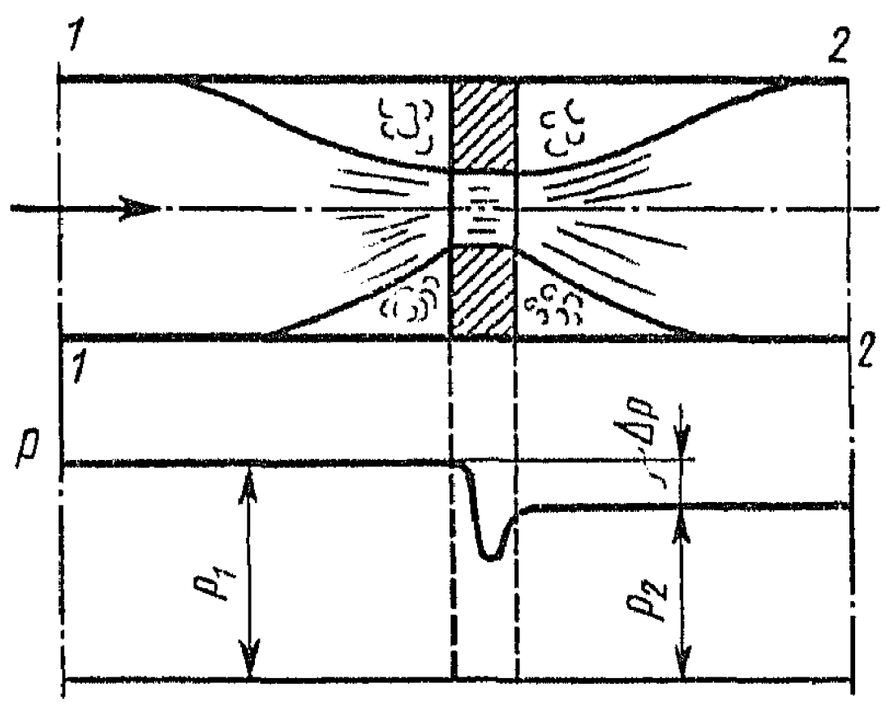


Рис. 1.38. Изображение процесса дросселирования рабочего тела

которое для случая дросселирования, т. е. при $dh = 0$, можно переписать в виде

$$dT = \frac{T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v}{c_p} dp. \qquad (1.187)$$

Сравнивая формулы (1.185) и (1.187) между собой, получим

$$\alpha = \frac{T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v}{c_p}. \qquad (1.188)$$

Из формул (1.187) и (1.188) следует, что при $T(\partial v/\partial T)_p > v$ $dT < 0$, т. е. при дросселировании рабочее тело охлаждается; это явление называют положительным эффектом Джоуля – Томсона; при $T(\partial v/\partial T)_p < v$ $dT > 0$, т. е. при дросселировании рабочее тело нагревается (отрицательный эффект Джоуля – Томсона); и наконец, при $T(\partial v/\partial T)_p = v$ $dT = 0$, т. е. в результате дросселирования рабочее тело не меняет своей температуры; эта температура называется температурой инверсии и обозначается $T_{инв}$. Следовательно,

$$T_{инв} = v(\partial T/\partial v)_p. \qquad (1.189)$$

Геометрическое место точек температур инверсии на pT-диаграмме дает инверсионную кривую. Так как точки кривой инверсии удовлетворяются уравнением (1.189), то, используя его и уравнение состояния данного рабочего тела, можно построить для него инверсионную кривую. В качестве примера на рис. 1.39 приведена инверсионная кривая для азота. Во всей области, заключенной внутри инверсионной кривой, $\alpha > 0$ и, следовательно, в ней при дросселировании азот будет охлаждаться. Вне этой области $\alpha < 0$ и поэтому здесь при дросселировании азот будет нагреваться. Таким образом, дросселирование газообразного азота при всех значениях начальной температуры $T < T_{инв}$ будет сопровождаться его охлаждением, а при $T > T_{инв}$, наоборот, нагреванием. Поскольку для других рабочих тел кривые инверсии имеют аналогичный характер, можно утверждать, что для всех веществ, находящихся в газообразном состоянии, при $T < T_{инв}$ дросселирование сопровождается охлаждением, а при $T > T_{инв}$ – нагреванием вещества. Если для данного рабочего тела справедливо уравнение Ван дер Ваальса, то, как показывают соответствующие расчеты, в точке максимума инверсионной кривой $v_{max} = v_к$, $p_{max} = 9p_к$ и $T_{max} = 3T_к$. Кривая инверсии при давлении $p = 0$ пересекается с осью температур в двух точках: слева – при $T_{0,1} = 0{,}75\ T_к$ и справа – при $T_{0,2} = 6{,}75\ T_к$. Значения $T_{0,2}$ для реальных газов хорошо согласуются с величиной $6{,}75\ T_к$ при атмосферном давлении.

У водяного пара $T_к = 647$ К, и поэтому температура инверсии его должна быть равна примерно 4400 К. При этой температуре водяной пар полностью диссоциирован, и поэтому дросселирование водяного пара всегда сопровождается понижением его температуры. На рис. 1.40 представлены процессы дросселирования водяного пара различного состояния в координатах h, s. Эти процессы, как необратимые, проведены

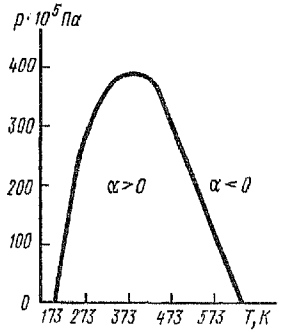


Рис. 1.39. Кривая инверсии в координатах p, T

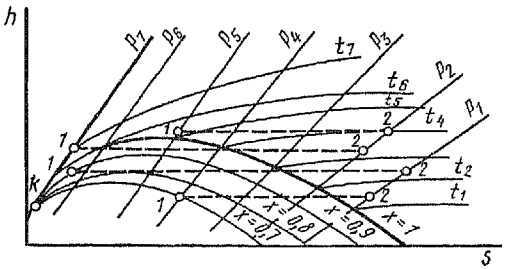


Рис. 1.40. Графическое изображение процесса дросселирования водяного пара в координатах h, s

условно пунктирными линиями. Из рисунка видно, что: 1) во всех случаях в результате дросселирования температура пара понижается; 2) влажные пары невысокого давления при дросселировании подсушиваются и становятся перегретыми; 3) перегретые пары высокого давления остаются перегретыми после дросселирования; 4) влажные пары высокого давления при дросселировании сначала увлажняются, а затем подсушиваются, становясь перегретыми; 5) перегретые пары высокого давления и невысокой температуры перегрева при дросселировании сначала превращаются в сухой насыщенный пар, далее увлажняются, затем подсушиваются и снова становятся перегретыми, но низкого давления и температуры.

Теория циклов. Исторически второй закон термодинамики возник как рабочая гипотеза тепловой машины, устанавливающая условия превращения теплоты в работу с точки зрения максимума этого превращения, т. е. получения максимального значения коэффициента полезного действия тепловой машины. Анализ второго закона термодинамики показывает, что малая величина этого коэффициента является следствием не технического несовершенства тепловых машин, а особенностью теплоты, которая ставит определенные ограничения в отношении величины его. Теоретически тепловые машины работают по круговым термодинамическим процессам, или циклам. Поэтому для того, чтобы шире раскрыть содержание второго закона термодинамики и провести детальный анализ его, необходимо исследовать эти круговые процессы.

Процесс, в котором рабочее тело, выйдя из некоторого начального состояния и претерпев ряд изменений, возвращается в то же состояние, называется *круговым процессом* или *циклом*.

Для осуществления цикла необходимо наличие трех элементов: нагревателя или теплоприемника со средней температурой T_1, холодильника со средней температурой $T_2 < T_1$ и рабочего тела, которое, последовательно вступая в теплообмен с нагревателем (или теплоприемником) и холодильником, передает энергию от одного к другому. Как будет показано ниже, циклы бывают прямые и обратные, обратимые и необратимые.

Из определения цикла следует, что во всех без исключения циклах изменение в нем внутренней энергии, энтальпии и энтропии равно нулю. Отсюда следует, что первый закон термодинамики для циклов математически представляется в виде

$$q_{\text{ц}} = l_{\text{ц}}, \tag{1.190}$$

где $q_{\text{ц}}$ и $l_{\text{ц}}$ – алгебраическая сумма соответственно теплот и работ всех термодинамических процессов, из которых состоит цикл.

Прямой цикл есть цикл тепловой машины, в котором осуществляется превращение теплоты в работу. В координатах p, v этот процесс протекает в такой последовательности (рис. 1.41, *а*). На участке ABC рабочее тело, получая внутреннюю энергию в форме теплоты от нагревателя, совершает работу расширения $l_1 = \text{пл.}ABCEFA$. После этого путем сжатия на участке CDA оно возвращается в первоначальное состояние, причем часть полученной от нагревателя внутренней энергии в форме теплоты рабочее тело передает холодильнику. Работа сжатия $l_2 = \text{пл.}CDAFEC$ и, следовательно, работа цикла $l_{\text{ц}} = l_1 - l_2 = \text{пл.}ABCDA > 0$, поскольку по абсолютной величине положительная работа расширения рабочего тела l_1 больше отрицательной работы сжатия l_2. В координатах T, s этот процесс протекает следующим образом (рис. 1.41, *б*). На участке abc к рабочему телу подводится теплота из нагревателя $q_1 = \text{пл.}abcefa$. Однако только часть этой теплоты превращается в работу, так как невозможно возвращение рабочего тела в первоначальное состояние без отвода от него в холодильнике в процессе сжатия части теплоты q_2, равной пл. $cdafea$. Таким образом, количество теплоты, превращенной в цикле в работу (или, иначе, теплота цикла), будет

$$q_{\text{ц}} = q_1 - q_2 = \text{пл. } abcda > 0,$$

поскольку количество теплоты q_1, подведенной к рабочему телу, больше количества теплоты q_2, отведенной от него.

Таким образом, при анализе прямого цикла обнаруживается новое специфическое свойство теплоты: *в круговом процессе теплота нагревателя не может быть полностью превращена в работу.* Эта формулировка второго закона термодинамики принадлежит С. Карно.

В прямом цикле мы заинтересованы в том, чтобы максимум подведенной к рабочему телу теплоты превратить в работу. Поэтому эффективность прямого цикла оценивается отношением работы цикла $l_{\text{ц}}$ к количеству теплоты q_1, подведенной к рабочему телу. Это отношение называют *термическим коэффициентом полезного действия (к. п. д.) цикла* и обозначают буквой η_t. Следовательно, термический к. п. д. прямого цикла

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \tag{1.191}$$

Из рис. 1.41 и формулы (1.191) следует: *невозможно создать тепловую машину, термический к. п. д. которой был бы равен единице.* Этот вывод является другой формулировкой второго закона термодинамики, предложенной С. Карно.

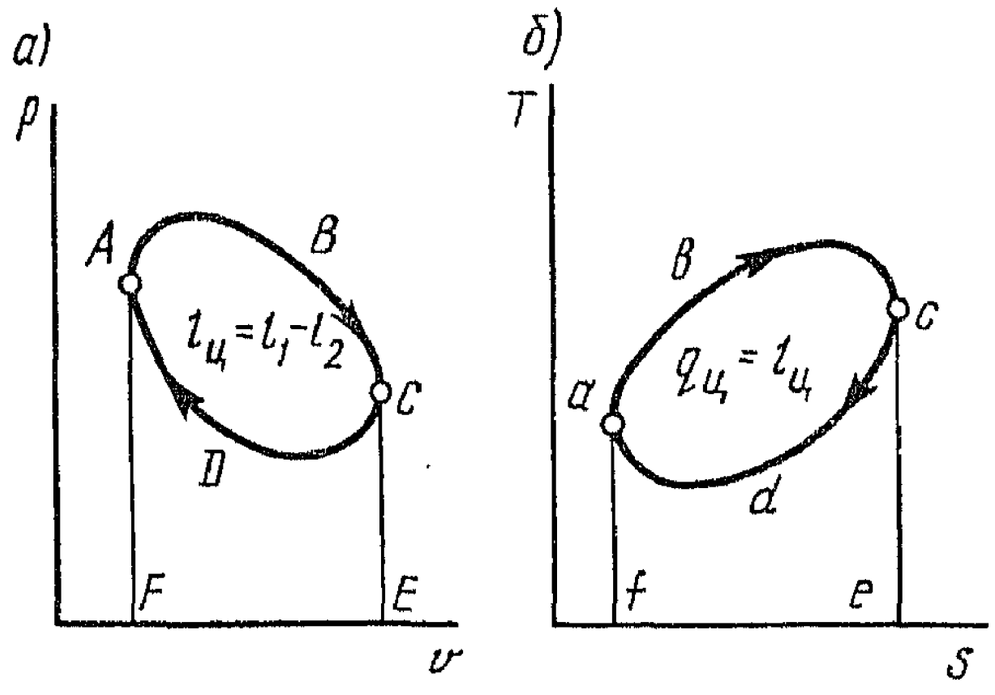


Рис. 1.41. Графическое изображение прямого цикла в координатах p, v и T, s

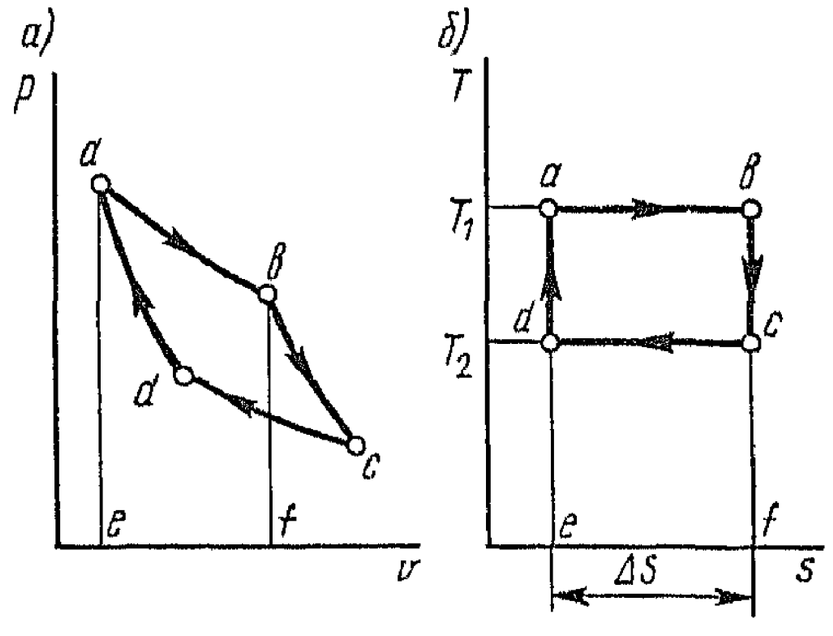


Рис. 1.42. Графическое изображение прямого цикла Карно в координатах p, v и T, s

Идеальным циклом тепловой машины является *прямой обратимый цикл Карно*. Процесс в цикле Карно течет в такой последовательности (рис. 1.42). На участке ab к рабочему телу подводится теплота $q_1 = \text{пл.}abfea = \Delta s T_1$ (рис. 1.42, *б*) из нагревателя при постоянной температуре T_1, вследствие чего газ совершает на этом участке работу изотермического расширения $l_1 = \text{пл. } abfea$ (рис. 1.42, *а*). На участке bc происходит дальнейшее расширение газа, но уже адиабатно, за счет его внутренней энергии. В последующем сжатии газа на участке cd рабочее тело входит в соприкосновение с холодильником, куда от него отводится при постоянной температуре T_2 теплота $q_2 = \text{пл.}cdefc = \Delta s T_2$ (рис. 1.42, *б*). На участке da происходит дальнейшее адиабатное сжатие газа, в результате чего рабочее тело возвращается в первоначальное состояние. В соответствии с первым законом термодинамики работа цикла Карно:

$$l_\text{ц} = l_1 - l_2 = q_1 - q_2 = \text{пл. } abcda = (T_1 - T_2)\,\Delta s. \qquad (1.192)$$

Подставляя выражения работы цикла и теплоты q_2 в формулу (1.191), получим

$$\eta_\text{к} = \frac{l_\text{ц}}{q_1} = \frac{(T_1 - T_2)\,\Delta s}{T_1\,\Delta s} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \qquad (1.193)$$

Из формулы (1.193) следует, что *термический к. п. д. цикла Карно для газа не зависит от его природы и однозначно определяется температурами нагревателя и холодильника.* Нетрудно показать, что термический к. п. д. цикла Карно для вещества в любом физическом состоянии не зависит от его природы и определяется формулой (1.193). На рис. 1.43 в координатах T, s изображены циклы Карно для двухфазной системы «твердое тело + жидкость», влажного и перегретого паров. Из этого рисунка видно, что для каждого из этих трех циклов работа цикла определяется формулой (1.192) и, следовательно, термический к. п. д.— формулой (1.193).

Необходимо иметь в виду, что выведенный нами термический к. п. д. цикла Карно относится к обратимому круговому процессу, состоящему из обратимых термодинамических процессов. Необратимость процесса связана с потерей работы, и поэтому термический к. п. д. необрати-

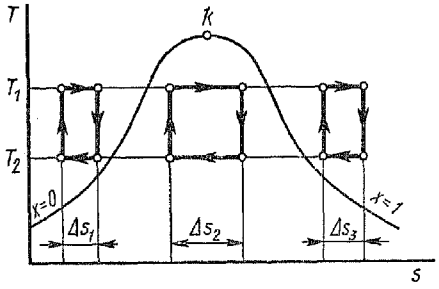


Рис. 1.43. Графическое изображение цикла Карно рабочего тела различных физических состояний в координатах T, s

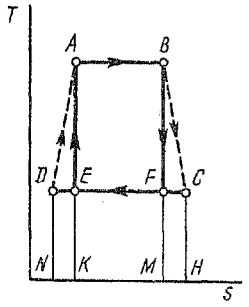


Рис. 1.44. Условное графическое изображение прямого необратимого цикла Карно в координатах T, s

мого цикла Карно $\eta_к^н$ всегда меньше обратимого $\eta_к^о$, определяемого формулой (1.193). На рис. 1.44 условно изображен необратимый цикл $ABCDA$, в котором участки BC и DA представляют соответственно необратимые адиабаты расширения и сжатия, протекающие с возрастанием энтропии. Рабочее тело получает от нагревателя теплоту $q_1 =$ $=$ пл.$ABMKA$ и отдает холодильнику теплоту $q_2^н =$ пл.$CDNHC$. В обратимом цикле Карно $q_2^о =$ пл.$FEKMF < q_2^н$ и поэтому

$$\eta_к^о = 1 - \frac{q_2^о}{q_1} > \eta_к^н = 1 - \frac{q_2^н}{q_1}. \qquad (1.194)$$

Докажем далее, что в заданном интервале температур T_1 и T_2 обратимый цикл Карно обладает максимальным термическим к. п. д. по сравнению с любым произвольно взятым циклом. Для этого в заданном интервале температур T_1 и T_2 рассмотрим два цикла (рис. 1.45): произвольный цикл $ABCDA$ и цикл Карно $abcda$. Оба цикла – прямые и обратимые. Проведя ряд адиабат, расположенных друг от друга на бесконечно малых расстояниях, разобьем цикл $ABCDA$ на бесконечно большое число элементарных циклов, состоящих каждый из двух адиабат и двух элементарных отрезков контура цикла $ABCDA$. Пренебрегая бесконечно малыми величинами высшего порядка, эти отрезки можно считать изотермами, и тогда эти элементарные циклы будут циклами Карно. Совокупное действие этих циклов одинаково с циклом $ABCDA$. Для всех элементарных циклов Карно $T_{1i} < T_1$, а $T_{2i} > T_2$, и, следовательно, к. п. д. каждого элементарного цикла $\eta_i = 1 - (T_{2i}/T_{1i})$ будет меньше к. п. д. цикла Карно $abcda$, равного $\eta_к = 1 - (T_2/T_1)$. К. п. д. произвольного цикла $ABCDA$ равен среднему значению элементарных циклов Карно, к. п. д. которых каждого меньше к. п. д. цикла Карно $abcda$. Следовательно, цикл Карно будет иметь бóльший к. п. д., нежели к. п. д. произвольного цикла $ABCDA$.

В заключение отметим три признака прямых циклов: 1) направление термодинамических процессов, из которых состоит цикл, в координатах p, v и T, s – по часовой стрелке; 2) линия расширения в координатах

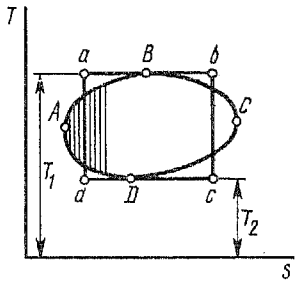


Рис. 1.45. К доказательству теоремы Карно

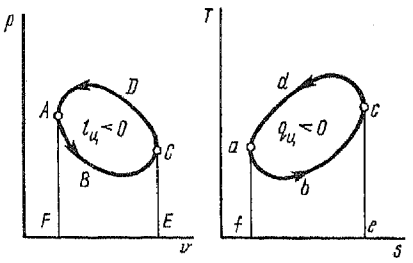


Рис. 1.46. Графическое изображение обратного цикла в координатах p, v и T, s

p, v и линия процесса подвода теплоты в координатах T, s должны быть выше линии сжатия и линии отвода теплоты в соответствующих координатах; 3) алгебраическая сумма работ и теплот цикла больше нуля.

Обратный цикл *есть круговой процесс холодильной машины и теплового насоса, в котором затрачивается работа извне для того, чтобы теплоту* q_2 *передать из холодильника в теплоприемник.* Процесс осуществляется в такой последовательности. При расширении рабочего тела по линии ABC (рис. 1.46) к нему подводится количество теплоты q_2 от холодильника со средней температурой T_2. При последующем сжатии рабочего тела по линии CDA от него отводится в теплоприемник со средней температурой $T_1 > T_2$ количество теплоты q_1, большее q_2. Таким образом, в обратном цикле теплота цикла $q_ц = q_1 - q_2 < 0$ и работа цикла $l_ц = l_1 - l_2 < 0$. Другими словами, в обратном цикле линия расширения ABC в координатах p, v и линия процесса подвода теплоты abc в координатах T, s лежат ниже линии CDA сжатия и cda отвода теплоты. Другими признаками обратного цикла являются: 1) направление процессов в цикле против часовой стрелки; 2) алгебраическая сумма работ и теплот цикла должна быть меньше нуля.

В обратном цикле, так же как и в прямом, $\Delta u = 0$ и, следовательно, для него первый закон термодинамики напишется так: $q_2 - q_1 = -l_ц$, где q_2, q_1 и $l_ц$ – абсолютные величины. Отсюда следует, что

$$q_1 = q_2 + l_ц, \tag{1.195}$$

т. е. отводимая рабочим телом в теплоприемник теплота равна сумме теплоты, полученной им из холодильника, и теплоты, эквивалентной работе, затраченной на осуществление цикла.

В машинах, работающих по обратному циклу, мы заинтересованы в минимальной затрате работы извне для передачи теплоты от менее нагретого тела к более нагретому. Поэтому эффективность обратного цикла оценивается отношением q_2 к $l_ц$. Это отношение называют *холодильным коэффициентом* и обозначают буквой ε:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_ц} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}. \tag{1.196}$$

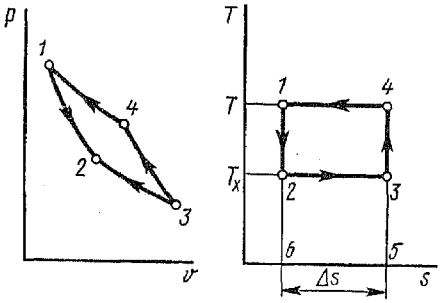


Рис. 1.47. Графическое изображение обратного обратимого цикла Карно в координатах p, v и T, s

Итак, осуществление обратного цикла без затраты работы извне невозможно. Эта особенность теплоты является одной из формулировок второго закона термодинамики, которая гласит: *теплота не может переходить от холодного тела к более нагретому сама собой даровым процессом (без компенсации)*. Эта формулировка принадлежит Ю. Клаузиусу (1850). Одновременно с ним У. Томсон дал иную формулировку второго закона, идентичную по содержанию, но отличную по форме: *теплота наиболее холодного тела в данной системе не может служить источником работы.*

Идеальным циклом холодильной машины и теплового насоса является обратный обратимый цикл Карно, изображенный на рис. 1.47. Рабочее тело, которое в холодильной технике называется *хладагентом*, от начального состояния *1* расширяется адиабатно на участке *1-2*, причем температура его падает от T до T_x. Далее, по изотерме *2-3* оно расширяется, получая из холодильника с постоянной температурой T_x количество теплоты q_2. Затем на участке *3-4* происходит адиабатное сжатие хладагента, при котором температура его повышается от T_x до первоначальной температуры T. На участке *4-1* происходит дальнейшее сжатие хладагента, но уже при постоянной температуре T, вследствие чего он отдает теплоприемнику с постоянной температурой T количество теплоты q_1. В результате осуществления цикла на него была затрачена работа извне $l_ц = \text{пл.}12341$, при этом от холодильника с температурой T_x получена теплота q_2, а теплоприемнику с температурой T передана теплота q_1. Для цикла Карно холодильный коэффициент определится следующим образом (рис. 1.47):

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{\text{пл.}23562}{\text{пл.}41654 - \text{пл.}23562} = \frac{\Delta s T_x}{\Delta s T - \Delta s T_x} = \frac{T_x}{T - T_x}. \tag{1.197}$$

Аналитическое выражение второго закона термодинамики. Дадим аналитическое выражение второго закона термодинамики для обратимых и необратимых процессов.

Для обратимого цикла Карно можно написать, что $\eta_к = 1 - q_2/q_1 = 1 - T_2/T_1$, откуда $q_2/q_1 = T_2/T_1$ или $q_2/T_2 = q_1/T_1$. Так как q_2 есть отводимое количество теплоты и, следовательно, его алгебраическое значение по смыслу отрицательно, то вместо q_2/T_2 напишем $(-q_2/T_2)$. Тогда

$$\sum (q/T) = 0, \tag{1.198}$$

т. е. для обратимого цикла Карно алгебраическая сумма частных,

полученных делением количества теплоты на абсолютную температуру, при которой эта теплота подводится или отводится, равна нулю.

Покажем, что это утверждение справедливо для любого обратимого кругового процесса. Как было показано выше, любой произвольно взятый цикл можно представить как сумму бесконечно большого числа элементарных циклов Карно. Для каждого такого цикла $\sum(\delta q/T) = 0$ и, следовательно, для всего цикла $ABCDA$ (см. рис. 1.45):

$$\oint_{ABCDA} \frac{\delta q}{T} = 0, \tag{1.199}$$

где $\oint_{ABCDA}$ – интеграл, взятый по замкнутому контуру $ABCDA$.

Уравнение (1.199) называется *интегралом Клаузиуса*. Следовательно, для любого обратимого цикла интеграл Клаузиуса равен нулю.

Введем для подынтегральной функции интеграла Клаузиуса следующее обозначение: $\delta q/T = \mathrm{d}s$. Тогда уравнение (1.199) можно написать так:

$$\oint_{ABCDA} \mathrm{d}s = 0.$$

Из математики известно, что если криволинейный интеграл равен нулю, то дифференциал подынтегральной функции есть полный дифференциал. Следовательно, $\mathrm{d}s$ есть полный интеграл некоторой функции s. С термодинамической точки зрения функция s, изменение которой не зависит от процесса, а только от начального и конечного состояний, есть параметр термодинамического состояния вещества и, как уже было показано выше, была названа Клаузиусом *энтропией*.

Таким образом, для любого обратимого цикла можно написать, что

$$\oint_{ABCDA} \delta q/T = \oint_{ABCDA} ds = 0, \tag{1.200}$$

или

$$\delta q = T\,\mathrm{d}s. \tag{1.201}$$

Уравнения (1.200) и (1.201) представляют собой аналитическое выражение второго закона термодинамики для обратимых процессов.

Для необратимого цикла Карно $\eta_к^{н} = 1 - q_2/q_1 < \eta_к^{о} = 1 - T_2/T_1$, откуда следует, что $-q_2/q_1 < -T_2/T_1$, или $q_2/T_2 > q_1/T_1$, или $\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} < 0$, т. е.

$$\sum \frac{q}{T} < 0.$$

Любой произвольно взятый необратимый процесс $ABCDA$ можно представить как сумму бесконечно большого числа элементарных необратимых циклов Карно, для каждого из которых $\sum(\delta q/T) < 0$, и поэтому для необратимого цикла $ABCDA$

$$\oint_{ABCDA} \frac{\delta q}{T} < 0. \tag{1.202}$$

Но для рабочего тела, совершающего цикл, $\oint_{ABCDA} ds = 0$ и, следовательно,

$$\oint_{ABCDA} \frac{\delta q}{T} < \oint_{ABCDA} ds = 0. \tag{1.203}$$

Отсюда можно написать, что $\delta q/T < ds$, или необратимость процесса связана с увеличением энтропии по сравнению с обратимым.

Отсюда следует, что

$$\delta q < T\,ds. \tag{1.204}$$

Уравнения (1.203) и (1.204) представляют собой аналитическое выражение второго закона термодинамики для необратимых процессов.

Свойство изолированной термодинамической системы. Физический смысл энтропии. Толкование второго закона термодинамики. Рассмотрим изолированную термодинамическую систему, состоящую из источника теплоты с температурой T_1, холодильника с температурой $T_2 < T_1$ и рабочего тела, которое совершает обратимый цикл Карно между источником теплоты и холодильником. В этом случае максимальная работоспособность системы равна

$$L_1 = Q_1\eta_к = Q_1(1 - T_2/T_1).$$

Количество теплоты, которое будет передано в холодильник рабочим телом,

$$Q_2 = Q_1 - L_1 = Q_1 - Q_1\left[1 - T_2/T_1\right] = Q_1(T_2/T_1).$$

Изменение энтропии рассматриваемой системы будет равно алгебраической сумме уменьшения энтропии источника теплоты $\Delta s_1 = -Q_1/T_1$ и увеличения энтропии холодильника $\Delta s_2 = Q_2/T_2$, т. е.

$$\Delta s = \Delta s_1 + \Delta s_2 = -\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = -\frac{Q_1}{T_1} + \frac{T_2}{T_1}\cdot\frac{Q_1}{T_2} = 0.$$

Теперь представим, что Q_1 источника теплоты сначала передается промежуточному телу, имеющему температуру $T_1' < T_1$. Тогда энтропия источника теплоты уменьшится на величину $\Delta s_1 = -Q_1/T_1$, а энтропия промежуточного тела увеличится на $\Delta s_2 = Q_1/T_1'$. В этом случае энтропия рассматриваемой системы вследствие протекания в ней необратимого процесса теплообмена между источником теплоты и промежуточным телом возрастает на величину

$$\Delta s_{\text{необр}} = \Delta s_1 + \Delta s_2 = -\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_1}{T_1'} = Q_1\left(\frac{1}{T_1'} - \frac{1}{T_1}\right). \tag{1.205}$$

После этого теплообмена источником теплоты в рассматриваемой системе будет промежуточное тело с температурой T_1'. Если теперь осуществить обратимый цикл Карно между этим телом и холодильником, то получим максимальную работоспособность системы

$$L_2 = Q_1\eta_к = Q_1\left(1 - \frac{T_2}{T_1'}\right).$$

Уменьшение работоспособности системы ΔL вследствие протекания в ней необратимого процесса теплообмена составит

$$\Delta L = L_1 - L_2 = Q_1\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) - Q_1\left(1 - \frac{T_2}{T_1'}\right) = Q_1\left(\frac{1}{T_1'} - \frac{1}{T_1}\right)T_2. \tag{1.206}$$

Сопоставляя между собой выражения (1.205) и (1.206), можно написать:

$$\Delta L = T_2\,\Delta s_{\text{необр}}. \tag{1.207}$$

Это уравнение называется уравнением Ги – Стодолы. Таким образом, *уменьшение работоспособности изолированной термодинамической системы (вследствие протекания в ней необратимых процессов)*, т. е. *деградация энергии в этой системе, пропорционально увеличению в ней энтропии.* Другими словами, *энтропия является мерой деградации энергии в изолированных термодинамических системах.* Энергия системы, оставаясь неизменной количественно (в вышерассмотренном случае $Q_1 = \text{const}$), ухудшается качественно, переходя в теплоту низкого температурного потенциала.

Второй закон термодинамики по существу является статическим законом, характеризующим необратимость процессов, протекающих в конечных изолированных системах, и определяющим преобладающее направление макроскопических процессов, т. е. процессов, протекающих в системах с весьма большим числом молекул.

Этот закон неприменим к отдельным молекулам или к малому числу их. Нельзя сказать, что в этом случае он неверен, так как он вообще ничего не говорит по поводу поведения отдельной молекулы или малого числа их, ничего не утверждает по той причине, что к отдельной молекуле неприменимо понятие теплоты, ибо понятие это, равно как понятия температуры и энтропии, имеет смысл только по отношению к весьма большому количеству молекул. Это вытекает из феноменологического метода, который положен в основу термодинамики. Феноменологический метод заключается в том, что рабочее тело рассматривают не как дискретное физическое тело, состоящее из отдельных молекул, а как некоторый континуум, т. е. как сплошную среду, физические параметры которой непрерывны и изменяются на бесконечно малую величину при переходе от одной точки пространства к другой. Это дает возможность изучать совокупность действия молекул, проявляющуюся в том, что́ нами названо параметрами состояния рабочего тела. Так, совокупность импульсов всех молекул газа дает параметр давления; совокупность кинетических энергий молекул – внутреннюю энергию газа, совокупность объемов, занимаемых молекулами в их движении, – удельный объем газа. Статистический метод является лишь дополнением к феноменологическому методу и дает свои поправки в тех случаях, когда возможно судить о закономерности поведения отдельных молекул. Примером таких поправок является уравнение состояния реального газа.

Феноменологический метод применим только к системам, состоящим из большого числа молекул.

§ 1.6. МЕТОДЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ЭНЕРГОХИМИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМ (ЭХТС)

Простейшим методом термодинамического анализа ЭХТС является энергетический, основанный на первом законе термодинамики. Этот метод позволяет оценить потери энергии в ЭХТС и в ее отдельных элементах, а также выявить элементы ЭХТС, процессы в которых протекают с наибольшими потерями. Существенным недостатком этого метода является то, что в нем не учитывается ценность различных видов энергии, т. е. их практическая пригодность, что неверно с точки зрения второго закона термодинамики. Как было указано выше, в реально протекающих процессах происходят потери энергии на необратимость. Поэтому в настоящее время применяются два метода термодинамического анализа систем, учитывающих необратимость термодинамических процессов: *энтропийный* (метод циклов) и *эксергетический*. Оба метода были обоснованы в работах Р. К. Клаузиуса, Д. В. Гиббса и А. Стодолы. Существенный вклад в развитие и использование этих методов внесли советские ученые А. И. Андрющенко, В. М. Бродянский, Д. П. Гохштейн и др. Оба метода основаны на втором законе термодинамики и по существу решают одну и ту же задачу определения потерь работоспособности, потерь на необратимость реально протекающих процессов. Однако на базе эксергетического метода можно более тщательно провести термодинамический анализ ЭХТС и изыскать наиболее эффективные пути уменьшения затрат топливно-энергетических ресурсов при одновременном повышении технологических показателей.

Энтропийный метод. Энтропийный метод термодинамического анализа систем позволяет на базе первого и второго законов термодинамики найти связь между внешними энергетическими потоками (количеством теплоты и работы) и параметрами системы, а также между некоторыми внутренними параметрами. Посредством анализа теплового баланса системы, в которой совершаются термодинамические процессы, можно вычислить характеризующие их коэффициенты и сопоставить их с аналогичными коэффициентами идеальных термодинамических процессов. Это позволяет определить в данной системе суммарную потерю производимой и затрачиваемой работы вследствие необратимости процессов. Если для инженерного анализа системы этих данных недостаточно, то анализ циклов дополняется подсчетом возрастания энтропии в отдельных частях системы.

Для термодинамической оценки эффективности системы (данной установки) следует ответить на четыре вопроса, а именно: 1) насколько велик к. п. д. обратимого цикла установки, от каких факторов он зависит и что следует предпринять для его увеличения; 2) насколько велики потери от необратимости в реальной установке; 3) как распределяются эти потери по отдельным элементам установки; 4) на усовершенствование какой части установки следует обратить внимание с целью уменьшения степени необратимости, в частности увеличения к. п. д. цикла, по которому работает установка. В соответствии с этими задачами термодинамический анализ установки проводится в два этапа:

вначале анализируется обратимый цикл, а затем необратимый с учетом основных источников необратимости. В дальнейшем к. п. д. обратимого цикла

$$\eta_t = \frac{q_{\text{ц}}}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} \tag{1.208}$$

будем называть термическим к. п. д., а реального

$$\eta_i = \frac{l_{\text{ц}}^{\text{д}}}{q_1} - \tag{1.209}$$

внутренним, подчеркивая тем самым, что речь идет о к. п. д. собственно цикла, который характеризует степень совершенства процессов, совершаемых рабочим телом.

Известно, что степень совершенства данного обратимого цикла характеризуется сравнением его термического к. п. д. с термическим к. п. д. цикла Карно в том же интервале температур, т. е. относительным термическим к. п. д.

$$\eta_{0t} = \frac{\eta_t}{\eta_{\text{к}}}. \tag{1.210}$$

Для того чтобы оценить, насколько данный действительный (необратимый) цикл менее совершенен, чем теоретический (обратимый), вводят понятие относительного внутреннего к. п. д. цикла как отношение

$$\eta_{0i} = \frac{\eta_i}{\eta_t} = \frac{l_{\text{ц}}^{\text{д}}}{l_{\text{ц}}}. \tag{1.211}$$

Однако кроме необратимых потерь, учитываемых η_{0i} (т. е. потерь, имеющих место в процессах, совершаемых собственно рабочим телом в цикле), в реальных условиях работы установки имеются потери, обусловленные необратимостью тепловых, механических, химических и электрических процессов в отдельных узлах ее. Поэтому эффективность реальной установки в целом характеризуется так называемым *эффективным к. п. д.* η_e, который представляет собой отношение количества энергии (в форме теплоты или работы), отданной внешнему потребителю, к количеству энергии (в форме теплоты или работы), подведенной к установке. Эффективность системы может быть оценена также работоспособностью ее: подсчитав потерю работоспособности в каждом элементе, можно найти потерю работоспособности всей системы.

Обязательным элементом ее являются устройства, в которых за счет подвода работы извне осуществляются процессы сжатия (компрессоры, турбокомпрессоры, насосы и т. д.), и устройства, в которых производится работа путем расширения (паровые и газовые турбины, турбодетандеры и т. д.). Реальные процессы расширения и сжатия сопровождаются потерями на необратимость и поэтому внутренний относительный к. п. д. каждого j-го элемента системы находится следующим образом:

для расширительных устройств

$$\eta_{0i,j}^{p} = \frac{l_{p,j}^{\text{д}}}{l_{p,j}}, \tag{1.212}$$

где $l^{д}_{p,j}$ и $l_{p,j}$ – действительная и теоретическая работы расширения j-го элемента системы;

для сжимающих устройств

$$\eta^{c}_{0i,j} = \frac{l_{c,j}}{l^{д}_{c,j}}, \tag{1.213}$$

где $l_{c,j}$ и $l^{д}_{c,j}$ – теоретическая и действительная работы сжатия j-го элемента, которые совершаются за счет подвода энергии извне; здесь в действительном процессе сжатия приходится затрачивать энергию на сжатие ($l^{д}_{c,j}$) большую, чем в теоретическом процессе, на величину потерь на необратимость.

Таким образом, в установке обратимая работа цикла

$$l_{ц} = \sum_{j=1}^{j=n} l_{p,j} - \sum_{j=1}^{j=n} l_{c,j}, \tag{1.214}$$

а необратимая

$$l^{д}_{ц} = \sum_{j=1}^{j=n} l^{д}_{p,j} - \sum_{j=1}^{j=n} l^{д}_{c,j}, \tag{1.215}$$

или с учетом формул (1.212) и (1.213)

$$l^{д}_{ц} = \sum_{j=1}^{j=n} l_{p,j}\eta^{n}_{0i,j} - \sum_{j=1}^{j=n} (l_{c,j}/\eta^{c}_{0i,j}). \tag{1.216}$$

Тогда с учетом формулы (1.211) можно написать, что

$$\eta_{0i} = \frac{\sum_{j=1}^{j=n} l_{p,j}\eta^{p}_{0i,j} - \sum_{j=1}^{j=n} (l_{c,j}/\eta^{c}_{0i,j})}{\sum_{j=1}^{j=n} l_{p,j} - \sum_{j=1}^{j=n} l_{c,j}}. \tag{1.217}$$

Внутренний к. п. д. цикла η_i с учетом формул (1.208), (1.214) и (1.217):

$$\eta_i = \eta_{0i}\eta_t = \frac{\sum_{j=1}^{j=n} l_{p,j}\eta^{p}_{0i} - \sum_{j=1}^{j=n} (l_{c,j}/\eta^{c}_{0i,j})}{l_{ц}} \cdot \frac{l_{ц}}{q_1} = \frac{\sum_{j=1}^{j=n} l_{p,j}\eta^{p}_{0i,j} - \sum_{j=1}^{j=n} (l_{c,j}/\eta^{c}_{0i,j})}{q_1}. \tag{1.218}$$

Величина потерь в каждом элементе системы характеризуется еще величиной эффективного к. п. д. этого элемента $\eta_{e,j}$. Перемножив между собой все эффективные к. п. д. элементов системы на абсолютный внутренний к. п. д. цикла, получим эффективный абсолютный к. п. д. для всей системы

$$\eta_e = \eta_{0i}\eta_t \prod_{j=1}^{j=n} \eta_{e,j}, \tag{1.219}$$

где $\prod_{j=1}^{j=n} \eta_{e,j}$ – произведение величин эффективных к. п. д., характеризующих необратимые потери во всех n элементах системы.

К. п. д. η_e показывает, какая доля выделенной в системе теплоты превращена в полезную работу, отданную внешнему потребителю;

$$l_{\text{пол}} = \eta_e q_1. \tag{1.220}$$

Очевидно,

$$\Delta q = (1 - \eta_e) q_1 \tag{1.221}$$

представляет собой долю теплоты q_1, не превращенную в работу, и включает в себя как теплоту q_2, передаваемую холодному источнику, так и потери теплоты $\Delta q_{\text{п}}$, обусловленные необратимостью процессов в отдельных элементах установки вследствие трения и конечной разности температур, потерями в окружающую среду и т. д.

Очевидно,

$$\Delta q_{\text{п}} = l_{\text{ц}} - l_{\text{пол}}, \tag{1.222}$$

где $l_{\text{ц}}$ – работа, производимая в обратном цикле.

С учетом формул (1.208) и (1.220) можно написать, что

$$\Delta q_{\text{п}} = \eta_t q_1 - \eta_e q_1 = (\eta_t - \eta_e) q_1, \tag{1.223}$$

а так как максимальная обратимая работа цикла может быть получена только в обратимом цикле Карно, то, следовательно, максимальная потеря работоспособности $\Delta l_{\text{ц}}$ в системе, равная максимальному значению $\Delta q_{\text{п}}$, будет

$$\Delta l_{\text{ц}} = q_1 (\eta_k - \eta_e). \tag{1.224}$$

В отличие от энергетических установок в ЭХТС наряду с машинами имеется очень много технологических аппаратов, в которых, как известно, никакой работы не производится. Однако в этих аппаратах имеются большие потери на необратимость: конечная разность температур, протекание химической реакции и т. д. В рассматриваемом методе термодинамического анализа они учитываются при определении эффективного к. п. д. η_e анализируемой установки. Однако определение этих потерь связано с большими трудностями и поэтому при термодинамическом анализе ЭХТС методом циклов очень важно оценить эффективность работы всех ее элементов – и машин и технологических аппаратов, подсчитав для каждого из них потерю на необратимость по формуле (1.207).

В соответствии с формулой (1.207) потеря работоспособности ЭХТС

$$\Delta I_{\text{пот}}^{\text{ЭХТС}} = T_0 \Delta S^{\text{ЭХТС}}.$$

Изменение энтропии системы равно сумме изменений энтропий отдельных ее элементов, т. е.

$$\Delta S^{\text{ЭХТС}} = \sum_{i=1}^{i=n} \Delta S_i.$$

Умножая на температуру окружающей среды T_0, получим

$$\Delta l^{\text{ЭХТС}} = T_0 \Delta s^{\text{ЭХТС}} = \sum_{i=1}^{i=n} T_0 \Delta s_i = \sum_{i=1}^{i=n} \Delta l_i, \qquad (1.225)$$

т. е. *величина потери работоспособности всей системы в целом равна сумме потерь работоспособности в отдельных ее элементах.* Найденные значения Δl_i покажут, в каких элементах ЭХТС необратимые процессы вносят основной вклад в величину $\Delta l^{\text{ЭХТС}}$ и, следовательно, какие процессы в этих элементах системы должны быть в первую очередь усовершенствованы.

Эксергетический метод. Эксергетический метод термодинамического анализа ЭХТС основан на широком использовании эксергии. В самом общем смысле *эксергия вещества есть максимальная работа, которую оно может совершить в обратимом процессе с окружающей средой в качестве источника даровой теплоты, если в конце этого процесса все участвующие в нем виды материи переходят в состояние термодинамического равновесия со всеми компонентами окружающей среды.*

Эксергетический метод является универсальным способом термодинамического исследования различных процессов преобразования энергии в ЭХТС. Все реально протекающие процессы – необратимые, и в каждом случае необратимость является причиной снижения совершенства процесса. Это происходит не из-за потери энергии, а из-за *понижения ее качества*, так как в необратимых процессах энергия не исчезает, а обесценивается. Так, например, дросселирование рабочего тела не изменяет его энергии ($h_1 = h_2$), а снижает ее пригодность к совершению работы или использованию в теплообменниках. Таким образом, каждое необратимое явление – это *причина безвозвратной потери энергии.* Универсальность эксергетического метода термодинамического исследования ЭХТС следует рассматривать в том смысле, что характер процессов анализируемой системы (например, круговой или разомкнутый) не имеет принципиального значения: подход к решению задачи и метод ее решения не изменяются. В эксергетическом методе термодинамического анализа ЭХТС каждый ее элемент рассматривается как самостоятельная термодинамическая система. Эффективность работы каждого элемента ЭХТС оценивается путем сравнения эксергии на входе в этот элемент с потерей в нем работоспособности, т. е. с потерей эксергии в результате необратимых процессов, протекающих в этом элементе, и обусловленных как внутренней (потери на компенсацию в рабочем теле градиентов $\Delta p/p$, $\Delta\rho/\rho$ и $\Delta T/T$ и трение о стенки канала), так и внешней (потери на конечную разность температур при теплообмене) необратимостью. Таким образом, при определении потерь эксергии в каждом элементе исследуемой ЭХТС выявляются и количественно оцениваются причины несовершенства протекающих в них процессов, что дает информацию о возможности повышения совершенства во всех элементах и позволяет создать наиболее совершенную ЭХТС. Это является основной целью эксергетического метода анализа ЭХТС.

Виды эксергии. Эксергия делится на два основных вида, а именно: эксергия видов энергии, не характеризуемых энтропией, для которых она равна самой энергии $e = Э$ (механическая, электрическая и др.), и эксергия видов энергии, характеризуемых энтропией $e \gtrless Э$ (внутренняя энергия, энергия излучения, термомеханическая, нулевая). Эксергия последних видов энергии подразделяется на эксергию вещества в замкнутом объеме, эксергию потока вещества и эксергию потока энергии. Эксергия вещества в замкнутом объеме состоит из термомеханической (физической), нулевой (химической – в реакторах периодического действия) и излучения. Эксергия потока вещества состоит из термомеханической и нулевой. Эксергия потока энергии состоит из эксергии теплового потока и эксергии излучения.

Эксергия вещества в замкнутом объеме e_v рассматривается в закрытых системах. Определим термомеханическую эксергию вещества в замкнутом объеме, т. е. максимальную работу, которую может совершить вещество с начальными параметрами p, v, T, u, h, s при обратимом переходе в равновесие с окружающей средой, когда его параметры будут иметь значения p_0, v_0, T_0, u_0, h_0, s_0. Для того чтобы вещество перешло в равновесие с окружающей средой, необходимо изменить его внутреннюю энергию за счет подвода (или отвода) к нему теплоты либо за счет совершения им работы, поскольку в соответствии с первым законом термодинамики $\mathrm{d}u = \delta q - \delta l$.

В обратимом процессе подвод теплоты к веществу либо отвод от него теплоты в окружающую среду происходит при постоянной температуре, равной температуре окружающей среды T_0, т. е. $\delta q = T_0\,\mathrm{d}s$. Тогда эксергия вещества в замкнутом объеме $\mathrm{d}e_v$ будет равна работе δl за вычетом работы, затрачиваемой веществом на преодоление им давления окружающей среды $p_0\,\mathrm{d}v$, т. е.

$$\mathrm{d}e_v = \delta l - p_0\,\mathrm{d}v = \delta q - \mathrm{d}u - p_0\,\mathrm{d}v = T_0\,\mathrm{d}s - \mathrm{d}u - p_0\,\mathrm{d}v, \qquad (1.226)$$

или после интегрирования

$$e_v = T_0(s_0 - s) - (u_0 - u) - p_0(v_0 - v) = (u - u_0) - T_0(s - s_0) + p_0(v - v_0). \qquad (1.227)$$

Так как для данной среды, окружающей вещество, p_0, v_0, T_0, u_0 и s_0 есть величины постоянные, то уравнение (1.227) можно представить в следующем виде:

$$e_v = u - T_0 s + p_0 v + c, \qquad (1.228)$$

где $c = -u_0 + T_0 s_0 - p_0 v_0 = \mathrm{const}$, и следовательно, e_v является параметром состояния вещества и среды – эксергетической функцией.

Для определения термомеханической эксергии потока вещества требуется найти максимальную работу его при обратимом переходе от данного состояния, характеризующегося параметрами p, v, T, u, h и s, к равновесному состоянию со средой, т. е. с параметрами p_0, v_0, T_0, u_0, h_0 и s_0. Очевидно, эксергия потока вещества e отличается от эксергии вещества в замкнутом объеме e_v на величину работы, связанной с перемещением потока. Для

конечного изменения состояния эта работа будет равна работе pv за вычетом работы p_0v, затрачиваемой на преодоление давления среды,

$$pv - p_0v = v(p - p_0).$$

Следовательно, эксергия потока вещества

$$e = e_v + v(p - p_0). \tag{1.229}$$

Подставляя в уравнение (1.229) значение e_v из уравнения (1.228), получим

$$e = (u + pv) - T_0s - u_0 + T_0s_0 + p_0v - p_0v_0 - p_0v.$$

Учитывая, что $u + pv = h$, а $-u_0 + T_0s_0 - p_0v_0 = c$ есть величина постоянная, окончательно получим

$$e = h - T_0s + c. \tag{1.230}$$

Функция e, равно как и e_v, является эксергетической функцией, так как ее величина однозначно определяется параметрами вещества и среды.

Обычно в расчетах определяют разность величин Δe_v и Δe в двух состояниях системы. В этом случае Δe_v и Δe будут соответственно равны

$$\Delta e_v = \Delta u - T_0\,\Delta s + p_0\,\Delta v; \tag{1.231}$$

$$\Delta e = \Delta h - T_0\,\Delta s. \tag{1.232}$$

Следует иметь в виду, что эксергия вещества в замкнутом объеме определяется взаимодействием его с окружающей средой только по температуре и давлению; состав окружающей среды значения не имеет.

Нулевая (химическая) эксергия e_0 *связана с установлением равенства химических потенциалов между соответствующими компонентами вещества и окружающей среды и измеряется количеством работы, которая может быть получена в обратимом процессе установления равновесия компонентов вещества с соответствующими компонентами окружающей среды при* p_0 *и* T_0. Следует помнить, что процессы взаимодействия вещества с окружающей средой, связанные с обменом массы, не всегда сопровождаются химическими реакциями; примером этого являются процессы разделения, смешения и растворения. В химических реакторах нулевая эксергия является основной. Для определения e_0 необходимо знать состав окружающей среды. Однако состав окружающей среды весьма неоднороден, и поэтому расчет абсолютных значений e_0 с такой же точностью, как расчет e и e_v, принципиально невозможен. Обычно для практических целей вводят упрощающие допущения в расчете e_0, однако при условии соответствия требований эксергетического анализа и строгого термодинамического обоснования.

Вычислим нулевую эксергию при химических превращениях. Пусть в химическом реакторе протекает реакция

$$\nu_1A_1 + \nu_2A_2 + \ldots \rightleftarrows \nu_1'A_1' + \nu_2'A_2' + \ldots, \tag{1.233}$$

где ν_1, ν_2,... и ν'_1, ν'_2... – стехиометрические коэффициенты соответственно исходных A_1, A_2,... и получающихся A'_1, A'_2,... веществ.

В инженерной практике расчет нулевой эксергии при химических превращениях, протекающих в химических реакторах, ведется на основании формулы эксергии потока вещества e (1.230).

Если реакция протекает при температуре $T = 298$ К, то эксергия E_{xp} (кДж/моль) определится по формуле

$$E_{xp} = \Delta Z^0_{298} - \sum_j E_{0,j}, \tag{1.234}$$

где $\Delta Z^0_{298} = \sum_i \nu_i (\Delta Z^0_{298})_i - \sum_i \nu'_i (\Delta Z^0_{298})'_i = \sum_i \nu_i (\Delta H^0_{298})_i - \sum_i \nu'_i (\Delta H^0_{298})'_i$ –

$- T_0 [\sum_i \nu_i (s^0_{298})_i - \sum_i \nu'_i (s^0_{298})'_i]$; ΔZ^0_{298} – стандартный изобарно-изотермический потенциал при $T = 298$ К, кДж/моль; $(\Delta H^0_{298})'$ и (ΔH^0_{298}) – стандартные значения энтальпий (теплоты образования) конечной и начальной составляющих реакций соответственно, кДж/моль; $(s^0_{298})'$ и (s^0_{298}) – стандартные абсолютные значения энтропии конечной и начальной составляющих реакции соответственно, кДж/(моль·К); $\sum_j E_{0,j}$ – сумма значений нулевых эксергий дополнительных веществ, участвующих в реакции [левая часть уравнения (1.233)], взятых при p_0 и T_0 (например, в реакции получения $CaCO_3$ по уравнению $Ca + 0{,}5O_2 + CO_2 = CaCO_3$ дополнительными веществами являются O_2 и CO_2).

Методику определения нулевых эксергий дополнительных веществ и таблицы их значений для элементов наиболее распространенных неорганических соединений можно найти в монографии «Эксергия» Я. Шаргута, Р. Петела (М., 1968).

Если реакция протекает при температурах выше 298 К, то с достаточной для инженерных расчетов точностью нулевую эксергию химического превращения в реакторах можно подсчитать по формуле

$$E_{\text{хр}} = \Delta Z^0_{\text{т}} - \sum_j E_{0,j}, \tag{1.235}$$

где

$$\Delta Z^0_{\text{т}} = \Delta Z^0_{298} + T\Delta\mu c_{p,298}\left(2{,}3 \lg \frac{T}{298} - 1 + \frac{298}{T}\right);$$

$$\Delta\mu c_{p,298} = \sum_i \nu_i (\mu c_{p,298})_i - \sum_i \nu'_i (\mu c_{p,298})'_i;$$

$(\mu c_{p,298})_i$ и $(\mu c_{p,298})'_i$ – мольные изобарные теплоемкости при температуре 298 К начальной и конечной составляющих реакции соответственно, кДж/(моль·К).

При вычислении $\Delta Z^0_{\text{т}}$ надо брать абсолютное значение величины $\Delta\mu c_{p,298}$.

Если дополнительные вещества в окружающей среде находятся не

в виде соединения с другими веществами, а в свободном состоянии (как, например, газы атмосферного воздуха), то нулевая эксергия j-го компонента вещества $E_{0,j}$ определяется минимальной работой, необходимой для получения его в чистом виде при параметрах среды p_0 и T_0. В этом случае в соответствии с формулой (1.230)

$$E_{0,j} = \Delta H_0 + T_0 (s_0 - s) = T_0 (s_0 - s) = R\mu_j T_0 \ln (p_0/p_j), \qquad (1.236)$$

где $\Delta H_0 = 0$ при $T_0 = \text{const}$ для любого компонента воздуха, рассматриваемого как идеальная газовая смесь компонентов; так как парциальное давление j-го компонента этой смеси $p_j = r_j p_0 = N_j p_0$, где r_j и N_j — объемные и мольные доли компонентов в смеси, то окончательно:

$$E_{0,j} = R\mu_j T_0 \ln (1/N_j). \qquad (1.237)$$

В этом случае, например, эксергия потока воздуха ($\Delta h_0 = 0$):

$$e = h - T_0 s + c + e_0 = c_{pm}(T - T_0) -$$
$$- T_0 [c_{pm} \ln (T/T_0) - R \ln (p/p_0)] + \sum R_i T_0 \ln (1/r_i) =$$
$$= c_{pm}(T - T_0) - T_0 [c_{pm} \ln (T/T_0) - R \ln (p/p_0) - \sum R_i \ln (1/r_i)],$$

где изменение энтропии Δs написано в соответствии с формулой (1.83), а r_i — объемная доля компонента в воздухе.

Эксергия e_q теплового потока q рассчитывается по уравнению

$$e_q = \sum_{i=1}^{i=n} \delta q_i \frac{T_i - T_0}{T_i} = \sum_{i=1}^{i=n} \delta q \tau e_i, \qquad (1.238)$$

где $\tau_e = 1 - (T_0/T)$ называется *эксергетической температурной функцией*.

В частном случае при $T = \text{idem}$ и $\tau_e = 1 - (T_0/T) = \text{idem}$ формула (1.238) представится в виде

$$e_q = q\tau_e. \qquad (1.239)$$

Функция τ_e имеет универсальное значение: она пригодна для оценки максимальной работоспособности в круговых и разомкнутых термодинамических процессах.

Можно доказать, что частная производная термомеханической эксергии потока по энтальпии при постоянном давлении равна τ_e, т. е.

$$\left(\frac{\partial e}{\partial h}\right)_p = \tau_e. \qquad (1.240)$$

Так как $(\partial h)_p = \delta q_p$ или $(\Delta h)_p = q_p$, то из уравнений (1.238) и (1.239) следует, что

$$(\Delta e)_p = (\Delta h)_p \tau_e = q_p \tau_e = (e_q)_p, \qquad (1.241)$$

т. е. *изменение эксергии потока рабочего тела в изобарном процессе равно эксергии e_q связанного с этим процессом теплового потока.* Следовательно, во всех процессах теплообмена, протекающих при постоянном давлении, эксергию теплового потока можно вычислять

по разности эксергий потока вещества Δe. Это значительно упрощает расчеты, когда точный расчет непосредственно e_q является трудоемким, как, например, при переменной температуре.

Эксергия излучения e_ε определяется максимальной работой, которая может быть совершена в обратимом процессе приведения этого излучения в состояние равновесия с окружающей средой (при T_0). Ее вычисляют по уравнению

$$e_\varepsilon = \varepsilon C_0 \left\{ \left(\frac{T}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_0}{100}\right)^4 - \frac{4}{3} T_0 \left[\left(\frac{T}{100}\right)^3 - \left(\frac{T_0}{100}\right)^3 \right] \right\}, \quad (1.242)$$

где ε – степень черноты поверхности; C_0 – коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела.

Эксергетические диаграммы состояния. Эксергетические диаграммы широко применяются при термодинамическом анализе энерготехнологических систем: из них непосредственно определяются величины e, e_q и их составляющие для различных веществ и их смесей, значения τ_e при заданных значениях T и T_0, а также наглядно и просто проводятся решения соответствующих задач. Среди известных эксергетических диаграмм наибольшее распространение получили следующие: hs- и Ts-диаграммы с линиями $e = \text{idem}$ и eh-диаграмма. Обозначим через $T^*_н$ – нормальную температуру кипения.

На рис. 1.48 изображены hs-диаграммы с нанесенными на них линиями $e = \text{idem}$: *а* – при $T_0 > T^*_н$; *б* – при $T_0 = T^*_н$. Точка начала отсчета (нулевое состояние) определяется только параметром T_0 и в некоторых случаях p_0. Как видно из этой диаграммы, эксергия вещества для данного термодинамического состояния определяется посредством равномерной сетки прямых $e = \text{idem}$. Выше линии $e = 0$ расположена область положительных значений эксергии ($e > 0$), ниже – отрицательных ($e < 0$).

На рис. 1.49 представлена Ts-диаграмма воздуха с нанесенными на ней линиями $e = \text{idem}$, которые, в отличие от предыдущей диаграм-

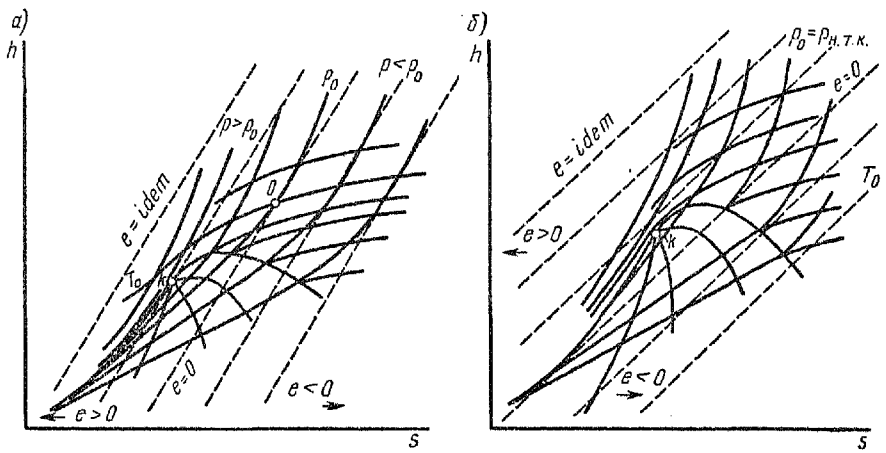


Рис. 1.48. hs-диаграмма паров с нанесенными на ней линиями $e = \text{idem}$

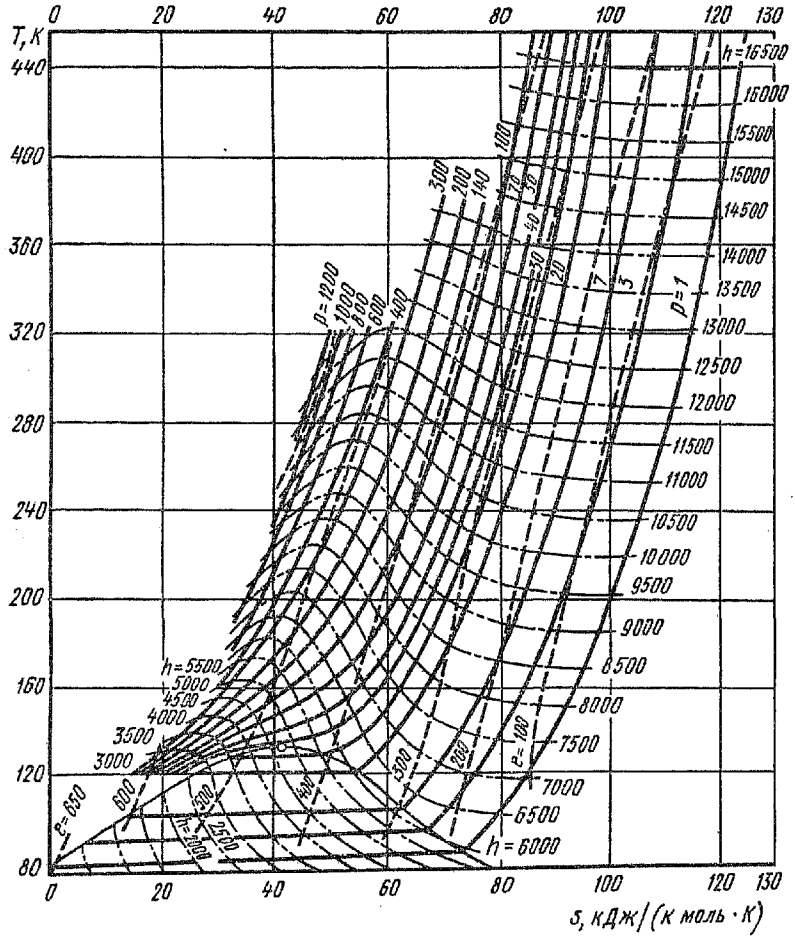


Рис. 1.49. Ts-диаграмма воздуха с нанесенными на ней линиями e = idem

мы, являются неэквидистантными линиями (за исключением области влажного пара).

На рис. 1.50 изображена eh-диаграмма при $T_0 > T_н^*$. Нулевая точка определяется пересечением изобары p_0 с изотермой T_0, находящейся в области перегретого пара или газа. Если в любой точке пересечения изотермы с изобарой провести касательную к последней, то тангенс угла наклона α ее будет численно равен эксергетической температурной функции τ_e, поскольку в соответствии с формулой (1.240)

$$\tau_e = \left(\frac{\partial e}{\partial h}\right)_p = \operatorname{tg}\alpha_p;$$

при этом возможны три случая: если $T > T_0$, то $\operatorname{tg}\alpha_p > 0$ и,

следовательно, $\tau_e > 0$; если $T < T_0$, то $\operatorname{tg}\alpha_p < 0$ и $\tau_e < 0$, если $T = T_0$, то $\operatorname{tg}\alpha_p = 0$ и $\tau_e = 0$.

С помощью *eh*-диаграммы можно найти работу и другие характеристики разомкнутых процессов и циклов.

Эксергетические балансы и эксергетические к. п. д. ЭХТС и ее отдельных элементов. При исследовании ЭХТС в первую очередь составляются материальный и тепловой балансы, а затем уже эксергетический.

Тепловой баланс не отражает степень приближения ЭХТС к идеальной, ее термодинамическое совершенство. В отличие от теплового баланса эксергетический баланс учитывает потери от необратимости в ЭХТС и тем самым отражает степень приближения системы к идеальной, для которой эксергетический к. п. д. равен единице.

Перед составлением балансов необходимо выделить систему, подлежащую исследованию, для чего мысленно отделяют ее от других объектов контрольной поверхностью, а эксергии всех проходящих через нее потоков вещества и энергии включаются в эксергетический баланс.

Для m кг вещества в единицу времени или за определенный период эксергетический баланс ЭХТС имеет следующий вид:

$$\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + \sum_{i=1}^{i=n} L_i + \sum D_i, \qquad (1.243)$$

или

$$\sum_{i=1}^{i=n} D_i = \sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} - \left(\sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + \sum_{i=1}^{i=n} L_i \right), \qquad (1.244)$$

где $\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i}$ и $\sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i}$ – сумма входящих в ЭХТС эксергий и выходящих из нее соответственно, сюда входят все виды эксергии, рассмотренные

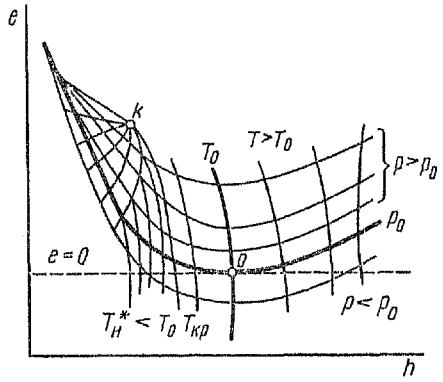


Рис. 1.50. *eh*-диаграмма

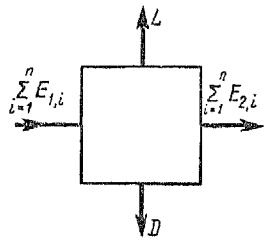


Рис. 1.51. К определению эксергетического баланса машины

выше; $\sum_{i=1}^{i=n} L_i$ – сумма работ, совершаемых в ЭХТС; $\sum_{i=1}^{i=n} D_i$ – сумма эксергетических потерь ЭХТС.

В открытых системах эксергия $E_v = 0$. В закрытых системах, где отсутствует обмен веществом через границы системы, равны нулю эксергии потока вещества и нулевая эксергия. Однако в химических реакторах периодического действия нулевая эксергия при химических превращениях является основной.

На основании эксергетического баланса определяются относительные или абсолютные характеристики ЭХТС и ее отдельных частей.

Рассмотрим эксергетические балансы отдельных элементов ЭХТС. Любая ЭХТС в общем случае состоит из машин и всевозможных аппаратов.

Эксергетический баланс любой машины составляется на основании схемы, изображенной на рис. 1.51:

для m кг вещества

$$\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + L + D; \tag{1.245}$$

при $D = 0$

$$L = \sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} - \sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i}, \tag{1.246}$$

т. е. при обратимом процессе в машине работа, совершаемая ею или затраченная на ее действие, равна изменению эксергии на входе и выходе из нее.

Для 1 кг вещества эксергетический баланс машины напишется аналогичным образом

$$\sum_{i=1}^{i=n} e_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} e_{2,i} + l + d. \tag{1.247}$$

Для любого аппарата ЭХТС эксергетический баланс запишется в виде

для m кг вещества

$$\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + D; \tag{1.248}$$

для 1 кг

$$\sum_{i=1}^{i=n} e_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} e_{2,i} + d. \tag{1.249}$$

При $D = 0$ $\sum_{i=1}^{i=n} E_{1,i} = \sum_{i=1}^{i=n} E_{2,i}$, т. е. при обратимом процессе в аппарате эксергия вещества, находящегося в нем, не изменяется.

Очевидно, совершенство ЭХТС и ее элементов тем выше, чем меньше потери эксергии, и поэтому степень совершенства ЭХТС и ее элементов обычно характеризуют так называемым эксергетическим к. п. д., который определяется из эксергетического баланса, а именно:

для ЭХТС

$$\eta_{ex} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + \sum\limits_{i=1}^{i=n} L_i}{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{1,i}} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{1,i} - \sum\limits_{i=1}^{i=n} D_i}{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{1,i}}; \qquad (1.250)$$

для машин

$$\eta_{ex} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{2,i} + L}{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{1,}} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{1,i} - D}{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{1,i}}; \qquad (1.251)$$

для аппаратов

$$\eta_{ex} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{2,i}}{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{1,i}} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{1,i} - D}{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{1,i}}. \qquad (1.252)$$

Очевидно, для ЭХТС и ее элементов при отсутствии потерь на необратимость (потерь эксергии), т. е. при $\sum\limits_{i=1}^{i=n} D_i = 0$, эксергетический к. п. д. будет равен 1.

§ 1.7. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КОМПРЕССОРА

Компрессором называется машина, предназначенная для сжатия газа или пара и транспорта его к потребителю. По принципу сжатия рабочего тела в компрессоре эти машины классифицируются на две основные группы: первая – поршневые, винтовые и ротационные, вторая – лопаточные. В первой группе машин сжатие рабочего тела осуществляется путем уменьшения его объема, во второй – путем движения потока по каналам переменного сечения.

Задачей термодинамического анализа компрессора является определение работы, затрачиваемой на сжатие рабочего тела при заданных начальных и конечных параметрах. Так как термодинамические процессы, протекающие в поршневых и ротационных компрессорах, идентичны, то ограничимся рассмотрением работы поршневого компрессора.

На рис. 1.52 изображены принципиальная схема одноступенчатого поршневого компрессора и так называемая теоретическая индикаторная диаграмма, которая показывает зависимость давления рабочего тела в цилиндре от хода поршня в течение одного оборота вала или, что то же, от переменного объема рабочего тела в цилиндре. При движении поршня из крайнего левого положения в правое в цилиндре машины через всасывающий клапан *а* поступает газ, который при последующем движении поршня справа налево (при закрытых клапанах *а* и *б*) сжимается от давления p_1 до p_2. При достижении газом давления p_2 откроется выпускной клапан *б* и тогда при дальнейшем движении поршня справа налево будет происходить процесс выталкивания газа из цилиндра компрессора в нагнетательный трубопровод. Когда поршень придет в крайнее левое положение, откроется впускной клапан и процесс начнется снова. Как следует из описанных процессов, протекающих в цилиндре компрессора, только в процессе сжатия газа (процесс $1-2$ на индикаторной диаграмме) масса его остается постоянной; при всасывании газа в цилиндр компрессора (процесс $k-1$) объем возрастает от нуля до V_1, а в процессе выталкивания (процесс 2-n) уменьшается от V_2 до нуля. Этим принципиально отличается индикаторная диаграмма от *pv*-диаграммы.

Теперь определим работу $L_к$, которая теоретически затрачивается в компрессоре за один оборот вала, т. е. за один цикл. Очевидно, она равна сумме работ всасывания газа в цилиндр $L_{0,1}$, сжатия его в цилиндре $L_{1,2}$ и выталкивания газа из цилиндра $L_{2,n}$, т. е.

$$L_к = L_{0,1} + L_{1,2} + L_{2,n} = -L_{тех},$$

где $L_{тех}$ – техническая работа компрессора;

$$L_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} p\,dV < 0,$$

так как $V_1 > V_2$; на индикаторной диаграмме работа $L_{1,2}$ изобразится площадью под кривой процесса $1-2$;

$$L_{0,1} = \int_0^{V_1} p_1\,dV = p_1V_1 > 0,$$

поскольку теоретически в процессе всасывания давление постоянно; на индикаторной диаграмме работа $L_{0,1}$ изобразится площадью под прямой $k-1$;

$$L_{2,n} = \int_{V_2}^{0} p_2\,dV = -p_2V_2 < 0,$$

по той же причине на индикаторной диаграмме работа $L_{2,n}$ изобразится площадью под прямой процесса $2-n$.

На индикаторной диаграмме техническая работа компрессора изобразится площадью

$$L_{тех} = -\text{пл. } k1m0k + \text{пл. } 12cm1 + \text{пл. } 2n0c2 = +\text{пл. } k12nk.$$

Если сжимается в компрессоре идеальный газ, то работа сжатия газа в политропном процессе:

$$L_{1,2} = \frac{1}{n-1}(p_2V_2 - p_1V_1),$$

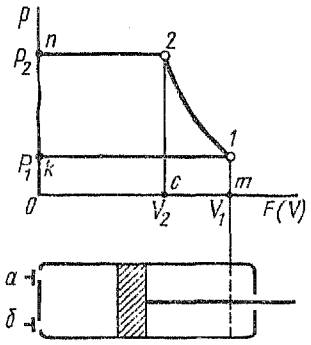


Рис. 1.52. Принципиальная схема одноступенчатого поршневого компрессора и теоретическая индикаторная диаграмма

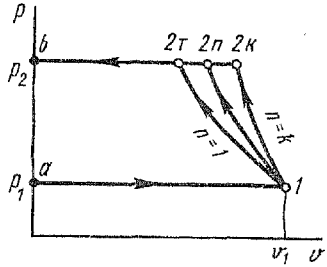


Рис. 1.53. Сравнение работы адиабатного, политропного и изотермического сжатия в компрессоре

и, следовательно, техническая работа компрессора

$$L_{\text{тех}} = -p_1V_1 + p_2V_2 + \frac{1}{n-1}(p_2V_2 - p_1V_1) = \frac{n}{n-1}(p_2V_2 - p_1V_1) = nL_{1,2}, \tag{1.253}$$

иначе, равна работе политропного сжатия газа в цилиндре компрессора, умноженной на показатель политропы n.

Если обозначить массу газа, сжимаемого в компрессоре за один оборот вала, m, то с учетом того, что $V = mv$, а величина m в процессе сжатия остается постоянной, техническая работа компрессора при сжатии в нем 1 кг газа будет равна:

$$l_{\text{тех}} = nl_{1,2}, \tag{1.254}$$

и, следовательно, в pv-диаграмме может быть представлена площадью, ограниченной кривой процесса сжатия $1-2$, начальной и конечной абсциссами и осью ординат (рис. 1.53). Так как обычно процесс сжатия газа в цилиндре компрессора протекает настолько быстро, что теплообмен его через стенку цилиндра исчезающе мал, то этот процесс можно рассматривать как адиабатный ($n = k$). Если предположить, что компрессор имеет водяную рубашку, обеспечивающую изотермическое сжатие газа в цилиндре ($n = 1$), то, как видно из рис. 1.53, минимальная техническая работа компрессора будет при изотермическом сжатии. Именно с целью приближения процесса сжатия газа в компрессоре к изотермическому цилиндр его охлаждается водой (цилиндр компрессора выполняют с водяной рубашкой). Так как фактически скорость теплообмена конечна, а процесс сжатия газа в компрессоре протекает быстро, то реальный процесс сжатия газа представляет политропу, расположенную между адиабатой и изотермой (кривая $1-2n$ на рис. 1.53). Таким образом, техническая работа компрессора при сжатии в нем идеального газа

$$l_{\text{тех}} = nl_{1,2} = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[-1 + \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (1.255)$$

Количество теплоты, отводимое от 1 кг идеального газа в процессе его сжатия в цилиндре компрессора, рассчитывается по формуле

$$q = c_n (T_2 - T_1) = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (1.256)$$

С учетом необратимости процесса сжатия в цилиндре компрессора действительная техническая работа компрессора будет больше теоретической на величину работы против сил трения и составит

$$l^{\text{д}}_{\max} = l_{\text{тех}} + l_{\text{тр}}. \quad (1.257)$$

В соответствии с этим и действительное количество теплоты, отводимое от 1 кг идеального газа в процессе его сжатия в цилиндре компрессора, должно быть больше на величину, эквивалентную работе трения, т. е.

$$q^{\text{д}} = q + l_{\text{тр}} = q + q_{\text{тр}}. \quad (1.258)$$

При сжатии реальных газов типа воздуха при $p_2 \leqslant 10^6$ Па с достаточной для инженерных расчетов точностью расчет $l_{\text{тех}}$ и q можно проводить с использованием формул (1.253), (1.258).

До сих пор мы рассматривали идеальную индикаторную диаграмму поршневого компрессора. На рис. 1.54 представлена действительная индикаторная диаграмма сжатия реального газа. Как видно из этого рисунка, производительность реального компрессора за один оборот вала вследствие наличия в цилиндре вредного объема V_0 будет равна не V_1 и даже не $V_{\text{пол}} = V_1 - V_0$ – полезному объему цилиндра, а $V_{\text{д}} = V_1 - V_4$ – действительному объему газа, поступающего в цилиндр, так как оставшийся во вредном пространстве газ давлением p_2 при открывании всасывающего клапана будет расширяться до p_1 по некоторой политропе n_0, в результате чего в цилиндре перед всасыванием следующей порции газа еще останется газ объемом V_4. Отношение вредного объема V_0 к полезному объему цилиндра $V_{\text{пол}}$ называют коэффициентом вредного пространства и обозначают ε_0. Эта величина зависит от конструкции поршневого компрессора и колеблется в пределах 0,05...0,1.

Отношение действительного объема газа $V_{\text{д}}$, засасываемого в цилиндр за один оборот вала, к полезному объему цилиндра $V_{\text{пол}}$ называют коэффициентом объемного наполнения цилиндра и обозначают λ. Его значение можно найти следующим образом. Обозначим $V_4/V_{\text{пол}} = x$. Тогда можно написать, что

$$x = \frac{V_4}{V_{\text{пол}}} = \frac{V_{\text{пол}} + V_0 - V_{\text{д}}}{V_{\text{пол}}} = 1 + \varepsilon_0 - \lambda, \quad (1.259)$$

откуда

$$\lambda = 1 + \varepsilon_0 - x.$$

Найдем значение x. Для политропы n_0 имеем $V_4/V_3 =$

$= (p_2/p_1)^{\frac{1}{n_0}}$, но $V_3 = V_0$ и, следовательно, $V_4 = V_0 (p_2/p_1)^{\frac{1}{n_0}}$. Подставляя это выражение в искомую величину $x = V_4/V_{\text{пол}}$, получим

$$x = \frac{V_0}{V_{\text{пол}}} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n_0}} = \varepsilon_0 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n_0}}. \qquad (1.260)$$

Подставляя в формулу (1.259) выражение x из формулы (1.260), получим

$$\lambda = 1 + \varepsilon_0 - \varepsilon_0 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n_0}} = 1 - \varepsilon_0 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n_0}} - 1 \right]. \qquad (1.261)$$

На рис. 1.55 в координатах p, v представлен процесс сжатия газа в цилиндре компрессора при различных конечных давлениях. Видно, что с увеличением конечного давления производительность компрессора уменьшается и при давлении, соответствующем точке $б$, становится равной нулю. С другой стороны, процесс сжатия газа в цилиндре компрессора протекает при политропе $1 < n < k$, т. е. с выделением теплоты и, следовательно, с повышением конечного давления увеличивается температура газа в конце сжатия; она может достигнуть величины, равной и даже бóльшей температуры вспышки минерального масла, которое в качестве смазочного материала всегда находится в цилиндре. При сжатии воздуха это приведет к воспламенению и даже к взрывному горению масла в цилиндре со всеми вытекающими из этого нежелательными последствиями. Поэтому в цилиндре компрессора не допускается температура в конце сжатия газа выше, чем $(t_{\text{всп}} - 50°)$. Эти две причины ограничивают значение конечного давления газа в конце сжатия. Обычно в одноступенчатом (одноцилиндровом) компрессоре степень сжатия $\varepsilon = p_2/p_1 = 6 \ldots 8$. Если

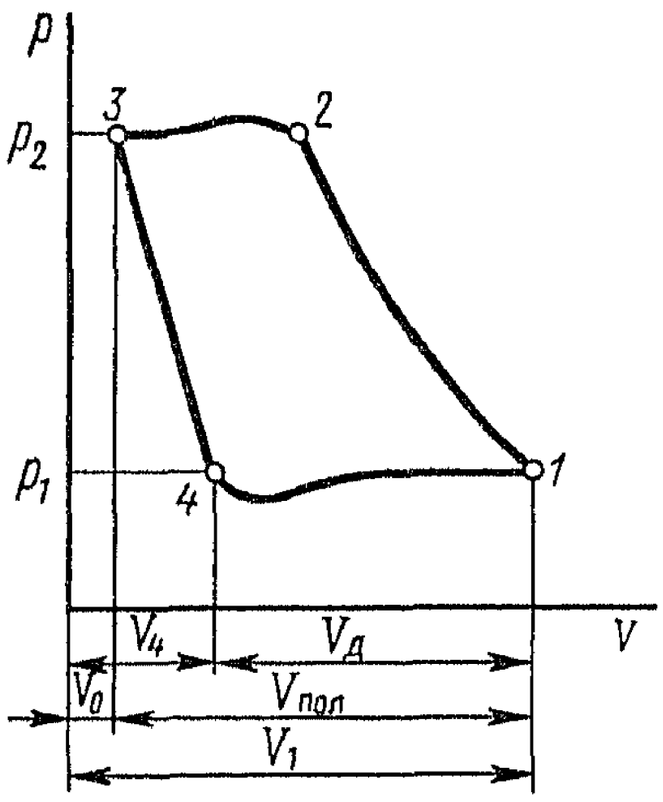


Рис. 1.54. Действительная индикаторная диаграмма сжатия газа в компрессоре

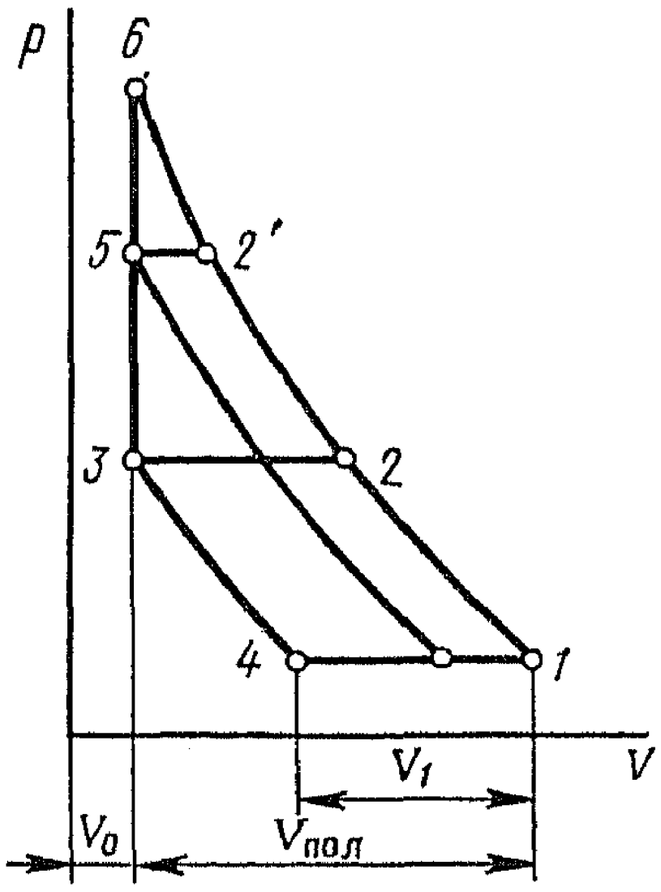


Рис. 1.55. Изображение процесса сжатия газа в цилиндре компрессора при различных давлениях в координатах p, v

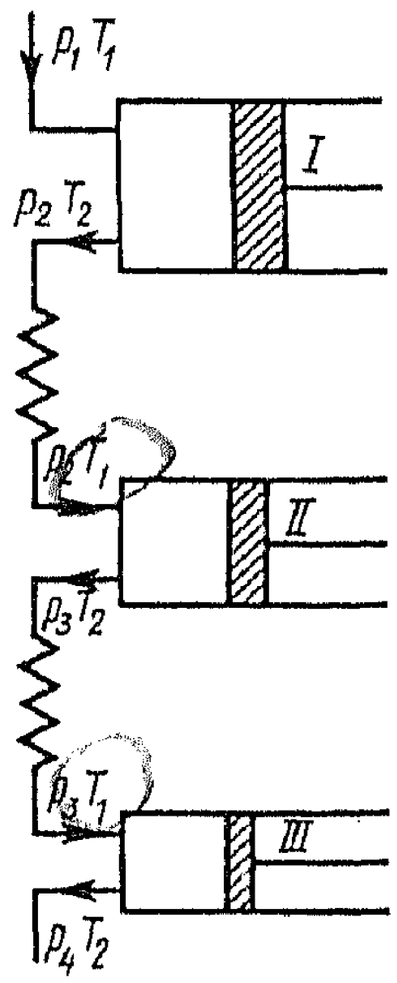


Рис. 1.56. Принципиальная схема трехступенчатого компрессора

требуется сжать газ в поршневом компрессоре с бóльшей степенью сжатия, то необходимо использовать многоступенчатый (многоцилиндровый) компрессор.

На рис. 1.56 изображена принципиальная схема трехступенчатого (трехцилиндрового) компрессора, а на диаграммах (рис. 1.57, 1.58) в координатах p, V и T, s представлены протекающие в нем теоретические процессы. Техническая работа в каждой ступени одинаковая, что достигается одинаковой степенью сжатия ε. Для трехступенчатого компрессора ее можно найти следующим образом: $\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3 = (p_2/p_1)(p_3/p_2)(p_4/p_3) = p_4/p_1$, или $\varepsilon = (p_4/p_1)^{1/3}$. Соответственно для z-ступенчатого компрессора $\varepsilon = (p_{i+1}/p_i) = (p_{\text{кон}}/p_1)^{1/z}$, $p_{\text{кон}}$ – конечное давление газа z-ступенчатого компрессора.

Таким образом, теоретическая техническая работа z-ступенчатого компрессора

$$l_{\text{тех}} = \frac{zn}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_{\text{кон}}}{p_1} \right)^{(n-1)/(zn)} - 1 \right]. \qquad (1.262)$$

Количество теплоты, которое необходимо отвести в каждом z-м цилиндре компрессора при обратимом политропном процессе сжатия, очевидно, будет равно

$$q_z = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_{z+1} - T_z). \qquad (1.263)$$

Соответственно количество теплоты, которую в обратимом изобарном процессе необходимо отвести из каждого i-го промежуточного холодильника,

$$q_{xi} = c_p (T_{i+1} - T_i). \qquad (1.264)$$

Как видно из рис. 1.57, если бы сжатие газа от p_1 до p_4 происходило в одном цилиндре, то техническая работа компрессора была бы больше на величину, равную пл. $cefhkmc$.

На рис. 1.58 линии bc, ef и hk представляют политропные процессы сжатия в первом, втором и третьем цилиндрах компрессора соответственно, площади под этими линиями – теплоты, которые должны быть отведены от сжимаемого в этих цилиндрах газа (посредством охлаждаемых водой «рубашек» цилиндров). Линии ce, fh представляют процессы изобарного охлаждения газа в холодильниках 1-й и 2-й ступеней соответственно, а площади под этими линиями – теплоты, которые должны быть отведены от газа в этих холодильниках.

Нетрудно показать, что выведенные нами выше формулы для расчета поршневого компрессора применимы и для центробежного компрессора. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим устройство и принцип действия одноступенчатого центробежного компрессора, изображенного на рис. 1.59. Он состоит из вала *1*, на котором укреплен диск *2*, снабженный рабочими лопатками. При вращении диска с большой скоростью газ, поступающий через входной патрубок (на рис. 1.59 слева) в каналы диска, под действием центробежных сил на периферии диска достигает большой скорости, с которой и входит

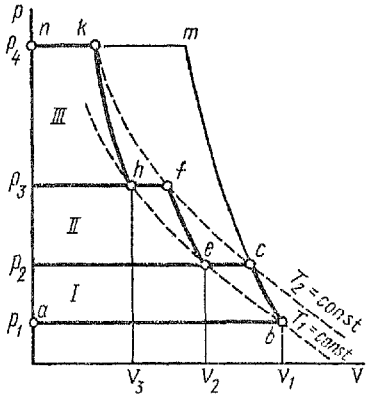


Рис. 1.57. Теоретическая индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора в координатах p, v

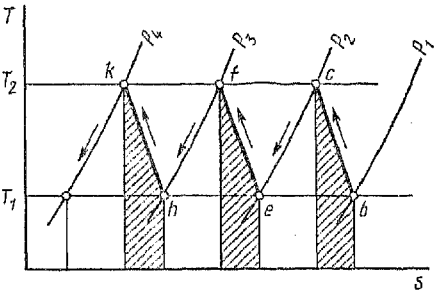


Рис. 1.58. Теоретическая индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора в координатах T, s

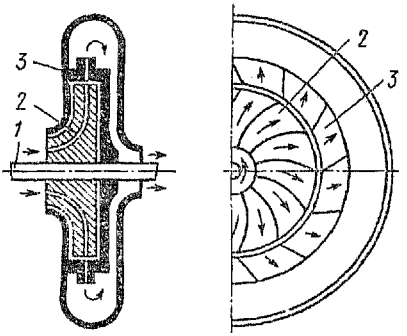


Рис. 1.59. Принципиальная схема одноступенчатого центробежного компрессора

в диффузор *3*. Лопатки диффузора укреплены в неподвижном корпусе компрессора и при движении газа по каналам диффузора кинетическая энергия потока переходит в потенциальную, т. е. происходит повышение давления. Далее газ повышенного давления через выходной патрубок поступает к потребителю (в одноступенчатом центробежном компрессоре), либо поступает в центр диска 2-й ступени (в многоступенчатом компрессоре). Как известно, работа, затрачиваемая в диффузоре на сжатие газа, численно равна располагаемой работе, но с обратным знаком, т. е. равна технической работе поршневого компрессора. Степень сжатия газа в одноступенчатом центробежном компрессоре лимитируется максимально возможной скоростью входа газа в диффузор, т. е. максимально допустимой частотой вращения вала центробежного компрессора.

Действительная техническая работа поршневого или центробежного компрессора отличается от теоретической, меньшее значение которой в охлаждаемом компрессоре при изотермическом сжатии и наибольшее — в неохлаждаемом компрессоре при адиабатном сжатии. Эффективность работы реального охлаждаемого компрессора характеризуют изотермическим к. п. д., равным отношению теоретической технической работы при изотермическом сжатии к действительной работе, затрачиваемой на привод компрессора (за вычетом механических потерь), т. е.

$$\eta_{изт} = l_{тех.изт}/l^{д}_{тех.изт} \quad (1.265)$$

Величина изотермического к. п. д. зависит от степени необратимости действительных процессов сжатия, всасывания и выталкивания газа, а также и от интенсивности теплообмена с окружающей средой. Для одноступенчатого поршневого компрессора $\eta_{изт} = 0{,}5 \ldots 0{,}8$ и для одноступенчатого центробежного компрессора $\eta_{изт} = 0{,}5 \ldots 0{,}7$.

Эффективность работы реального неохлаждаемого компрессора характеризуют адиабатным к. п. д., равным отношению теоретической технической работы при адиабатном сжатии к действительной работе, затрачиваемой на привод компрессора (за вычетом механических потерь), т. е.

$$\eta_{ад} = l_{тех.ад}/l^{д}_{тех.ад}. \quad (1.266)$$

Величина $\eta_{ад}$ зависит только от степени необратимости действительных процессов сжатия, всасывания и выталкивания газа и равна для одноступенчатого компрессора 0,85 и для центробежного $0{,}75 \ldots 0{,}80$.

Следует отметить, что при сжатии в компрессорах реальных газов типа воздуха при давлениях более 10^6 Па, использование при расчетах указанных выше формул (1.255) – (1.256), (1.262) – (1.264) может привести к значительным ошибкам. Точный расчет процессов сжатия реальных газов и перегретых паров в компрессоре, а также процессов охлаждения их в цилиндрах и промежуточных холодильниках может быть проведен с помощью тепловых диаграмм, например с помощью Ts-диаграммы, как это показано на рис. 1.58 (при известных температурах рабочего тела в начале и конце сжатия и степени сжатия ε), или в аналитической форме с использованием уравнения состояния реального газа. В большинстве практически важных случаев процесс сжатия в компрессорах перегретых и влажных паров и реальных газов можно рассматривать как адиабатный и, следовательно, техническая работа компрессора $l_{тех} = h_2 - h_1$, где h_1 и h_2 – энтальпии рабочего тела при давлениях в начале и конце сжатия соответственно, при $s = \text{const}$.

При сжатии реальных газов в компрессорах при $p < p_{кр}$ и $T > T_{кр}$ в инженерных расчетах можно использовать указанные выше формулы для идеальных газов, в которые вместо показателя политропы нужно подставлять опытную величину, равную отношению $\lg(p_2/p_1)$ к $\lg(\rho_2/\rho_1)$, а вместо c_p и c_v – их средние значения в интервале от T_1 до T_2. Значения плотностей ρ_1 и ρ_2 берут для p_1, T_1, p_2 и T_2 из таблиц для реальных газов.

Если для данного компрессора известно значение $\eta_{ад}$ или $\eta_{изт}$, то мощность на валу его может быть определена следующим образом:

для охлаждаемого компрессора

$$N = \frac{V_0 \rho_0 z l_{тех.изт}}{60 \cdot 1000 \eta_{изт} \eta_{мех} \lambda}; \quad (1.267)$$

для неохлаждаемого компрессора

$$N = \frac{V_0 \rho_0 z l_{\text{тех.ад}}}{60 \cdot 1000 \eta_{\text{ад}} \eta_{\text{мех}} \lambda}, \qquad (1.268)$$

где V_0 – производительность компрессора, м^3/мин; ρ_0 – плотность рабочего тела, кг/м^3; z – число ступеней компрессора; $\eta_{\text{мех}}$ – механический к. п. д., равный 0,80...0,92 для поршневых компрессоров и 0,97...0,99 – для центробежных; λ – коэффициент объемного наполнения, для центробежных машин равный 0,95...0,99;

$$l_{\text{тех.изт}} = -l_0 = RT \ln (p_2/p_1); \; l_{\text{тех.ад}} = \frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$$

– для сжатия идеальных газов;

$$l_{\text{тех.изт}} = -l_0 = -q + \Delta h = -T(s_2 - s_1) + (h_2 - h_1); \; l_{\text{тех.ад}} = -l_0 = h_2 - h_1 \qquad (1.269)$$

– для сжатия реальных газов и паров.

§ 1.8. ПРЯМЫЕ ЦИКЛЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ

Второй закон термодинамики является основой теории теплоэнергетических установок, холодильных установок, теплового насоса и термотрансформаторов. Он используется также для расчета термодинамических параметров реальных газов, паров и жидкостей. Всестороннее рассмотрение второго закона термодинамики в этом аспекте выходит за рамки настоящего учебника, поэтому в настоящей главе рассматриваются только те вопросы, связанные со вторым законом термодинамики, которые используются в последующих общеинженерных и специальных дисциплинах химико-технологических вузов.

Регенеративный цикл. Как было указано выше, в заданном интервале температур к. п. д. цикла Карно имеет максимальную величину среди всевозможных циклов. Однако всякая попытка осуществить реальную теплосиловую и холодильную установку по циклу Карно, как это будет показано ниже, обречена на неудачу. Цикл любой теплосиловой установки следует максимально приблизить к циклу Карно. В этом аспекте представляет определенный интерес так называемый регенеративный цикл, изображенный на рис. 1.60. Цикл состоит из двух изотерм *ab* и *dc* и двух эквидистантных кривых *bd* и *ca*. В процессе *bd* от рабочего тела отводится теплота, определяемая площадью *bdfeb* и равная теплоте, подводимой к рабочему телу в процессе *ca*, определяемой равновеликой площадью *caghc*. Бесконечно большое число источников теплоты, которые создают обратимые процессы на участках *bd* и *ca*, являются регенераторами теплоты. Эти регенераторы в процессе *ca* отдают теплоту рабочему телу, которую они получают от него в процессе *bd*. В результате завершения цикла каждый из бесконечно большого числа регенераторов в итоге не получит и не отдаст теплоту нагревателю и холодильнику. Следовательно, подводимая к рабочему телу за цикл теплота $q_1 = T_1 (s_b - s_a)$ = пл. *abeg*, а отводимая от него

$q_2 = T_2(s_d - s_c)$ = пл. *dchf*. По причине эквидистантности кривых *bd* и *ca* $s_b - s_a = s_d - s_c$ и, следовательно,

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \eta_к, \qquad (1.270)$$

т. е. термический к. п. д. регенеративного цикла при бесконечно большом числе регенераторов равен термическому к. п. д. цикла Карно. На рис. 1.60 изображен регенеративный цикл с полной регенерацией теплоты. Степень регенерации, т. е. отношение пл. *caghc* к пл. *bdfeb* в этом цикле равно единице. При степени регенерации меньшей единицы цикл называется циклом с неполной регенерацией. Таким образом, увеличение степени регенерации приближает регенеративный цикл к циклу Карно.

Цикл газотурбинной установки. На рис. 1.61 дана принципиальная схема газотурбинной установки (ГТУ). В камеру сгорания *2* поступает сжатый воздух из компрессора *1* и жидкое топливо из топливного насоса *4*. Полученные в камере сгорания продукты сгорания поступают в сопловой аппарат *а* газовой турбины *3*, в котором осуществляется процесс превращения потенциальной (внутренней) энергии продуктов сгорания в кинетическую энергию потока, поступающего на лопатки *в* диска *б* турбины. Каждая соседняя пара лопаток образует криволинейный канал, в результате движения по которому энергия газового потока расходуется на вращение диска турбины. Сжигание топлива в камере сгорания может происходить как изобарно, так и изохорно; однако в промышленности получили распространение главным образом газовые турбины с изобарным подводом теплоты.

На рис. 1.62 и 1.63 изображен цикл ГТУ с изобарным подводом теплоты. Он строится при следующих допущениях. Рабочие тела – продукты сгорания и воздух – рассматриваются как одно рабочее тело – идеальный газ, который совершает цикл. Реальный процесс сжатия воздуха в компрессоре *1-2* рассматривается как обратимый адиабатный процесс сжатия идеального газа. Сжигание топлива в камере сгорания рассматривается как обратимый изобарный процесс *2-3* подвода теплоты к идеальному газу. Процесс расширения продуктов сгорания в турбине (истечение их из сопл) рассматривается как обратимый адиабатный процесс *3-4* расширения идеального газа. Наконец, реальный процесс охлаждения выходящих из турбин продуктов сгорания до температуры атмосферного воздуха рассматривается как обратимый изобарный процесс *4-1* отвода теплоты от идеального газа. В соответствии с указанными на рис. 1.63 обозначениями напишем выражение термического к. п. д. рассматриваемого цикла:

$$\eta_{ГТУ} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1}.$$

Введя обозначение $\pi = p_2/p_1$ – степень повышения давления, для адиабат *1-2* и *3-4* (рис. 1.62) имеем соответственно

$$T_1/T_2 = (p_1/p_2)^{(k-1)/k} = 1/\pi^{(k-1)/k};$$

далее можно написать, что

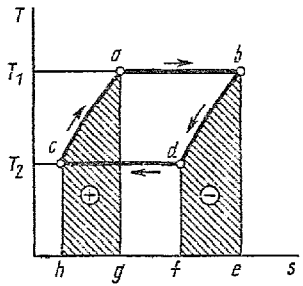


Рис. 1.60. Графическое изображение регенеративного цикла с полной регенерацией теплоты в координатах T, s

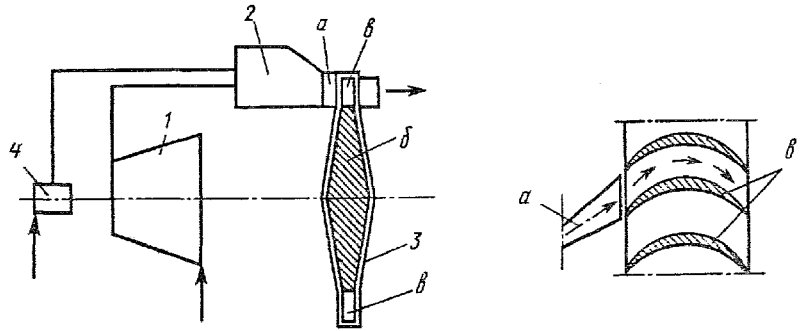


Рис. 1.61. Принципиальная схема ГТУ

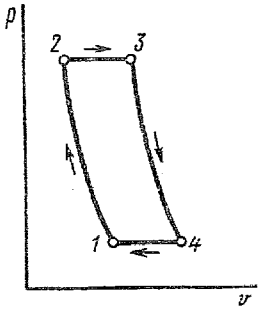


Рис. 1.62. Изображение цикла ГТУ с изобарным подводом теплоты в координатах p, v

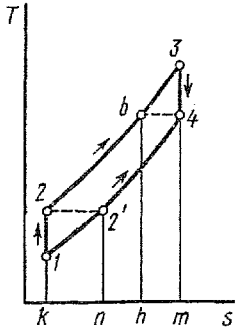


Рис. 1.63. Изображение цикла ГТУ с изобарным подводом теплоты в координатах T, s

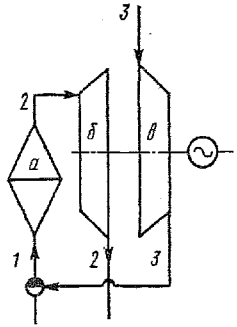


Рис. 1.64. Принципиальная схема утилизационной ГТУ

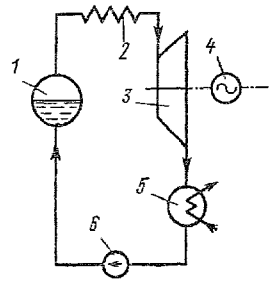


Рис. 1.65. Принципиальная схема паросиловой установки

$$T_4/T_1 = (T_4/T_3)(T_3/T_2)(T_2/T_1) = (p_4/p_3)^{(k-1)/k}(T_3/T_2)(p_2/p_1)^{(k-1)/k};$$

а так как $p_4 = p_1$ и $p_3 = p_2$, то, подставляя найденные отношения в формулу к. п. д. цикла, получим

$$\eta_{\text{ГТУ}} = 1 - \frac{1}{\pi^{(k-1)/k}}. \qquad (1.271)$$

Таким образом, термический к. п. д. ГТУ увеличивается с увеличением степени повышения давления π и с увеличением k. Так как температура отходящих из турбины газов T_4 больше температуры T_2 сжатого в турбокомпрессоре воздуха, то представляется возможным часть теплоты отходящих газов, равную пл. *2'4mn2'*, использовать для нагрева воздуха, поступающего в камеру сгорания, теоретически до температуры T_4 путем подвода к нему теплоты, численно равной пл. *2bhk2* = пл. *2'4mn2'*. Теплообмен осуществляется в теплообменнике-регенераторе. Это мероприятие позволяет увеличить термический к. п. д. ГТУ.

В химической промышленности ГТУ используется в основном для утилизации теплоты экзотермических реакций либо энергии избыточного давления (см. § 7.5). На рис. 1.64 представлена принципиальная схема использования ГТУ в производстве азотной кислоты, в процессе окисления аммиака в окислы азота (нитрозные газы). В реакторе *а* происходит окисление аммиака (линия *1*) кислородом воздуха под давлением около 1,0 МПа, при этом выделяется большое количество теплоты. Образующиеся нитрозные газы (линия *2*) с высокой внутренней энергией поступают в газовую турбину *б*, где они расширяются до атмосферного давления, после чего поступают в отделение абсорбции. Работа газовой турбины используется для частичного привода турбокомпрессора *в*, который сжимает атмосферный воздух (линия *3*) до 1,0 МПа и подает его в реактор *а*. Газовая турбина покрывает ~30% потребности в электроэнергии, необходимой для привода трубокомпрессора.

Циклы паросиловых установок. Цикл Ренкина. Принципиальная схема современной паросиловой установки изображена на рис. 1.65. В топке парогенератора *1* сжигается топливо. Внутренняя энергия полученных продуктов сгорания передается через стенки теплопередающей поверхности парогенератора циркулирующей в нем воде, в результате чего она нагревается и превращается в насыщенный пар давления p_1. Далее этот пар поступает в пароперегреватель *2*, где он за счет внутренней энергии продуктов сгорания перегревается при постоянном давлении до заданной температуры перегрева t_1. После этого пар поступает в паровую турбину *3*, в которой в результате адиабатного расширения от давления p_1 до p_2 производится работа; последняя трансформируется в сидящем на одном валу с турбиной электрогенераторе *4* в электрическую энергию. Отработавший пар с параметрами p_2 и t_2 поступает в конденсатор *5*, где охлаждающая вода конденсирует его в жидкость той же температуры t'_2. Далее, с помощью насоса *6* конденсат из конденсатора поступает снова в парогенератор, завершая цикл.

На рис. 1.66 в координатах p, v, T, s и h, s представлен цикл Ренкина, по которому работает современная паросиловая установка. Процесс

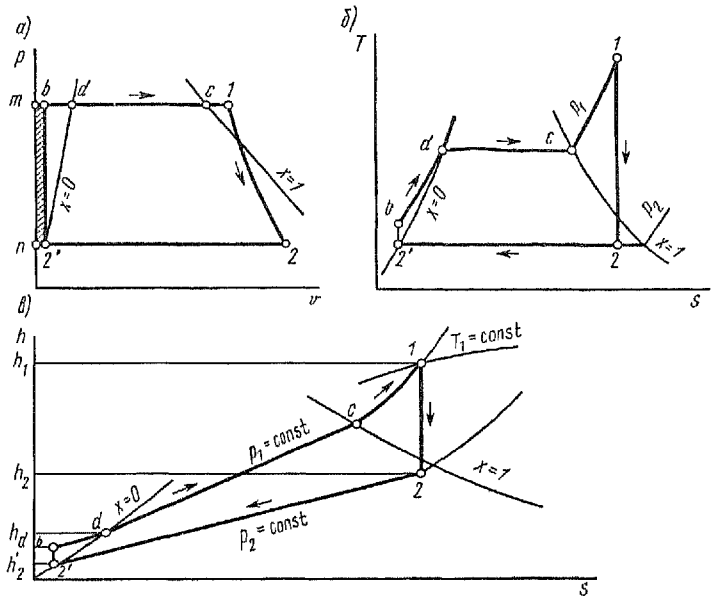


Рис. 1.66. Графическое изображение цикла Ренкина в координатах p, v; T, s и h, s

2-2' представляет собой процесс превращения отработавшего в паровой турбине пара в конденсат, линия *2-в* — процесс адиабатного сжатия, а практически (вследствие ничтожной сжимаемости воды) изохорного повышения давления от p_2 до p_1, линия *bd* — процесс изобарного нагрева воды в парогенераторе, линия *dc* — процесс парообразования в нем, линия *c-1* — изобарный процесс перегрева пара в пароперегревателе, линия *1-2* — процесс адиабатного расширения пара в турбине. На рис. 1.66, *а* пл. *m12n* представляет собой располагаемую работу или техническую работу турбины, пл. *b2'nm* — техническую работу насоса, а их разность — пл. *b122'* — работу цикла, которая передается электрогенератору. В соответствии с обозначениями на рис. 1.66 термический к. п. д. цикла Ренкина

$$\eta_p = \frac{l_ц}{q_1} = \frac{l_{турб} - l_{нас}}{q_1} = \frac{(h_1 - h_2) - (h_b - h'_2)}{h_1 - h_b} = \frac{\Delta h - v(p_1 - p_2)}{(h_1 - h'_2) - v(p_1 - p_2)}, \tag{1.272}$$

так как $h_b - h'_2 = v(p_1 - p_2)$ или $h_b = h'_2 + v(p_1 - p_2)$. Если пренебречь технической работой насоса $h_b - h'_2$ вследствие ее малости по сравнению с технической работой турбины и теплотой $q_1 = h_1 - h_b$, то формула (1.272) примет вид

$$\eta_p = \Delta h/(h_1 - h'_2). \tag{1.273}$$

Эта формула используется нами в дальнейшем анализе паросиловых циклов.

В формулах (1.272) и (1.273) разность $h_1 - h_2$ обозначена Δh и называется теплопадением в турбине.

Реальный адиабатный процесс истечения в сопловом аппарате турбины протекает с возрастанием энтропии, вследствие чего действительное теплопадение $\Delta h_д < \Delta h$ (рис. 1.67), а следовательно, термический к. п. д. цикла при необратимом процессе в турбине $\eta_р^и = \Delta h_д/(h_1 - h'_2)$ будет меньше, чем при обратимом $\eta_р^0 = \Delta h/(h_1 - h'_2)$. Отношение $\eta_р^и$ к $\eta_р^0$ называют внутренним относительным к. п. д. цикла и обозначают его так:

$$\eta_{0i} = \eta_р^и/\eta_р^0 = \Delta h_д/\Delta h. \qquad (1.274)$$

Степенью термодинамического совершенства цикла Ренкина является отношение термического к. п. д. к к. п. д. цикла Карно, взятого в том же интервале температур нагревателя и холодильника. Это отношение называют относительным термическим к. п. д. цикла Ренкина и обозначают η_{0t}.

Рассмотрим влияние начальных параметров пара p_1 и T_1, а также конечного давления p_2 на к. п. д. цикла Ренкина. Как видно из рис. 1.68, увеличение начального давления (при неизменных T_1 и T_2) повышает термический и относительный термический к. п. д. цикла Ренкина, так как при этом увеличивается средняя температура, при которой в цикле подводится теплота (вследствие увеличения температуры насыщения с ростом давления) и возрастает степень заполнения площади *abcda*, равной $q_ц$ цикла Карно, площадью *defbcd*, равной $q_ц$ цикла Ренкина. Однако, как видно из этого рисунка, с увеличением p_1 расширение пара в турбине переходит в область влажных паров, что увеличивает необратимость и, как следствие этого, внутренний относительный к. п. д. цикла Ренкина падает. При увеличении начальной температуры пара T_1 (при неизменных p_1 и p_2), как это видно из рис. 1.69, повышается термический к. п. д. цикла Ренкина (вследствие увеличения средней температуры, при которой в цикле подводится теплота), повышается внутренний относительный к. п. д. и одновременно понижается относительный термический к. п. д., так как степень заполнения площади цикла Карно площадью цикла Ренкина при этом уменьшается.

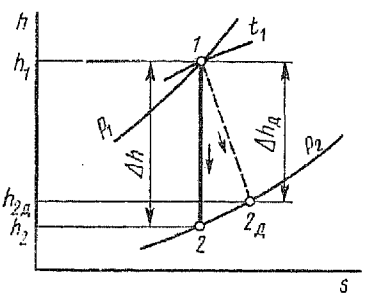


Рис. 1.67. Изображение теоретического и действительного теплопадения в паровой турбине в координатах h, s

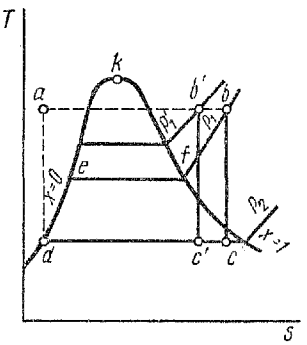


Рис. 1.68. Графическое изображение влияния начального давления на к. п. д. цикла Ренкина в координатах T, s

Как видно из рис. 1.70, понижение конечного давления p_2 (при неизменных p_1 и T_1) повышает термический к. п. д. цикла Ренкина, поскольку в области влажных паров это сопровождается понижением температуры T_2, а следовательно, расширяется температурный интервал цикла. Из этого же рисунка видно, что понижение p_2 увеличивает степень заполнения площади цикла Карно площадью цикла Ренкина, вследствие чего относительный термический к. п. д. цикла Ренкина увеличивается. Однако с понижением p_2 расширение пара в турбине спускается в область влажных паров, следовательно, необратимость этого процесса возрастает, и поэтому внутренний относительный к. п. д. цикла Ренкина уменьшается. Из этого анализа следует, что одновременное повышение начальных параметров пара и понижение его конечного давления повышает степень термодинамического совершенства цикла Ренкина. Обычно давление пара в конденсаторе $p_2 = 0{,}003 \ldots 0{,}005$ МПа.

Цикл паросиловой установки с промежуточным перегревом пара. На рис. 1.71 приведена принципиальная схема паросиловой установки с промежуточным перегревом пара, а на рис. 1.72, *а*, *б* изображен цикл, по которому она работает. Как видно из этих рисунков, здесь вместо расширения пара в турбине до недопустимой малой степени сухости ($x_2 < 0{,}8$)*, осуществляющегося в цикле без промежуточного перегрева пара, достигается допустимая степень сухости $x_2 \geqslant 0{,}8$ при том же конечном давлении p_2. В первой секции турбины происходит расширение пара до некоторого промежуточного давления p_a, после чего он поступает во второй пароперегреватель 2, где за счет теплоты дымовых газов, выходящих из первого пароперегревателя *1*, он снова перегревается при постоянном давлении p_a до температуры t_d. После этого пар поступает во вторую секцию турбины, где он расширяется до заданного конечного p_2 давления в области допустимой влажности паров.

Так как $q_1 = (h_1 - h'_2) + (h_d - h_a)$, а $q_2 = h_2 - h'_2$, то к. п. д. цикла с повторным перегревом пара

$$\eta_{\text{пп}} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{h_1 - h'_2 + h_d - h_a - h_2 + h'_2}{(h_1 - h'_2) + (h_d - h_a)} = \frac{(h_1 - h_a) + (h_d - h_2)}{(h_1 - h'_2) + (h_d - h_a)}, \quad (1.275)$$

или

$$\eta_{\text{пп}} = \frac{\Delta h_1 + \Delta h_2}{(h_1 - h'_2) + (h_d - h_a)}. \quad (1.276)$$

Обычно при применении одного повторного перегрева к. п. д. цикла увеличивается на 2...3,5%. При увеличении числа повторных перегревов к. п. д. цикла возрастает, но не выше чем на 8...9%.

Если в паросиловой установке с одним перегревом пара удельный расход его в кг на 1 МДж составит $d_0 = 10^6/\Delta h$, то, очевидно, при повторном перегреве он будет равен $d_0 = 10^6/\Delta h_1 + \Delta h_2$.

Теплофикационный цикл. На современных тепловых электростанциях термический к. п. д. не превышает 35...40%. Другими словами,

* При $x_2 < 0{,}8$ на лопатках турбины наблюдается выпадение солей, содержащихся в водяном паре, которые подвергают коррозии материал лопаток.

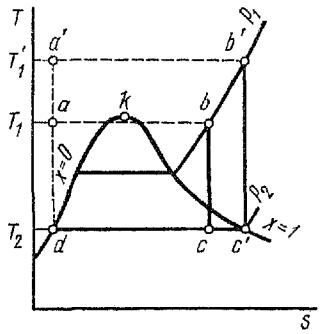


Рис. 1.69. Графическое изображение влияния начальной температуры на к. п. д. цикла Ренкина в координатах T, s

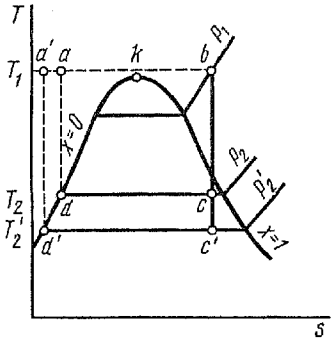


Рис. 1.70. Графическое изображение влияния конечного давления на к. п. д. цикла Ренкина в координатах T, s

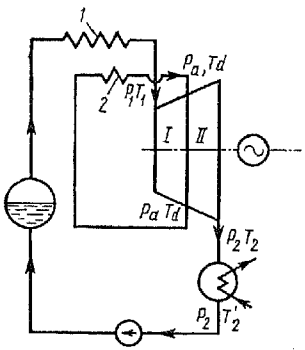


Рис. 1.71. Принципиальная схема паросиловой установки с промежуточным перегревом пара

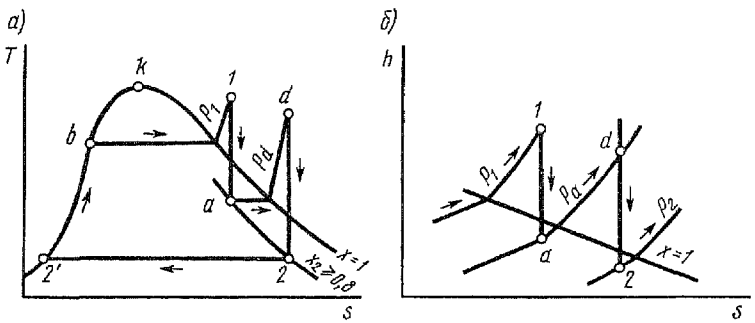


Рис. 1.72. Графическое изображение цикла паросиловой установки с промежуточным перегревом пара в координатах T, s и h, s

современные паросиловые установки теряют в холодильнике 60...65% подведенной теплоты. Охлаждающая конденсатор вода, воспринимая эту теплоту, выходит из конденсатора нагретой до температуры, меньшей температуры конденсирующегося при $p_2 \cong 0{,}004$ МПа пара, т. е. ниже 28...29 °С. Понятно, что ее невозможно использовать для производственных целей как источник теплоты. Тогда родилась мысль уменьшить степень расширения пара в турбине настолько, чтобы получить после нее пар, который можно было бы использовать для производственных целей: для обогрева аппаратов, отопления помещений и т. д. Другими словами, пришли к мысли приспособить паросиловую установку для одновременной выработки электрической энергии и теплоты. Такой принцип работы паросиловых установок осуществляется в так называемых теплофикационных установках или, иначе, в теплоэлектроцентралях (ТЭЦ). Итак, чтобы использовать теплоту, отводимую конденсирующимся паром, нужно увеличить давление в конденсаторе. Понятно, что повышение p_2 понижает термический к. п. д., но вместе с тем в теплофикационной установке значительно увеличивается коэффициент общего использования теплоты, теоретически равного

$$k = \frac{l_{\text{п}} + q_2}{q_1} = \frac{\Delta h + q_2}{q_1} = 1, \qquad (1.277)$$

где Δh — теплота, превращенная в работу для выработки электроэнергии; q_2 — теплота, использованная для производственных целей.

В действительности коэффициент общего использования теплоты на ТЭЦ составляет 65...70%.

На рис. 1.73 изображена схема ТЭЦ, в которой отсутствует холодильник и пар после турбины направляется непосредственно потребителю. Использованный потребителем пар в виде конденсата возвращается на ТЭЦ. Здесь установлены так называемые турбины с противодавлением. Давление пара на выходе из турбины устанавливается потребителем. ТЭЦ работает по так называемому принужденному электрическому графику и свободному тепловому, поскольку в данном случае выработка электроэнергии определяется тепловым потреблением. Для выработки электроэнергии в требуемых количествах независимо

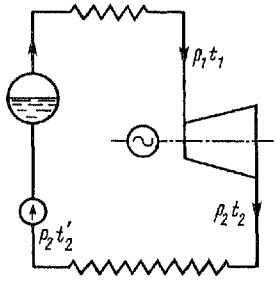


Рис. 1.73. Принципиальная схема ТЭЦ, работающей на турбинах с противодавлением

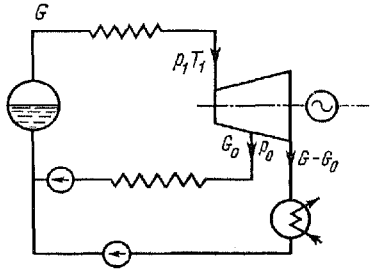


Рис. 1.74. Принципиальная схема ТЭЦ, работающей на конденсационных турбинах с промежуточным отбором пара

от теплового потребления в теплофикационных установках применяют турбины с промежуточным отбором пара. Принципиальная схема такой ТЭЦ изображена на рис. 1.74. Из G кг/с выработанного в котле пара часть пара G_0 расширяется от p_1 до заданного теплопотребителем давления p_0, а остальная часть, равная $G - G_0$, — от p_1 до p_2. ТЭЦ, работающая по этой схеме, допускает изменение выработки электроэнергии при неизменном тепловом потреблении и, наоборот, изменение в выработке теплоты без изменения выработки электроэнергии. Это достигается изменением количества пара G, вырабатываемого котлом, и количества $G - G_0$, поступающего в турбину низкого давления (после отбора пара). Поскольку в этой установке часть теплоты теряется в конденсаторе, коэффициент общего использования теплоты в ней будет ниже, чем в рассмотренной выше ТЭЦ. Однако эти ТЭЦ в СССР получили широкое распространение из-за возможности работы по свободному электрическому и тепловому графикам.

Парогазовый цикл. Парогазовый цикл является бинарным циклом, где в качестве рабочих тел для превращения теплоты в работу кроме воды используются продукты сгорания топлива.

Принципиальная схема парогазовой установки, работающей по этому циклу, изображена на рис. 1.75. Воздух, сжатый в турбокомпрессоре *1*, подается в горелку или форсунку *2*; туда же подается газообразное либо жидкое топливо. Горелка или форсунка устанавливается в высоконапорном парогенераторе *3*. В нем получается перегретый пар с давлением p_1 и температурой T_1, который поступает в паровую турбину 7. Отработанный пар конденсируется в конденсаторе *8* и конденсат с помощью циркуляционного насоса *9* прокачивается через водоподогреватель *5* в парогенератор *3*.

Образующиеся в парогенераторе продукты сгорания поступают в газовую турбину *4*. Теплота выхлопных газов после газовой турбины используется для подогрева в водоподогревателе *5* питательной воды

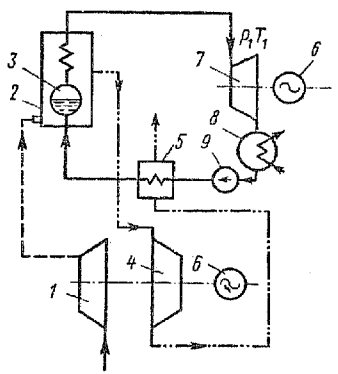


Рис. 1.75. Принципиальная схема парогазовой установки

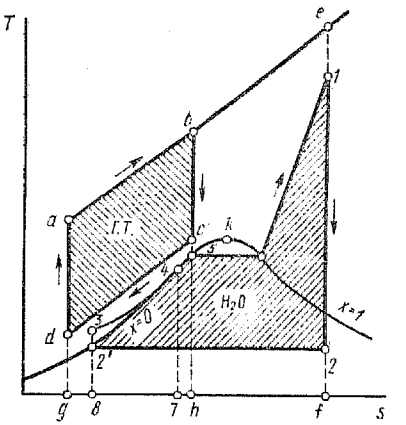


Рис. 1.76. Графическое изображение цикла парогазовой установки в координатах T, s

(конденсата), поступающей в парогенератор *3*. Электроэнергия вырабатывается в двух электрогенераторах *6*, приводимых в движение паровой и газовой турбинами, причем часть мощности газовой турбины расходуется на привод турбокомпрессора *1*. Парогазовый цикл в координатах T, s представлен на рис. 1.76. Он состоит из двух циклов — газового *abcda* и пароводяного *122'3451* (цикл Ренкина). Количество теплоты, выделяющейся в парогенераторе при сжигании топлива (изобарный процесс *ae*), равное пл. *aefga*, частично (пл. *abhga*), является теплотой $q_1^г$ газового цикла, частично (пл. *befhb*) является теплотой $q_1^п$ пароводяного цикла. В газовом цикле: *ab* — изобарный подвод теплоты $q_1^г$, *bc* — адиабатное расширение продуктов сгорания в газовой турбине, *cd* — изобарный отвод теплоты $q_2^г$ = пл. *cdghc* питательной водой в водоподогревателе *5*, *da* — адиабатное сжатие воздуха в турбокомпрессоре *1*. В пароводяном цикле: *3-4* — подогрев питательной воды ($q_{под}$ = пл. *3478*) в водоподогревателе. Для подогрева в нем 1 кг воды необходимо затратить теплоту m кг газа. Отношение m кг газа к 1 кг воды называют кратностью газа, которую определяют из очевидного отношения

$$m = (h_4 - h_3)/(h_c - h_d). \tag{1.278}$$

Теоретическая работа пароводяного цикла

$$L_b = l_b = (h_1 - h_2) - (h_3 - h'_2). \tag{1.279}$$

Теоретическая работа газового цикла

$$L_г = m\left[(h_b - h_c) - (h_a - h_d)\right]. \tag{1.280}$$

Теоретическое количество теплоты, подводимой в цикле,

$$Q_1 = Q_1^г + Q_1^b = m(h_b - h_a) + (h_1 - h_4) \tag{1.281}$$

и, следовательно, термический к. п. д. парогазового цикла

$$\eta_{пгц} = \frac{m\left[(h_b - h_c) - (h_a - h_d)\right] + \left[(h_1 - h_2) - (h_3 - h'_2)\right]}{m(h_b - h_a) + (h_1 - h_4)}. \tag{1.282}$$

Расход пара на производство 1 Мдж теплоты

$$d_0 = \frac{10^6}{L_г + L_b} = \frac{10^6}{m\left[(h_b - h_c) - (h_a - h_d)\right] + \left[(h_1 - h_2) - (h_3 - h'_2)\right]}. \tag{1.283}$$

Использование парогазовых установок повышает к. п. д. электростанций и значительно снижает капитальные затраты на их строительство. Наиболее эффективными парогазовыми установками являются установки с высоконапорными парогенераторами с давлением газов в топке 0,5 МПа и более с отводом отходящих от газовой турбины газов в топку парогенератора. В паровом цикле таких установок можно получить пар $p_1 = 24{,}0$ МПа и $T_1 = 853$ К с промежуточным перегревом до 838 К. Применение паровой и газовой регенерации значительно повышает экономичность установки, к. п. д. которых может быть доведен до 0,4...0,45 и выше. Эти установки выгодно отличаются от паросиловых и газотурбинных установок тем, что они меньших габаритов, меньше

требуется металла для их изготовления, дают большую экономию топлива.

Парогазовые установки являются весьма перспективными установками в энергетике и в энерготехнологии химической промышленности.

§ 1.9. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК (ОБРАТНЫЕ ЦИКЛЫ)

Положительный дроссель-эффект используется для получения низких температур и, в частности, для сжижения газов (способ Линде). Для этих же целей на практике также применяют адиабатное расширение газа с отдачей внешней работы (способы Клода и Капицы). Это расширение осуществляется в так называемой расширительной машине, в которой осуществляется адиабатное расширение предварительно сжатого в компрессоре газа с отдачей внешней работы. Сравним эффективность обоих методов получения низких температур. С учетом уравнения (1.79) напишем уравнение первого закона термодинамики для адиабатного процесса:

$$\delta q = T\mathrm{d}s = c_p\mathrm{d}T - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \mathrm{d}p = 0,$$

откуда

$$T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \mathrm{d}p = c_p\mathrm{d}T, \text{ или } \mathrm{d}T = T\frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{c_p}\mathrm{d}p; \qquad (1.284)$$

обозначая $T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p / c_p = \alpha_s$ – температурный эффект адиабатного расширения и подставляя его в уравнение (1.284), получим уравнение для вычисления понижения температуры газа при адиабатном расширении его в расширительной машине:

$$\mathrm{d}T = \frac{T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{c_p}\mathrm{d}p = \alpha_s\mathrm{d}p, \qquad (1.285)$$

аналогичное уравнению для вычисления понижения температуры газа при дросселировании (1.185). Нетрудно видеть, что при адиабатном расширении газа с внешней отдачей работы он охлаждается сильнее, чем при дросселировании, поскольку α_s больше α на величину

$$\Delta\alpha = \alpha_s - \alpha = \frac{T(\partial v/\partial T)_p}{c_p} - \left(\frac{T(\partial v/\partial T)_p}{c_p} - \frac{v}{c_p}\right) = \frac{v}{c_p}. \qquad (1.286)$$

Из уравнения (1.286) следует, что в области двухфазного состояния вещества, где $c_p = \infty$, $\alpha_s = \alpha$, т.е. оба метода равноценны. Таким образом, значительно большее охлаждение газа и независимость α от вида уравнения состояния газа является основным преимуществом методов Клода и Капицы перед методом Линде.

При термодинамическом анализе циклов холодильных установок, основанных на указанных двух методах получения низких температур, необходимо использовать следующие термодинамические характеристики этих циклов: холодильный коэффициент ε, относительный холодильный коэффициент ε_{0t}, холодильную мощность Q_x и удельную холодильную мощность q_x. Относительным холодильным коэффициентом называется отношение ε данного холодильного цикла к $\varepsilon_к$ обратного цикла Карно. Холодильной мощностью называется количество теплоты, отводимой в холодильной установке от охлаждаемого тела в единицу времени, а удельной холодильной мощностью – количество теплоты, отводимой от охлаждаемого тела 1 кг хладагента (рабочего тела).

Цикл воздушной холодильной установки. Впервые промышленное получение холода было осуществлено с помощью воздушной компрессорной холодильной установки. На рис. 1.77, *а* изображена принципиальная схема воздушной компрессорной холодильной установки, а на рис. 1.77, *б*, *в* изображен ее цикл в координатах p, v и T, s. Рассмотрим принцип работы установки. Воздух из холодильника *1* охлаждаемого помещения *5* засасывается в цилиндр компрессора *2* (процесс *а-1* на рис. 1.77, *б*), где он подвергается сжатию (процесс *1-2*). При сжатии температура воздуха возрастает от T_1 до T_2 (процесс *1-2* на рис. 1.77, *в*). Сжатый воздух выталкивается из цилиндра компрессора (процесс *2-b*) в теплоприемник *3*, где он изобарно охлаждается от температуры T_2 до T_3 (процесс *2-3*), отдавая теплоту охлаждающей воде $q_1 = c_{pm1}\ (T_2 - T_3)$. Охлажденный воздух при давлении p_3 поступает в цилиндр расширительной машины *4* (процесс *b-3*). Здесь происходит его адиабатное расширение от p_3 до $p_4 = p_1$ с отдачей работы компрессору. При адиабатном расширении воздуха температура его понижается до 203...213 К. Охлажденный воздух из цилиндра расширительной машины выталкивается в холодильник *1* (процесс *4-а*), где он изобарно нагревается (процесс *4-1*), отнимая от среды охлаждаемого помещения количество теплоты $q_2 = c_{pm2}\,(T_1 - T_4)$. На рис. 1.77, *б* пл. *a12ba* изображает работу компрессора $l_к$, пл. *b34ab* – работу расширительной машины $l_р$, а пл. *12341*, равная разности этих площадей, – работу, затрачиваемую в установке, т. е. работу цикла $l_ц = l_к - l_р$. Следовательно, в результате работы установки осуществляется обратный цикл *12341* и поэтому, с другой сто-

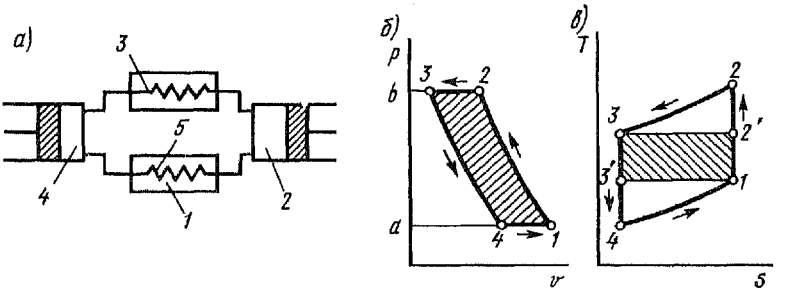


Рис. 1.77. Принципиальная схема воздушной компрессорной холодильной установки и графическое изображение цикла ее в координатах p, v и T, s

роны, работа цикла $l_ц = q_1 - q_2$. Холодильный коэффициент рассматриваемой установки находится следующим образом:

$$\varepsilon_{вх.ц} = \frac{q_2}{l_ц} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{c_{pm2}(T_1 - T_4)}{c_{pm1}(T_2 - T_3) - c_{pm2}(T_1 - T_4)}.$$

Принимая $c_{pm1} = c_{pm2}$ и поделив числитель и знаменатель этой дроби на $(T_1 - T_4)$, получим

$$\varepsilon_{вх.ц} = \frac{1}{(T_2 - T_3)/(T_1 - T_4) - 1}. \qquad (1.287)$$

Из адиабат *1-2* и *3-4* следует, что $T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(k-1)/k}$ и $T_3/T_4 = (p_3/p_4)^{(k-1)/k}$. Так как $p_2 = p_3$ и $p_4 = p_1$, то $T_2/T_1 = T_3/T_4$, или $T_4/T_1 = T_3/T_2$, тогда

$$\frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{1 - T_3/T_2}{1 - T_4/T_1} = \frac{T_2}{T_1}. \qquad (1.288)$$

Подставляя выражение (1.288) в уравнение (1.287), получим

$$\varepsilon_{вх.ц} = \frac{1}{(T_2/T_1) - 1} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}. \qquad (1.289)$$

Сравним между собой холодильные коэффициенты цикла воздушной установки и обратного цикла Карно, взятых в одном и том же интервале предельных температур холодильника и теплоприемника. При изотермических процессах подвода и отвода теплоты в обратном цикле Карно предельная температура холодильника должна быть равна T_1, а нагревателя – T_3 (рис. 1.77, *в*), т. е. обратный цикл Карно в координатах *T, s* изобразится площадью *12'33'1*. Тогда холодильный коэффициент обратного цикла Карно: $\varepsilon_к = T_1/(T_3 - T_1)$, а так как $T_3 < T_2$, то $\varepsilon_{вх.ц} < \varepsilon_к$, что и требовалось доказать.

Конкретные расчеты показывают весьма низкие величины ε_{0t}, т. е. весьма малую эффективность цикла рассматриваемой установки. Кроме того, вследствие малой теплоемкости воздуха теплота q_x также мала, вследствие чего необходим большой объем циркулирующего воздуха и установка получается громоздкой. Однако использование воздуха как хладагента перспективно в установках с турбокомпрессорами и турбодетандерами, так как в этом случае большой объем воздуха уже не является препятствием для его использования.

Цикл паровой холодильной установки. Применение в холодильных установках вместо воздуха паров низкокипящих жидкостей делает принципиально возможным осуществление обратного цикла Карно, так как в области влажного пара изобары являются одновременно изотермами и, следовательно, холодильный коэффициент этого цикла будет равен холодильному коэффициенту обратного цикла Карно.

В качестве хладагентов паровой холодильной установки используются вещества с технически допустимыми давлениями насыщенных паров во всем диапазоне температур цикла. Несмотря на дешевизну, доступность и безвредность, вода в качестве хладагента холодильных установок не применяется, так как даже в диапазоне ограниченных температур (не ниже 2°С) имеет такое низкое давление насыщения,

которое обычная холодильная установка обеспечить не может. Применяемые раньше в качестве хладагентов углекислота и хлористый метил в настоящее время вытеснены фреонами — фторхлорпроизводными углеводородами типа $C_mH_nF_xCl_y$. Низкие температуры затвердевания, хорошая смачиваемость металлов, низкие температуры в конце сжатия и широкий диапазон температур применения — все это является большим достоинством фреонов. Наряду с фреонами для температур кипения ниже 208 К применяют аммиак.

Реальный цикл паровой компрессорной холодильной установки несколько отличается от обратного цикла Карно следующим: 1) дорогостоящая расширительная машина заменена дешевым небольшого размера дросселем, причем дополнительные потери вследствие дросселирования хладагента оказываются практически ничтожными; 2) перед подачей влажного пара в компрессор он сепарируется до состояния сухого насыщенного пара, вследствие чего процесс сжатия происходит в области перегретого пара, что приводит к увеличению холодильной мощности.

Принципиальная схема паровой компрессорной холодильной установки изображена на рис. 1.78, а ее цикл в *Ts*-диаграмме — на рис. 1.79. Установка работает следующим образом. Компрессор *1* всасывает из рефрижератора *2* пар рабочего тела при давлении его p_2 и степени сухости x_2, после чего адиабатно сжимает его (процесс *a*-*b*) до давления p_1 так, что пар становится перегретым с температурой перегрева T_b. Из компрессора пар поступает в конденсатор *4*, где, охлаждаясь водой, полностью переходит в жидкость (изобарный процесс *b*-*c*) того же давления p_1, с соответствующей давлению температурой $T_c = T_{н,1}$. По выходе из конденсатора жидкость, проходя через дроссельный вентиль *3*, подвергается дросселированию (процесс *c*-*d*), при этом давление понижается до p_2, а сама жидкость переходит в парожидкую смесь со степенью сухости x_1 при температуре $T_{н,2}$. Эта смесь поступает в рефрижератор, где получает теплоту q_2 от охлаждаемой среды при постоянном давлении p_2, при

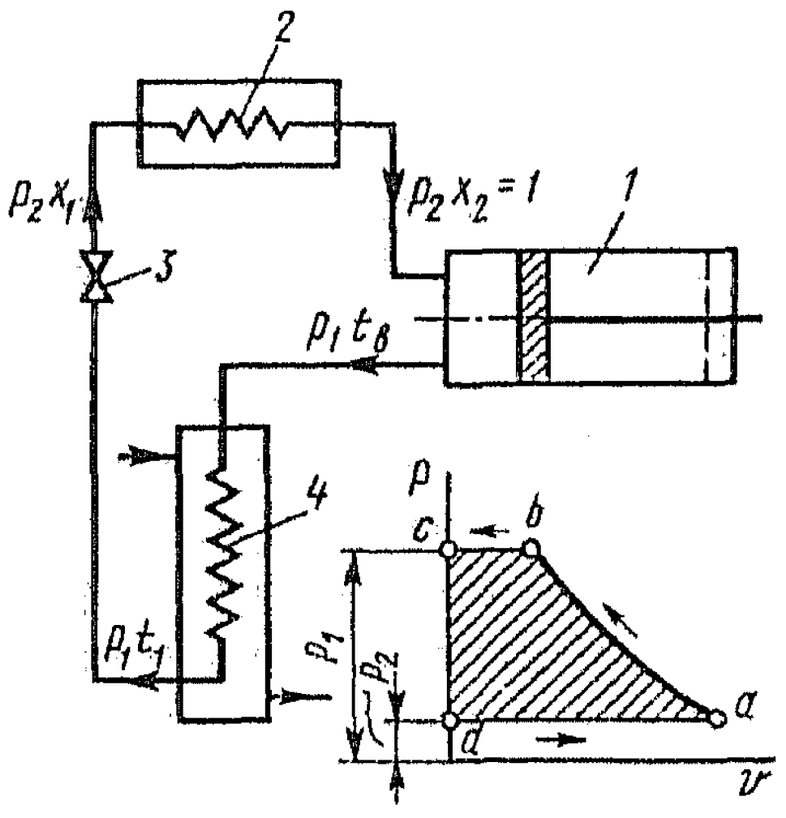


Рис. 1.78. Принципиальная схема паровой компрессорной холодильной установки

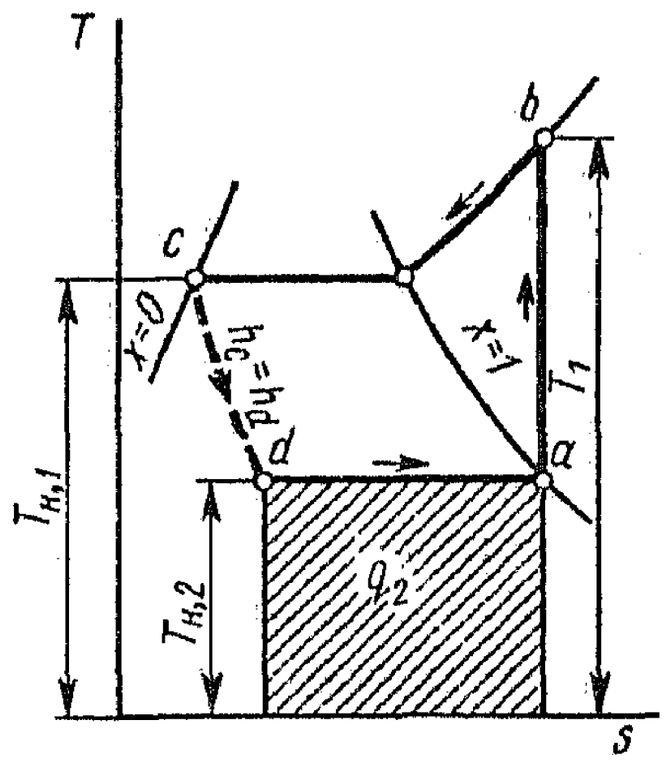


Рис. 1.79. Графическое изображение цикла паровой компрессорной холодильной установки в координатах *T*, *s*

этом степень сухости смеси увеличивается от x_1 до $x_2 = 1$. Холодильный коэффициент этой установки определится с учетом того, что $h_d = h_c$:

$$\varepsilon_{\text{пх.ц}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{h_a - h_d}{(h_b - h_c) - (h_a - h_d)} = \frac{h_a - h_d}{h_b - h_a}. \qquad (1.290)$$

Так как $h_a - h_d = r(1 - x_d)$, то увеличение скрытой теплоты парообразования r повышает теплоту q_2 и холодильную мощность. Как видно из рис. 1.79, дросселирование несколько уменьшает q_2 и тем сильнее, чем больше увеличивается энтропия при дросселировании. Чем меньше теплоемкость хладагента в жидком состоянии, тем меньше изменение энтропии при дросселировании и тем больше будет q_2. Следовательно, чем больше r и меньше c_p у хладагента, тем он более совершенен. Преимуществом паровой холодильной установки перед воздушной является также высокий $\varepsilon_{\text{пх.ц}}$ и меньшие габариты ее, поскольку большая удельная холодильная мощность означает малый объемный расход хладагента.

Цикл пароэжекторной холодильной установки. В химической технологии часто используют охлажденную воду с температурой 276...283 К, которую можно получить либо в абсорбционной, либо в пароэжекторной холодильной установке. Эти установки позволяют сэкономить топливно-энергетические ресурсы, поскольку они могут использовать вторичные энергоресурсы (ВЭР). Пароэжекторная холодильная установка отличается от паровой холодильной установки тем, что в ней вместо компрессора применяется эжектор.

Эжектором называется устройство для сжатия и перемещения газа, пара и жидкости. Эжектор – это струйный компрессор. Принцип действия его основан на передаче энергии от одной среды, движущейся с большой скоростью (рабочая среда), другой среде (подсасываемая среда). Сжатие и перемещение подсасываемой среды достигается за счет передачи ей кинетической энергии рабочей среды в процессе их смешения. Устройство и принцип действия эжектора схематически показаны на рис. 1.80. Подлежащий сжатию газ или пар давлением p_2 всасывается через патрубок *1*. Из сопла *2* в камеру смешения *3* истекает газ или пар более высокого давления p_1. Полученная в камере смешения *3* смесь двух потоков направляется в диффузор *4*, в котором происходит трансформация кинетической энергии струи потока в энергию давления. Эта смесь, пройдя диффузор, выходит из эжектора с давлением p_2, причем $p_2 < p_3 < p_1$.

Необратимый процесс смешения потоков в эжекторе – это расход части кинетической энергии рабочей среды на гидравлические потери. Эта особенность работы эжектора и определяет его низкую экономичность, которая часто окупается чрезвычайной простотой устройства эжектора. Принципиальное различие процессов в эжекторе и в компрессоре состоит в том, что сжатие в эжекторе осуществляется не внешним источником механической работы, а рабочей средой, которая смешивается с подсасываемой средой.

Обычно при сжатии 1 кг подсасываемой среды расходуется g кг рабочей среды, причем $g > 1$. Найдем значение g из теплового баланса эжектора. В эжектор входит g кг рабочего пара с параметрами p_1,

h_1 и 1 кг эжектируемого пара с параметрами p_2, h_2, а выходит из него $(1 + g)$ кг смеси с параметрами p_3, h_3. Тогда $gh_1 + h_2 = (1 + g)h_3$, откуда

$$g = (h_3 - h_2)/(h_1 - h_3). \quad (1.191)$$

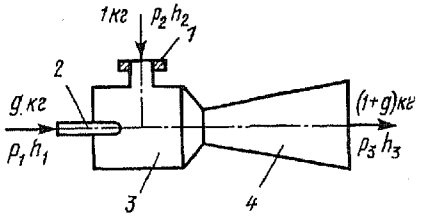


Рис. 1.80. Принципиальная схема эжектора

По причине потерь на необратимость действительный расход рабочего пара $g^д$, необходимый для сжатия смеси, будет больше. Отношение g к $g^д$ называют к. п. д. эжектора.

На рис. 1.81 представлены схема пароэжекторной холодильной установки и ее цикл в координатах T, s. Сухой насыщенный пар массой g кг с параметрами p_1 и T_1 поступает из парогенератора *4* в эжектор *2*, где при истечении из сопла *б* его давление понижается до p_2 (процесс *1-2* на *Ts*-диаграмме). В камере смешения *b* он смешивается с 1 кг сухого насыщенного пара, поступающего из холодильника *1* (точка *О*) с параметрами p_2 и T_2, в результате чего получается смесь паров массой $(1 + g)$ кг с параметрами p_2 и x_c (точка *c*). Далее из камеры смешения смесь поступает в диффузор *а* эжектора, где происходит повышение ее давления до p_3 (точка *a*, процесс *c-a*). Из эжектора смесь поступает в конденсатор *3*, где происходит ее полная конденсация (процесс *a-3*). Одна часть конденсата массой g кг с помощью насоса *6* (процесс *3-d*, работа насоса) поступает в парогенератор *4*, другая часть конденсата массой 1 кг – в дроссель *5*; в результате дросселирования (процесс *3-5*) получается влажный пар давлением p_2 и степенью сухости x_5, который далее поступает в холодильник *1*. Здесь в результате подвода теплоты q_2 пар при постоянном давлении подсушивается до состояния $x_0 = 1$ (процесс *5-0*), после чего поступает в эжектор *2*. В парогенераторе *4* подводится теплота q_1, в результате чего g кг конденсата превращается в сухой насыщенный пар давления p_1 (процесс *d-1*).

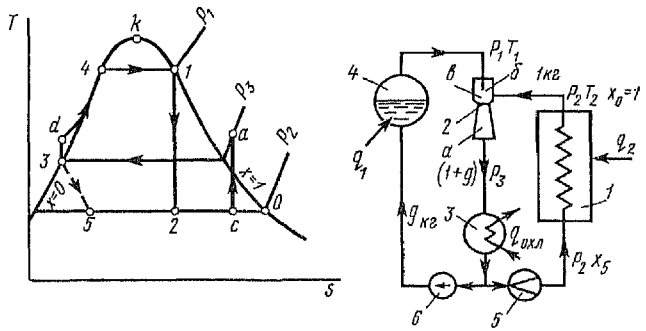


Рис. 1.81. Принципиальная схема пароэжекторной холодильной установки и графическое изображение ее цикла в координатах T, s

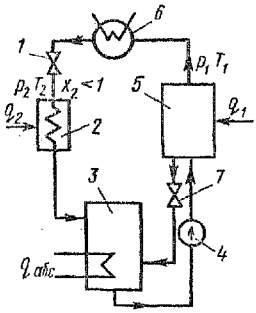


Рис. 1.82. Принципиальная схема абсорбционной холодильной установки

Следует помнить об условности изображения цикла пароэжекторной холодильной установки на Ts-диаграмме. Однако из нее нетрудно найти степень использования теплоты в пароэжекторной холодильной установке или так называемый тепловой коэффициент, а именно:

$$\xi = \frac{q_2}{q_1} = \frac{h_0 - h_5}{g^д (h_1 - h_d)}. \qquad (1.292)$$

Пароэжекторная холодильная установка работает в следующем режиме: $p_1 = 0{,}3 \ldots 1{,}0$ МПа и $x_1 = 1$ (т. е. $T_1 = T_н = 406 \ldots 453$ К), $T_2 = 276 \ldots 283$ К (чему соответствует $p_2 = 0{,}0007 \ldots 0{,}0012$ МПа) и $T_3 = 303 \ldots 313$ К (чему соответствует $p_3 = 0{,}0042 \ldots 0{,}0074$ МПа).

Цикл абсорбционной холодильной установки. Из физической химии известно, что в отличие от чистых веществ растворы обладают способностью абсорбировать (поглощать) пар раствора одного состава жидким раствором другого состава даже в том случае, когда температура последнего выше температуры пара. Именно это свойство растворов используется в абсорбционной холодильной установке (АХУ). Действие АХУ основано на абсорбции паров хладагента каким-либо абсорбентом при давлении p_2 и последующем выделении их при давлении $p_1 > p_2$.

На рис. 1.82 изображена схема АХУ, в которой в качестве хладагента применяется влажный пар аммиака. Жидкий аммиак, проходя через дроссель *1*, понижает свое давление от p_1 до p_2 и температуру от T_1 до T_2. Затем влажный пар аммиака поступает в испаритель *2*, где он за счет притока теплоты q_2 увеличивает свою степень сухости до $x_3 = 1$. Сухой насыщенный пар аммиака с температурой T_2 поступает в абсорбер *3*, куда подается из парогенератора *5* обедненный аммиаком раствор через дроссель *7* с температурой $T_1 > T_2$, в котором легкокипящим компонентом является аммиак. Раствор абсорбирует пар аммиака, а выделяющаяся при этом теплота абсорбции $q_{абс}$ отводится охлаждающей водой*. Концентрация аммиака в растворе в процессе абсорбции увеличивается и, следовательно, из абсорбера выходит обогащенный раствор при температуре $T_2 < T_3 < T_1$ и давлении p_2. С помощью насоса *4* при давлении p_1 этот раствор поступает в парогенератор *5*, где за счет подводимой теплоты q_1 из него испаряется в основном аммиак, как наиболее летучий компонент. Пары аммиака поступают в конденсатор *6*; здесь они конденсируются, чем и завершается цикл.

Таким образом, в АХУ вместо сжатия хладагента в компрессоре используются процессы десорбции (выделения) и отгонки хладагента (аммиака) из раствора под избыточным давлением за счет подводимой теплоты q_1.

* При растворении аммиака в воде температура раствора возрастает, что уменьшает растворимость аммиака, и если не отводить теплоту из раствора, то процесс абсорбции прекращается.

Коэффициент теплоиспользования, или тепловой коэффициент АХУ, определяется соотношением

$$\xi = q_2/q_1. \tag{1.293}$$

АХУ проста и надежна в эксплуатации. В настоящее время она применяется в химической промышленности для получения умеренного охлаждения, при этом используется физическая теплота вторичных энергоресурсов. Кроме водного раствора аммиака в АХУ применяют также водные растворы бромистого лития и хлористого кальция.

§ 1.10. ЦИКЛ ТЕПЛОВОГО НАСОСА

Машина, предназначенная для поглощения теплоты из окружающей среды и передачи ее объекту с более высокой температурой, называется *тепловым насосом*. Эффективность теплового насоса оценивается *коэффициентом преобразования*, представляющим собой отношение количества теплоты q_2, сообщенной нагреваемому объекту, к работе $l_ц$, подведенной в цикле:

$$\varphi = q_2/l_ц. \tag{1.294}$$

Тепловой насос работает по обратному циклу. Идеальным циклом теплового насоса является обратный обратимый цикл Карно. Найдем для него коэффициент φ. Обозначим температуру окружающей среды T_0, а температуру теплоприемника T_2. Тогда в соответствии с рис. 1.83 можно написать, что $q_2 = T_2 \Delta s$ и $l_ц = q_2 - q_0 = T_2 \Delta s - T_0 \Delta s$, где q_0 — количество теплоты, которое поглощается из окружающей среды. Подставляя выражения q_2 и q_0 в формулу (1.294), получим

$$\varphi = \frac{q_2}{l_ц} = \frac{q_2}{q_2 - q_0} = \frac{T_2 \Delta s}{T_2 \Delta s - T_0 \Delta s} = \frac{T_2}{T_2 - T_0}. \tag{1.295}$$

Преимущество теплового насоса перед другими отопительными устройствами состоит в том, что при одинаковой затрате энергии ($l_ц$) с помощью его подводится к нагреваемому объекту всегда большее количество теплоты ($l_ц + q_0$), чем то, которое подводится при любом другом способе подогрева.

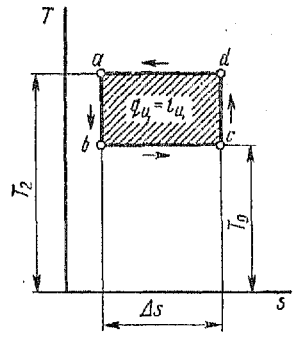


Рис. 1.83. Графическое изображение цикла теплового насоса в координатах T, s

§ 1.11. ЦИКЛ СОВМЕСТНОГО ПОЛУЧЕНИЯ ТЕПЛОТЫ И ХОЛОДА

В тех случаях, когда одновременно требуется получить теплоту и холод, целесообразно совместить циклы холодильной машины и теплового насоса в один обратный цикл, как это показано на рис. 1.84. На этом рисун-

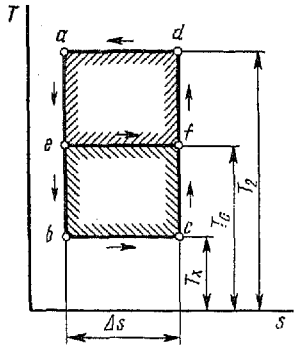


Рис. 1.84. Графическое изображение цикла совместного получения теплоты и холода в координатах T, s

ке: $aefda$ – цикл теплового насоса, $ebcfe$ – цикл холодильной машины и, наконец, $abcda$ – цикл совместного получения теплоты и холода. Такой совмещенный цикл имеет следующее преимущество: если для одновременного получения теплоты и холода с помощью теплового насоса и холодильной машины требуются два компрессора (для сжатия рабочего тела по линиям fd и cf) и два детандера (для расширения рабочего тела по линиям ae и eb), то для этой же цели в совмещенном цикле имеется только один компрессор, сжимающий рабочее тело по линии cd, и один детандер, в котором рабочее тело расширяется по линии ab. Таким образом, для установки, работающей по совмещенному циклу, требуется вдвое меньше указанных машин, чем при раздельном получении теплоты и холода, следовательно, она будет дешевле, проще и экономичнее вследствие уменьшения потерь энергии в машинах на необратимость.

Так как энергия в совмещенном цикле затрачивается в форме работы, то эффективность этого цикла можно охарактеризовать отношением суммы количеств теплоты q_2 и холода q_x к работе цикла $l_ц$:

$$k = (q_2 + q_x)/l_ц. \tag{1.296}$$

Так как $q_2 = q_x + l_ц$, то

$$k = \frac{q_x + l_ц + q_x}{l_ц} = 2\varepsilon + 1, \tag{1.297}$$

где ε – холодильный коэффициент совмещенного цикла.

Недостатком совмещенного цикла является то, что количества теплоты q_2 и q_x холода, полученные в этом цикле, не произвольны, а находятся в определенной зависимости от температур T_2 и T_x. Если, как это показано на рис. 1.84, холодильная машина и тепловой насос работают по обратному циклу Карно, то отношение

$$\frac{q_2}{q_x} = \frac{T_2 \Delta s}{T_x \Delta s} = \frac{T_2}{T_x}. \tag{1.298}$$

Уравнение (1.298) справедливо и в том случае, когда процессы подвода и отвода теплоты в совмещенном цикле не являются изотермическими. В этом случае под T_2 и T_x подразумевают средние температуры подвода и отвода теплоты.

§ 1.12. ТЕРМОТРАНСФОРМАТОРЫ

В химической промышленности часто требуется затрата энергии в форме теплоты различной температуры; до настоящего времени единственным способом получения теплоты для технологических нужд яв-

ляется сжигание топлива и передача теплоты от продуктов сгорания либо непосредственно к телу, участвующему в процессе, либо к промежуточному теплоносителю при весьма большой разности температур между ними. Согласно второму закону термодинамики, потеря энергии на необратимость процесса теплообмена между телами тем больше, чем больше разность температур между ними. Следовательно, этот способ получения теплоты различной температуры для технологических целей связан с большой потерей работоспособности химико-технологической системы. Вместе с тем принципиально возможно, имея некоторое количество теплоты при высокой температуре, получить большее количество теплоты при более низкой температуре с работоспособностью, равной работоспособности начального количества теплоты с высокой температурой. Это можно осуществить в обратимых циклах Карно в прямом — между источником теплоты q_1 с температурой T_1 и окружающей средой с температурой T_0 и в обратном — между источником теплоты q_2 с температурой $T_2 < T_1$ и окружающей средой. В самом деле, получаемую в прямом обратимом цикле Карно работу $l = q_1\eta_к = q_1 (T_1 - T_0)/T_1$ можно использовать в тепловом насосе, работающем по обратному обратимому циклу Карно для передачи теплоты q_2 на температурный уровень T_2, тогда количество теплоты

$$q_2 = l\varphi_к = l \frac{T_2}{T_2 - T_0} = q_1 \frac{T_1 - T_0}{T_1} \frac{T_2}{T_2 - T_0},$$

или

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1} \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} = \frac{1 - T_0/T_1}{1 - T_0/T_2}. \qquad (1.299)$$

Из этого отношения следует, что если $T_1 > T_2$, то $q_2 > q_1$. Отношение q_2/q_1 называют *идеальным коэффициентом преобразования теплоты* и обозначают буквой ψ.

Из уравнения (1.299) при $T_1 = 1273$ К, $T_2 = 323$ К и $T_0 = 273$ К получаем $\psi = q_2/q_1 \approx 5$. Другими словами, для получения 5 МДж теплоты при $T_2 = 323$ К достаточно затратить 1 МДж теплоты при $T_1 = 1273$ К, при этом работоспособность низкотемпературной теплоты будет такой же. Следовательно, с термодинамической точки зрения нагревательная установка, передающая теплоту от теплоносителя с температурой 1273 К непосредственно к теплоприемнику с температурой 323 К, в пять раз менее экономична, чем обратимая теплопреобразующая установка.

Устройство, позволяющее передавать теплоту от объекта с одной температурой к объекту с другой температурой, называется *термотрансформатором*. Термотрансформатор, предназначенный для получения теплоты при более низкой температуре, чем исходная, называется *понижающим*, а предназначенный для получения теплоты при более высокой температуре, чем исходная,— *повышающим*. Термотрансформатор, предназначенный для одновременного получения теплоты при более высокой и более низкой температурах, называется *термотрансформатором смешанного типа*. Итак, цикл любого термотрансформатора представляет собой сочетание прямого и обратного

циклов. Очевидно, в термотрансформаторах ψ достигает своего максимального значения, когда обоими циклами являются обратимые циклы Карно.

На рис. 1.85, *а* представлена энергетическая схема понижающего трансформатора, а на рис. 1.85, *б* — его цикл. Из рисунка видно, что понижающий трансформатор представляет собой сочетание указанных выше циклов тепловой машины и теплового насоса.

Нетрудно показать, что для понижающего термотрансформатора величина ψ вычисляется по уравнению (1.299). В самом деле, как видно из рис. 1.85, совершаемая тепловой машиной работа $l = q_1\eta_к = q_1(T_1 - T_2)/T_1$, а количество теплоты q_2, переданное объекту с температурой T_2 тепловой машиной q'_2 и тепловым насосом q''_2, будет $q_2 = q'_2 + q''_2$. Так как $q'_2 = q_1 - l = q_1 - q_1\dfrac{T_1 - T_2}{T_1} = q_1\dfrac{T_2}{T_1}$ и $q''_2 = \varphi_к l = \dfrac{T_2}{T_2 - T_0}q_1\dfrac{T_1 - T_2}{T_1}$, то окончательно

$$q_2 = q'_2 + q''_2 = q_1\frac{T_2}{T_1} + q_1\frac{T_2}{T_1}\frac{T_1 - T_2}{T_2 - T_0} = q_1\frac{T_2}{T_1}\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0},$$

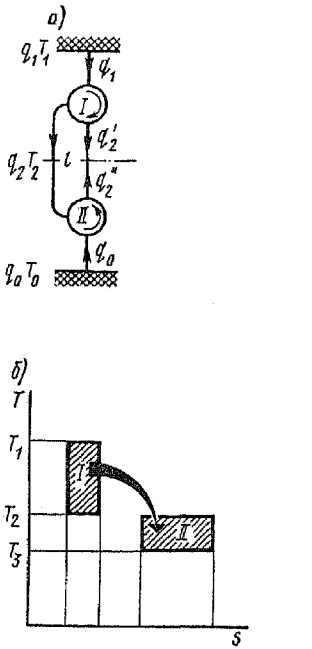


Рис. 1.85. Энергетическая схема понижающего термотрансформатора (*а*) и изображение его цикла в координатах T, s (*б*)

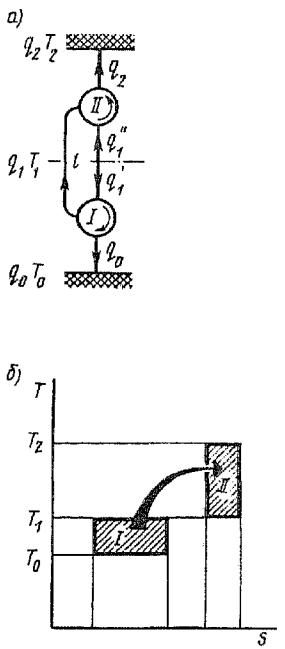


Рис. 1.86. Энергетическая схема повышающего термотрансформатора (*а*) и изображение его цикла в координатах T, s (*б*)

откуда

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1}\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} = \psi,$$

что и требовалось доказать.

Рассмотрим энергетическую схему и цикл повышающего термотрансформатора (рис. 1.86). Тепловая машина *1*, получая теплоту q_1' от теплоисточника с температурой T_1, совершает работу l, при этом неиспользованная теплота q_0 отводится в окружающую среду. В тепловом насосе эта работа l затрачивается на то, чтобы передать теплоту от теплоисточника с температурой T_1 к теплоприемнику с температурой $T_2 > T_1$. В отличие от обычного назначения теплового насоса в данном случае теплота передается теплоприемнику не от окружающей среды, а от теплоисточника с температурой $T_1 > T_0$.

Найдем значение идеального коэффициента преобразования ψ повышающего термотрансформатора

$$\psi = \frac{q_2}{q_1} = \frac{q_2}{q_1' + q_1''}. \tag{1.300}$$

В уравнении (1.300) выразим q_2 и q_1'' через q_1'

$$q_2 = l\varphi_k = l\frac{T_2}{T_2 - T_1} \text{ и } l = q_1'\eta_k = q_1'\frac{T_1 - T_0}{T_1}$$

и, следовательно,

$$q_2 = q_1'\frac{T_1 - T_0}{T_1}\cdot\frac{T_2}{T_2 - T_1} = q_1\frac{T_2}{T_1}\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1}; \tag{1.301}$$

$$q_1'' = q_2 - l = q_1'\frac{T_2}{T_1}\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1} - q_1'\frac{T_1 - T_0}{T_1} = q_1'\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1}. \tag{1.302}$$

Подставляя в уравнение (1.300) найденные по формулам (1.301) и (1.302) значения q_2 и q_1'', получим значение ψ, вычисляемое по формуле (1.299). Из этой формулы видно, что если у повышающего термотрансформатора $T_1 < T_2$, то для него $\psi = \frac{q_2}{q_1} < 1$, а следовательно, и $q_2 < q_1$.

Следует заметить, что АХУ может быть использована в качестве понижающего термотрансформатора, а обращенная АХУ – в качестве повышающего термотрансформатора. Хотя ψ у таких термотрансформаторов будет значительно ниже, чем у рассмотренных выше, однако они проще и дешевле в изготовлении.

Глава 2

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

§ 2.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Теплопередача — это наука о самопроизвольных необратимых процессах распространения теплоты, обусловленных неоднородным температурным полем.

Температурным полем называется совокупность мгновенных значений температуры во всех точках тела или системы тел в данный момент времени

$$t = f(x, y, z, \tau), \tag{2.1}$$

где t — температура; x, y, z — пространственные координаты; τ — время.

Температурное поле, описываемое уравнением (2.1), называется *нестационарным*. В этом случае температура зависит от времени. Нестационарное поле температур соответствует режиму прогрева или охлаждения тела.

В том случае, когда распределение температуры в теле не изменяется со временем, температурное поле называется *стационарным*

$$t = f(x, y, z). \tag{2.2}$$

Поля (2.1) и (2.2) называются *трехмерными*. Для *двухмерного* поля общее уравнение может быть записано

$$t = \Phi(x, y, \tau). \tag{2.3}$$

Для *одномерного* нестационарного температурного поля уравнение будет

$$t = \varphi(x, \tau). \tag{2.4}$$

В этом случае температура в процессе нагрева или охлаждения зависит от одной координаты.

Поверхности одинаковой температуры называются изотермическими (рис. 2.1). Ясно, что изотермические поверхности не пересекаются, они могут замыкаться или оканчиваться на поверхности тела. Изменение температуры в пространстве наблюдается лишь в направлениях, пересекающих изотермические поверхности. Скорость изменения температуры по нормали к изотермической поверхности характеризуется *градиентом температуры* — вектором, численно равным производной от температуры по этому направлению:

$$\operatorname{grad} t = n_0 \frac{\partial t}{\partial n},$$

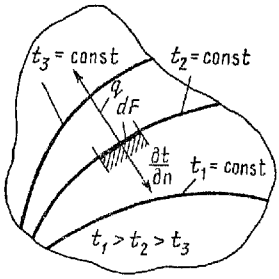


Рис. 2.1. Расположение вектора теплового потока и градиента температуры относительно изотермы $t_2 = \text{const}$ температурного поля

где n_0 – единичный вектор, направленный в сторону возрастания температуры.

Количество теплоты, переносимое за единицу времени через изотермическую поверхность площадью F, называется *тепловым потоком* Q, Дж/с, или Вт. Тепловой поток, отнесенный к единице площади поверхности, называют *плотностью теплового потока* q, Вт/м^2. В соответствии со вторым началом термодинамики вектор q всегда направлен в сторону менее нагретых частей тела (рис. 2.1).

Различают три способа теплообмена: теплопроводность, конвективный теплообмен и лучистый теплообмен. Теплопроводность – *процесс молекулярного переноса теплоты в сплошной среде, обусловленный наличием градиента температуры.* Перенос теплоты теплопроводностью происходит в результате последовательного обмена энергией движения структурных частиц более нагретых и соседних менее нагретых частей среды.

В металлах такими структурными частицами являются электроны, движение которых возникает при наличии градиента температур.

В изоляционных материалах, в которых практически отсутствуют свободные электроны, единственным способом переноса энергии могут быть колебания атомов и молекул и вызванные ими процессы рассеяния. В физике такие тела рассматриваются как системы, состоящие из квазичастиц – фононов различной частоты и энергии. В полупроводниковых кристаллических материалах наряду с электронами в процессе теплопроводности участвуют и фононы.

Теория теплопроводности рассматривает тело как непрерывную среду. Основной закон теплопроводности формулируется следующим образом: *вектор плотности теплового потока, передаваемого теплопроводностью, пропорционален вектору градиента температуры в той же точке и в тот же момент времени:*

$$q = -\lambda \operatorname{grad} t = -\lambda n_0 \frac{\partial t}{\partial n}. \qquad (2.6)$$

Уравнение (2.6) является математическим выражением основного закона теплопроводности – закона Фурье. Множитель пропорциональности λ [Вт/(м·К)] называется *теплопроводностью* и является физическим параметром вещества. Теплопроводность численно равна плотности теплового потока при градиенте температуры, равном единице.

Знак минус в (2.6) учитывает противоположное направление вектора теплового потока и вектора градиента температуры.

Скалярная величина вектора плотности теплового потока:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n}.$$

Конвективный теплообмен – *это перенос теплоты самим теплоносителем, осуществляемый макроскопическими элементами среды.* Конвективный теплообмен между движущейся средой и поверхностью теплообмена называют *теплоотдачей*. Конвективный теплообмен обусловлен совместным действием конвективного и молекулярного переноса теплоты. Конвективный теплообмен имеет место в текучих средах (жидкости, газы) и, как правило, сопровождается теплопроводностью.

Плотность конвективного теплового потока на поверхности нагрева прямо пропорциональна *температурному напору* $\Delta t = t_ж - t_c$ и определяется уравнением

$$q = \alpha(t_ж - t_c), \tag{2.8}$$

где $t_ж$ и t_c – температуры теплоносителя и стенки.

Уравнение (2.8) называют *уравнением теплоотдачи Ньютона – Рихмана.* Коэффициент пропорциональности α в уравнении (2.8) называют *коэффициентом теплоотдачи*, он численно равен плотности теплового потока на поверхности теплообмена, отнесенной к температурному напору между средой и поверхностью, равному единице, Вт/(м^2·К).

Теплообмен излучением *характеризуется тем, что некоторая часть внутренней энергии тела преобразуется в энергию излучения и передается через пространство. Носителями теплового излучения являются электромагнитные волны (фотоны),* которые распространяются в пространстве в соответствии с законами оптики. Тепловое излучение тел определяется только их температурой и оптическими свойствами их поверхности. Излучение, соответствующее всему спектру длин волн (частот), называется интегральным излучением. Поток излучения, проходящий через единицу поверхности по всем направлениям (в пределах полусферического телесного угла), называется поверхностной плотностью потока интегрального излучения: $E = \mathrm{d}Q/\mathrm{d}F$.

Полный лучистый поток

$$Q = \int_F E \,\mathrm{d}F. \tag{2.9}$$

Плотность теплового потока при переносе теплоты излучением определяется из выражения:

$$q = c(T/100)^4, \tag{2.10}$$

где c – коэффициент излучения тела, Вт/(м^2·К^4); T – термодинамическая температура тела, К.

Сложный теплообмен. В реальных условиях отдельные виды теплообмена – теплопроводность, конвективный теплообмен и лучистый теплообмен – сопутствуют один другому. Например, охлаждение нагре-

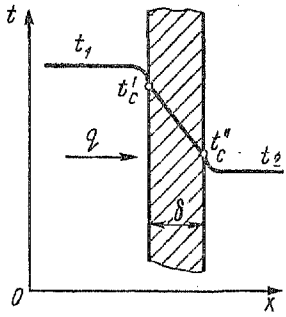


Рис. 2.2. Стационарное распределение температуры в процессе теплопередачи между двумя теплоносителями через однослойную плоскую стенку

той поверхности путем излучения практически всегда сопровождается конвективным теплообменом с окружающей средой. Обычно *сложным теплообменом* называют одновременное действие конвективного и лучистого теплообмена. В этом случае в уравнении Ньютона – Рихмана (2.8) коэффициент теплоотдачи выражается суммой $\alpha = \alpha_к + \alpha_л$, где $\alpha_к$ – коэффициент теплоотдачи конвекцией; $\alpha_л$ – коэффициент теплоотдачи излучением (радиационная составляющая коэффициента теплоотдачи). Величина $\alpha_л$ определяется соотношением, аналогичным уравнению Ньютона – Рихмана:

$$q_л = Q_л/F = \alpha_л(t_ж - t_c), \tag{2.11}$$

где $t_ж$ – температура излучающего газа.

Теплопередачей *называется теплообмен между двумя теплоносителями через разделяющую их твердую стенку* (рис. 2.2). Примером теплопередачи служит перенос теплоты от пара к воде через стенки труб конденсатора.

Плотность теплового потока в этом случае может быть получена из формулы

$$q = k(t_1 - t_2), \tag{2.12}$$

где t_1 и t_2 – средние температуры горячего и холодного теплоносителей; k – *коэффициент теплопередачи* – определяется из совместного решения уравнений конвективного теплообмена и уравнения теплопроводности.

§ 2.2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛООБМЕНА

Аналитическое исследование процессов теплообмена связано с изучением пространственно-временного распределения температуры

$$t = f(x, y, z, \tau).$$

В общем случае теплообмен определяется не только тепловыми, но и гидродинамическими явлениями, поэтому математическое описание процесса включает систему дифференциальных уравнений, в которые входят уравнение энергии, уравнение движения и уравнение сплошности.

Аналитические методы позволяют вскрыть физические особенности и общие принципиальные закономерности процессов теплообмена.

Дифференциальное уравнение энергии. Дифференциальное уравнение энергии выводится на основе первого закона термодинамики. Для единицы объема потока рабочего тела в условиях теплообмена он может быть записан в следующем виде:

$$Q\,d\tau + L d\tau = \rho\,du + \rho\,d\left(\frac{w^2}{2}\right), \tag{2.13}$$

где Q – количество теплоты, подведенное к единице объема потока в единицу времени, Дж/(м^3·с); L – работа, совершаемая внешними силами над единицей объема в единицу времени, Дж/(м^3·с); ρ – плотность, кг/м^3; u – внутренняя энергия среды, Дж/кг; w – скорость движения среды, м/с.

Как было показано в первой главе, внутренняя энергия связана с энтальпией соотношением $h = u + pv$.

Тогда

$$du = dh - d(pv) = dh - d\left(\frac{p}{\rho}\right) = dh - \frac{dp}{\rho} + \rho^{-2} p\,d\rho. \tag{2.14}$$

В процессе теплообмена работой L внешних сил можно пренебречь. Определим Q. Для этого с помощью контрольной поверхности выделим в теле произвольный объем V и тепловое воздействие части тела за пределами этого объема заменим некоторым распределением вектора q по поверхности F объема.

Уравнение теплового баланса этого объема, отнесенное к единице времени, можно записать

$$\int_V Q\,dV + \int_F q\,dF = \int_V q_v\,dV, \tag{2.15}$$

где q_v – мощность внутренних источников теплоты, Вт/м^3.

В соответствии с теоремой Гаусса – Остроградского между потоком вектора через поверхность F, ограничивающую объем V, и дивергенцией вектора существует связь

$$\int_F q\,dF = \int_V \operatorname{div} q\,dV.$$

Подставим это выражение в уравнение (2.15)

$$\int_V Q\,dV + \int_V \operatorname{div} q\,dV = \int_V q_v\,dV,$$

откуда

$$Q = q_v - \operatorname{div} q. \tag{2.16}$$

Подставим найденное выражение Q (2.16) и du (2.14) в уравнение первого закона термодинамики (2.13):

$$q_v - \operatorname{div} q = \rho\frac{dh}{d\tau} - \frac{dp}{d\tau} + \frac{p}{\rho}\frac{d\rho}{d\tau} + \rho\frac{d\left(\frac{w^2}{2}\right)}{d\tau}, \tag{2.17}$$

где

$$\operatorname{div} q = \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}.$$

Считая в соответствии с законом Фурье

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x},\ q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y},\ q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z},$$

получим при постоянной теплопроводности

$$\operatorname{div} q = -\lambda\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right) = -\lambda \nabla^2 t,$$

где $\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа.

Уравнение (2.17) с учетом полученного выражения $\operatorname{div} q$ будет:

$$q_v + \lambda \nabla^2 t = \rho \frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}\tau} - \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\tau} + \frac{p}{\rho}\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} + \rho \frac{\mathrm{d}\left(\frac{w^2}{2}\right)}{\mathrm{d}\tau}. \qquad (2.18)$$

В условиях теплообмена при умеренных скоростях теплоносителя кинетической энергией и изменением давления можно пренебречь. Тогда, считая плотность среды постоянной, получим дифференциальное уравнение энергии в следующем виде:

$$q_v + \lambda \nabla^2 t = \rho \frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}\tau}. \qquad (2.19)$$

Подставим $\mathrm{d}h = c_p \mathrm{d}t$, тогда получим уравнение энергии в виде

$$q_v + \lambda \nabla^2 t = \rho c_p \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau},\ \text{или}\ \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{\rho c_p}, \qquad (2.20)$$

где $a = \lambda/\rho c_p$ – коэффициент температуропроводности, м^2/с.

Величина a, так же как λ, c_p и ρ, является физической константой вещества и характеризует скорость изменения температуры. Например, как видно из уравнения (2.20), при отсутствии внутренних источников теплоты $q_v = 0$, скорость изменения температуры зависит только от коэффициента температуропроводности. Выравнивание температур в теле будет достигаться тем быстрее, чем выше значение a.

Полная производная температуры по времени равна

$$\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial \tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z}. \qquad (2.21)$$

Частная производная $\frac{\partial t}{\partial \tau}$ называется локальной производной температуры, а величина $w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z}$ – конвективной производной. Так как производная $\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}\tau}$ связана с движущейся средой (субстанцией), ее называют субстанциональной производной и обозначают $\frac{Dt}{\mathrm{d}\tau}$.

Уравнение энергии (2.20) при этом будет

$$\frac{Dt}{d\tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z} = a\nabla^2 t + \frac{q_v}{\rho c_p}. \qquad (2.22)$$

Для твердого тела $w_x = w_y = w_z = 0$ и конвективной составляющей субстанциональной производной можно пренебречь, тогда при $c_p = c$ уравнение (2.22) принимает вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t + \frac{q_v}{\rho c}. \qquad (2.23)$$

При отсутствии внутренних источников теплоты уравнение (2.23) упрощается и принимает вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t. \qquad (2.24)$$

Уравнения (2.23) и (2.24) называются дифференциальными уравнениями теплопроводности.

Уравнение движения. В гидродинамике для вывода основного уравнения движения жидкости используется второй закон механики Ньютона: масса × ускорение = сумме сил, действующих на тело.

Выделим из потока жидкости элементарный объем $dV = dx\,dy\,dz$. Масса его равна $\rho\,dV$, где ρ — плотность жидкости.

В общем случае на элемент dV действуют следующие силы: сила тяжести, сила давления (обусловленная распределением давления вокруг элемента dV) и сила трения (обусловленная вязкостью жидкости). Найдем проекции этих сил на ось x (рис. 2.3):

сила тяжести

$$\rho g_x\,dV; \qquad (2.25)$$

равнодействующая сил давления

$$p\,dy\,dz - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x}dx\right)dy\,dz = -\frac{\partial p}{\partial x}dV; \qquad (2.26)$$

равнодействующая сил трения

$$\left(S + \frac{\partial S}{\partial y}dy\right)dx\,dz - S\,dx\,dz = \frac{\partial S}{\partial y}dV. \qquad (2.27)$$

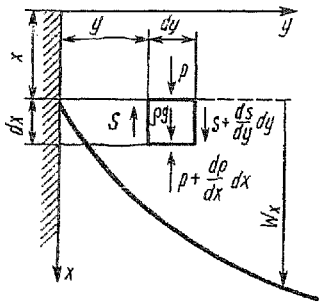


Рис. 2.3. К выводу уравнения движения

Выразим S по закону трения Ньютона $S = \mu\,\partial w_x/\partial y$ и принимая μ — динамическую вязкость, Н · с/м², постоянной, получим

$$\frac{\partial S}{\partial y}dV = \mu\frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2}dV. \qquad (2.28)$$

Теперь подставим найденные силы в формулу второго закона механики Ньютона, сократим на dV и получим выражение

$$\rho\frac{Dw_x}{d\tau} = \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu\frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2}. \qquad (2.29)$$

В неизотермических условиях необходимо ввести поправку на подъемные силы, возникающие вследствие разности плотностей горячих и холодных частей жидкости. Выразим зависимость плотности жидкости от температуры через коэффициент объемного расширения $\beta = (\rho_0 - \rho)/[\rho_0 (t - t_0)]$, и считая β постоянным, получим равнодействующую сил тяжести в следующем виде:

$$\rho g_x = \rho_0 [1 - \beta (t - t_0)] g_x = \rho_0 g_x - \rho_0 \beta (t - t_0) g_x, \qquad (2.30)$$

где t, t_0 – температуры, соответствующие плотностям ρ и ρ_0.

Для многих задач конвективного теплообмена можно с достаточной степенью точности ограничиться только подъемной составляющей: считая ρ расчетным значением плотности и обозначив $t - t_0 = \vartheta$, получим ее выражение: $\rho \beta \vartheta g_x$.

С учетом этих поправок уравнение движения примет вид

$$\rho \frac{Dw_x}{d\tau} = \rho g_x \beta \vartheta - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2}. \qquad (2.31)$$

Найдем полную производную:

$$\frac{Dw_x}{d\tau} = \frac{\partial w_x}{\partial \tau} + \frac{\partial w_x}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial \tau} + \frac{\partial w_x}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial \tau} + \frac{\partial w_x}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial \tau}, \qquad (2.32)$$

или

$$\frac{Dw_x}{d\tau} = \frac{\partial w_x}{\partial \tau} + \frac{\partial w_x}{\partial x} w_x + \frac{\partial w_x}{\partial y} w_y + \frac{\partial w_x}{\partial z} w_z. \qquad (2.33)$$

Для трехмерного движения равнодействующая сил вязкого трения определяется выражением:

$$\mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right) = \mu \nabla^2 w_x, \qquad (2.34)$$

где $\nabla^2 w_x$ – оператор Лапласа.

В развернутом виде дифференциальное уравнение движения в проекции на ось x получает вид

$$\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + \frac{\partial w_x}{\partial x} w_x + \frac{\partial w_x}{\partial y} w_y + \frac{\partial w_x}{\partial z} w_z = g_x \beta \Delta t - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 w_x, \qquad (2.35)$$

где $\nu = \mu/\rho$ – кинематическая вязкость, м^2/с.

Аналогично могут быть получены уравнения проекций равнодействующих сил на оси y и z.

В векторной форме дифференциальное уравнение движения имеет вид

$$\frac{D\vec{w}}{d\tau} = g_x \beta \Delta t - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{w}.$$

Система уравнений (2.22) и (2.35) не замкнута, так как содержит три неизвестных t, w и p. Уравнением, необходимым для замыкания системы, является уравнение сплошности.

Уравнение сплошности. Выделим в потоке жидкости (рис. 2.4) элементарный объем $dV = dx\,dy\,dz$. В направлении x за время $d\tau$ втекает масса $dM_x = (\rho w_x)\,dy\,dz\,d\tau$. Из противоположной грани вытекает

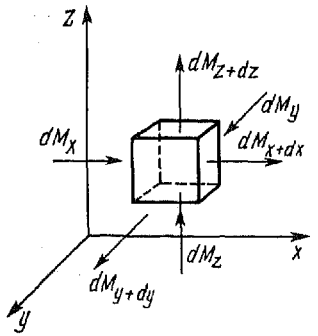


Рис. 2.4. К выводу уравнения сплошности

$dM_{x+dx} = \left[\rho w_x + \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x}dx\right]dy\,dz\,d\tau$. Излишек массы, вытекающей из элементарного объема по оси x, будет:

$$dM_{x+dx} - dM_x = \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x}dV d\tau;$$

аналогично, по оси y

$$dM_{y+dy} - dM_y = \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y}dV d\tau;$$

по оси z

$$dM_{z+dz} - dM_z = \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z}dV d\tau.$$

Суммируя, получим избыток массы

$$dM = \left[\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z}\right]dV\,d\tau, \qquad (2.36)$$

который может быть выражен изменением плотности

$$dM = -\frac{\partial\rho}{\partial\tau}dV\,d\tau. \qquad (2.37)$$

Приравнивая (2.36) и (2.37), получаем уравнение сплошности или уравнение сохранения массы в виде

$$\frac{\partial\rho}{\partial\tau} + \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} = 0. \qquad (2.38)$$

Считая для несжимаемой жидкости $\rho = \text{const}$ и $\partial\rho/\partial\tau = 0$, получаем в окончательном виде

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0, \qquad (2.39)$$

или в векторной форме: $\operatorname{div}\vec{w} = 0$.

Приведенная система дифференциальных уравнений (2.22), (2.35) и (2.39) описывает целый класс явлений теплообмена и имеет бесчисленное число решений. Чтобы выделить конкретное явление из множества явлений, описываемых уравнениями (2.22), (2.35), (2.39), необходимо дополнительно задать *условия однозначности*, которые включают в себя:

геометрические условия, характеризующие форму и размеры тела;

физические условия, характеризующие физические свойства среды или системы;

начальные условия, характеризующие особенности протекания нестационарных процессов в определенный обычно начальный момент времени;

граничные условия, характеризующие условия протекания процесса на границах тела или системы. Подробнее о задании граничных условий указано в § 2.4.

Решение системы дифференциальных уравнений теплообмена средствами математического анализа связано с большими, иногда непреодолимыми трудностями. Аналитические решения удается получить лишь для некоторых частных случаев при условии введения упрощающих предпосылок. Поэтому такие задачи решаются либо численными методами с использованием вычислительной техники, либо для исследования теплообмена используются экспериментальные методы. Численные и экспериментальные результаты представляют собой решения отдельных частных задач, обобщение которых ограничено. При изменении каждого из аргументов требуется новое решение или новый эксперимент. Преодолеть эти трудности позволяет теория подобия.

§ 2.3. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ

Теория подобия – это учение о подобных явлениях. Она позволяет сделать из анализа дифференциальных уравнений и условий однозначности ряд общих выводов, не прибегая к интегрированию.

Термин «подобие» заимствован из геометрии. Как известно, геометрические фигуры одинаковой формы подобны, если соответственные углы равны и сходственные стороны пропорциональны. Тогда можно записать $x''/x' = y''/y' = z''/z' = l''/l' = C_l$, где x, y, z, l – координаты сходственных точек или сходственные отрезки. В этом случае C_l называется константой геометрического подобия.

Понятие подобия может быть распространено на любые физические явления. Однако *физические явления могут рассматриваться как подобные, если они относятся к классу явлений одной и той же природы.* Такие явления аналитически описываются *одинаковыми уравнениями* по форме и содержанию. По этому признаку, например, выделяют кинематически подобные процессы, если подобны движения потоков жидкости. Динамическое подобие означает подобие силовых полей. Тепловое подобие означает подобие температурных полей и тепловых потоков. Обязательной предпосылкой физического подобия является геометрическое подобие.

Для подобных явлений обязательно также подобие всех существенных величин. При этом сопоставлять можно только однородные величины (имеющие одинаковую размерность и одинаковый физический смысл) в сходственных точках пространства и в сходственные моменты времени. Сходственными точками называются точки, удовлетворяющие условию геометрического подобия $l''/l' = C_l$. Тогда, например, при кинематическом подобии имеем подобие полей скоростей и равенство $w_i''/w_i' = C_w$. При динамическом подобии $p_i''/p_i' = C_p$. При тепловом подобии – подобие температурных полей $t_i''/t_i' = C_t$.

Значения *констант подобия* C показывают, во сколько раз физические величины одной системы (явления) отличаются от тех же величин другой системы (явления). Константы подобия C_w, C_p и C_t для подобных систем сохраняют одно и то же значение $C_w = \text{idem}$, $C_p = \text{idem}$ и $C_t = \text{idem}$ в сходственные моменты времени. Два промежутка времени τ'' и τ' называются сходственными, если они имеют общее начало отсчета и связаны равенством $\tau_i''/\tau_i' = C_\tau = \text{idem}$.

Для явлений, физическая природа которых сложна и определяется многими параметрами, константы подобия этих параметров находятся между собой в определенных соотношениях и не могут быть выбраны произвольно. В этом случае, кроме постоянства отношений однородных величин, имеются еще дополнительные условия. Рассмотрим эти условия на частных примерах.

Выпишем уравнения энергии (2.22) и движения (2.35) несжимаемой жидкости, полагая, что величины a, c, ρ, ν остаются постоянными.

Уравнение энергии

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z} = a^2 \nabla^2 t + \frac{q_v}{c\rho}. \tag{2.40}$$

Уравнение движения в проекции на ось

$$\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = g_x/(\beta\vartheta) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 w_x. \tag{2.41}$$

Уравнение теплообмена на границе с теплообменной поверхностью

$$\alpha \Delta t = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}. \tag{2.42}$$

Рассмотрим подобие двух систем, описываемых уравнениями (2.40), (2.41) и (2.42). Эти системы должны удовлетворять *трем условиям подобия*:

1) *явления относятся к одному и тому же роду, качественно одинаковы и описываются тождественными уравнениями;*

2) *процессы протекают в геометрически подобных системах;*

3) *величины, характеризующие подобие явлений, подобны*, т. е. в сходственных точках и в сходственные моменты времени однородные величины φ'' одной системы и φ' другой системы пропорциональны – связаны константой подобия (преобразованием подобия) $\varphi'' = C_\varphi \varphi'$.

Обозначим величины, входящие в дифференциальные уравнения первой системы, одним штрихом, второй системы – двумя штрихами. Тогда уравнения для первой системы будут:

уравнение энергии

$$\frac{\partial t'}{\partial \tau'} + w'_x \frac{\partial t'}{\partial x'} + w'_y \frac{\partial t'}{\partial y'} + w'_z \frac{\partial t'}{\partial z'} = a' \nabla^2 t' + \frac{q'_v}{c'_p \rho'};$$

уравнение движения

$$\frac{\partial w'_x}{\partial \tau'} + w'_x \frac{\partial w'_x}{\partial x'} + w'_y \frac{\partial w'_x}{\partial y'} + w'_z \frac{\partial w'_x}{\partial z'} = g'_x \beta' \vartheta' - \frac{1}{\rho'}\frac{\partial p'}{\partial x'} + \nu' \nabla^2 w'_x; \tag{a}$$

уравнение теплообмена

$$\alpha' \Delta t' = -\lambda' \frac{\partial t'}{\partial x'}$$

и для второй системы соответственно:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial t''}{\partial \tau''} + w_x'' \frac{\partial t''}{\partial x''} + w_y'' \frac{\partial t''}{\partial y''} + w_z'' \frac{\partial t''}{\partial z''} = a'' \nabla^2 t'' + \frac{q_v''}{c_p'' \rho''};\\
&\frac{\partial w_x''}{\partial \tau''} + w_x'' \frac{\partial w_x''}{\partial x''} + w_y'' \frac{\partial w_x''}{\partial y''} + w_z'' \frac{\partial w_x''}{\partial z''} = g_x'' \beta'' \vartheta'' - \frac{1}{\rho''} \frac{dp''}{\partial x''} + \nu'' \nabla^2 w_x'';\\
&\alpha'' \Delta t'' = -\lambda'' \frac{\partial t''}{\partial x''}.
\end{aligned}\right\} \quad (б)$$

В соответствии со вторым условием подобия однородные величины должны быть подобны, т. е.

$$\frac{t''}{t'} = C_t;\ \frac{\tau''}{\tau'} = C_\tau;\ \frac{w''}{w'} = C_w;\ \frac{l''}{l'} = C_l;\ \frac{a''}{a'} = C_a;\ \frac{\beta''}{\beta'} = C_\beta;$$

$$\frac{p''}{p'} = C_p;\ \frac{\rho''}{\rho'} = C_\rho;\ \frac{\nu''}{\nu'} = C_\nu;\ \frac{\lambda''}{\lambda'} = C_\lambda \text{ и т. д.}$$

Выразим переменные второй системы через переменные первой и подставим в уравнения (б). При такой замене уравнения второй системы получим в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{C_t}{C_\tau} \frac{\partial t'}{\partial \tau'} + \frac{C_w C_t}{C_l} \left(w_x' \frac{\partial t'}{\partial x'} + w_y' \frac{\partial t'}{\partial y'} + w_z' \frac{\partial t'}{\partial z'} \right) = \frac{C_a C_t}{C_l^2} a' \nabla^2 t + \frac{C_q}{C_\rho C_c} \cdot \frac{q_v'}{c_p' \rho'};\\
&\frac{C_w}{C_\tau} \frac{\partial w'}{\partial \tau'} + \frac{C_w^2}{C_l} \left(w_x' \frac{\partial w_x'}{\partial x'} + w_y' \frac{\partial w_x'}{\partial y'} + w_z' \frac{\partial w_x'}{\partial z'} \right) =\\
&= C_g C_\beta C_\vartheta g_x' \rho' \vartheta' - \frac{C_p}{C_\rho C_l} \frac{1}{\rho'} \frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{C_\nu C_w}{C_l^2} \nu' \nabla^2 w';\\
&C_\alpha C_t \alpha' (\Delta t)' = C_\lambda \frac{C_t}{C_l} \left(-\lambda' \frac{\partial t'}{\partial x'} \right).
\end{aligned}\right\} \quad (в)$$

Для подобных систем уравнения должны быть тождественны. На этом основании уравнения первой системы (а) должны быть тождественны уравнениям (в) второй системы. Для этого необходимо, чтобы комплексы из констант подобия в уравнениях (в) сократились, т. е. должны быть равенства

$$\frac{C_t}{C_\tau} = \frac{C_w C_t}{C_l} = \frac{C_a C_t}{C_l^2} = \frac{C_q}{C_\rho C_c}; \quad (2.43)$$

$$\frac{C_w}{C_\tau} = \frac{C_w^2}{C_l} = C_g C_\beta C_\vartheta = \frac{C_p}{C_\rho C_l} = \frac{C_\nu C_w}{C_l^2}; \quad (2.44)$$

$$C_\alpha C_t = C_\lambda \frac{C_t}{C_l}. \quad (2.45)$$

Уравнения (2.43)—(2.45) — это и есть искомые условия подобия, которыми ограничивается произвольный выбор констант подобия.

Рассматривая члены соотношения (2.43) попарно, получим

$$\frac{C_t}{C_\tau} = \frac{C_a C_t}{C_l^2}, \quad \text{или} \quad \frac{C_a C_\tau}{C_l^2} = 1; \quad (2.46)$$

$$\frac{C_w C_t}{C_l} = \frac{C_a C_t}{C_l^2}, \quad \text{или} \quad \frac{C_w C_l}{C_a} = 1; \tag{2.47}$$

$$\frac{C_a C_t}{C_l^2} = \frac{C_q}{C_\rho C_c}, \quad \text{или} \quad \frac{C_q C_l^2}{C_a C_\rho C_c C_t} = 1. \tag{2.48}$$

Из соотношения (2.44)

$$\frac{C_w}{C_\tau} = \frac{C_w^2}{C_l}, \quad \text{или} \quad \frac{C_w C_\tau}{C_l} = 1; \tag{2.49}$$

$$\frac{C_w^2}{C_l} = C_g C_\beta C_\vartheta, \quad \text{или} \quad \frac{C_g C_\beta C_\vartheta C_l}{C_w^2} = 1; \tag{2.50}$$

$$\frac{C_w^2}{C_l} = \frac{C_p}{C_\rho C_l}, \quad \text{или} \quad \frac{C_p}{C_\rho C_w^2} = 1; \tag{2.51}$$

$$\frac{C_w^2}{C_l} = \frac{C_\nu C_w}{C_l^2}, \quad \text{или} \quad \frac{C_w C_l}{C_\nu} = 1. \tag{2.52}$$

Из граничных условий (2.45) получим равенство

$$(C_\alpha C_l)/C_\lambda = 1. \tag{2.53}$$

Подставим в уравнения (2.44) – (2.53) значения констант подобия, все величины сгруппируем по индексам и получим условия подобия двух систем в новом выражении:

$$\frac{a'\tau'}{(l^2)'} = \frac{a''\tau''}{(l^2)''}, \quad \text{или} \quad \frac{a\tau}{l^2} = \text{Fo} = \text{idem}; \tag{2.54}$$

$$\frac{w'l'}{a'} = \frac{w''l''}{a''}, \quad \text{или} \quad \frac{wl}{a} = \text{Pe} = \text{idem}; \tag{2.55}$$

$$\frac{q_v'(l^2)'}{a'\rho' c_p' \Delta t'} = \frac{q_v''(l^2)''}{a''\rho'' c_p'' \Delta t''}, \quad \text{или} \quad \frac{q_v l^2}{a\rho c_p \Delta t} = \frac{q_v l^2}{\lambda \Delta t} = \text{Po} = \text{idem}; \tag{2.56}$$

$$\frac{w'\tau'}{l'} = \frac{w''\tau''}{l''}, \quad \text{или} \quad \frac{w\tau}{l} = \text{Ho} = \text{idem}; \tag{2.57}$$

$$\frac{g'\beta'\vartheta' l'}{(w^2)'} = \frac{g''\beta''\vartheta'' l''}{(w^2)''}, \quad \text{или} \quad \frac{g\beta\vartheta l}{w^2} = \text{idem}; \tag{2.58}$$

$$\frac{p'}{\rho'(w^2)'} = \frac{p''}{\rho''(w^2)''}, \quad \text{или} \quad \frac{p}{\rho w^2} = \text{Eu} = \text{idem}; \tag{2.59}$$

$$\frac{w'l'}{\nu'} = \frac{w''l''}{\nu''}, \quad \text{или} \quad \frac{wl}{\nu} = \text{Re} = \text{idem}; \tag{2.60}$$

$$\frac{\alpha' l'}{\lambda'} = \frac{\alpha'' l''}{\lambda''}, \quad \text{или} \quad \frac{\alpha l}{\lambda} = \text{Nu} = \text{idem}. \tag{2.61}$$

Уравнения (2.54)–(2.61) иллюстрируют основное свойство подобных между собой систем – существование особых комплексов неоднородных величин, называемых *критериями подобия*. Критерии подобия для всех подобных между собой процессов сохраняют одно и то же числовое значение. Нулевая размерность является основным свойством критериев подобия.

Критерии подобия принято называть именами выдающихся ученых. Так, критерий Fo называют критерием Фурье, Pe – критерий Пекле, Po – критерий Померанцева, Eu – критерий Эйлера, Re – критерий Рейнольдса, Nu – критерий Нуссельта.

Если некоторая система основных уравнений содержит j критериев K, то, очевидно, условиям $K_1 = \text{idem}$, $K_2 = \text{idem}, \ldots, K_j = \text{idem}$ эквивалентны условия $K_1/K_j = \text{idem}$, $K_2/K_j = \text{idem}$ и т. д. Отсюда следует, что критерии подобия можно комбинировать и при этом получать новые критерии подобия. Так, критерий Прандтля (Pr) может быть получен, как $\text{Pe}/\text{Re} = (wl/a):(wl/\nu) = \nu/a = \text{Pr}$; $\text{Pr} = \nu/a$. Другой важный критерий получим, если в комплексе (2.58) умножением на Re^2 исключим скорость: $(g\beta\vartheta l/w^2)\,\text{Re}^2 = g\beta\vartheta l^3/\nu^2 = \text{Gr}$. Полученный критерий называют критерием Грасгофа $\text{Gr} = g\beta\vartheta l^3/\nu^2$.

Критерии подобия можно получить для любого явления, для которого имеется аналитическая зависимость между переменными изучаемого явления. Физический смысл критериев следует из их записи, а также исходных уравнений, из которых они получены.

Критерии Fo, Pe, Po являются критериями теплового подобия, а критерии Eu и Re – критериями гидромеханического подобия.

Критерий Фурье $\text{Fo} = (a\tau)/l^2$ имеет смысл обобщенного времени. Поэтому его называют числом тепловой гомохронности (однородности по времени; если для двух систем отношение (l^2/a) одинаково, то для них гомохронность переходит в синхронность). Критерий Fo характеризует связь между скоростью изменения температурного поля, физическими свойствами и размерами тела.

Критерий Померанцева Po имеет смысл обобщенной интенсивности внутренних источников теплоты в условиях нестационарного температурного поля. Критерий Po характеризует отношение количества теплоты, выделяемой в единицу времени в объеме $1\ \text{м}^2 \cdot l$, к максимально возможному количеству теплоты, передаваемой теплопроводностью через единицу поверхности $1\ \text{м}^2$ при толщине стенки l.

Критерий Пекле $\text{Pe} = wl/a$ является мерой отношения конвективного и молекулярного переносов теплоты в потоке.

Критерий гидродинамической гомохронности Ho характеризует скорость изменения поля скоростей течения среды во времени (ускорение поля w).

Критерий Грасгофа $\text{Gr} = g\beta\vartheta l^3/\nu^2$ является мерой отношения подъемной силы, возникающей вследствие разности плотностей жидкости, к силе вязкого трения.

Критерий Эйлера $\text{Eu} = p/(\rho w^2)$ характеризует подобие полей давления и является мерой отношения сил давления и инерционных сил или, другими словами, – отношения перепада статических давлений в потоке жидкости к динамическому давлению.

Критерий Рейнольдса $\text{Re} = (wl)/\nu$ характеризует гидродинамический режим потока, являясь мерой отношения сил инерции и сил вязкого трения.

Критерий Прандтля $\text{Pr} = \nu/a$ является мерой подобия температурных и скоростных полей в потоке: при $\text{Pr} = 1$ и $\text{grad}\, p = 0$ поля температур и скоростей подобны: $Dt/\text{d}\tau = a\nabla^2 t$ и $Dw/\text{d}\tau = \nu\nabla^2 w$. Критерий Прандтля составлен из физических параметров, поэтому сам является физи-

ческим параметром. Для вязких жидкостей $Pr > 1$ и сильно зависит от температуры, для газов мало зависит от температуры и для данного газа определяется его атомностью. В соответствии с кинетической теорией газов величина Pr равна: для одноатомных газов – 0,67, для двухатомных – 0,72, для трехатомных – 0,8 и для многоатомных – 1,0. Для жидких металлов $Pr \approx 0{,}005 \ldots 0{,}05$, что объясняется высокой теплопроводностью металлов.

Критерии, представляющие собой безразмерную форму условий однозначности, называются *определяющими.* По существу, критериями подобия являются только определяющие критерии, составленные из заданных постоянных величин. Из этого следует, что понятие «определяющий» не является свойством, присущим определенным критериям. В этом смысле, например, комплекс $a\tau/l^2$ является не критерием, а обобщенной переменной или числом Фурье. Однако если по условию задачи задано некоторое характерное время – пусть период колебания температуры окружающей среды τ_0, то $a\tau_0/l^2$ будет критерием.

В задачах конвективного теплообмена Nu есть определяемая величина, безразмерный искомый коэффициент теплоотдачи – число Нуссельта. В задачах нестационарной теплопроводности в твердом теле [уравнение (2.40) при $w = 0$ и граничных условиях (2.42)] аналогичный по форме комплекс $\alpha l/\lambda$ является определяющим *критерием Био* $Bi = \alpha l/\lambda$. В отличие от числа Nu в критерии Био λ – теплопроводность твердого тела, а значение α входит в условия однозначности. Критерий Био характеризует отношение термического сопротивления стенки l/λ к термическому сопротивлению теплоотдачи на поверхности $(1/\alpha)$, причем оба сопротивления заданы по условию задачи.

Основные положения теории подобия формулируются в виде трех теорем.

Первая теорема подобия формулируется так. *Подобные между собой явления имеют одинаковые критерии подобия.* Теорема устанавливает связь между константами подобия и позволяет выявить критерии подобия. Теорема, кроме того, показывает, что в опытах надо измерять те величины, которые содержатся в критериях подобия изучаемого явления.

Вторая теорема подобия *устанавливает возможность представления интеграла как функции от критериев подобия дифференциального уравнения.* Уравнение, представляющее зависимость между безразмерными параметрами (критериями), называется критериальным уравнением

$$(K_1,\ K_2,\ \ldots,\ K_j) = 0 \qquad (2.62)$$

Вторая теорема подобия позволяет сократить число переменных в задачах теплообмена и тем самым существенно упростить их решение. В самом деле, как следует из дифференциальных уравнений теплообмена, коэффициент теплоотдачи есть сложная функция большого числа переменных:

$$\alpha = f(w,\ T_ж,\ T_c,\ \lambda,\ C_p,\ \rho,\ \mu,\ l,\ \beta, \ldots).$$

В критериальной форме эта зависимость может быть представлена

уравнением, в котором число переменных значительно меньше

$$\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Re}, \mathrm{Gr}, \mathrm{Pr}).$$

Для вынужденного движения, как будет показано ниже, $\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr})$, для естественной конвекции $\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Gr}, \mathrm{Pr})$.

Для газа эти зависимости упрощаются и соответственно имеют вид $\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Re})$, $\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Gr})$.

В задачах нестационарной теплопроводности в твердом теле температура определяется уравнением

$$T = f(\lambda,\ c,\ \rho,\ l,\ \tau,\ \alpha).$$

В безразмерном виде число переменных сокращается до двух:

$$\theta = f(\mathrm{Fo}, \mathrm{Bi}).$$

Если вид функции уравнения (2.62) найден для частного случая, то полученный результат распространяется на бесчисленное множество подобных явлений.

Третья теорема подобия формулируется так: *подобны те явления, которые имеют подобные условия однозначности и одинаковые определяющие критерии.*

Теорема позволяет установить группу явлений, подобных изучаемому образцу, и заключается в установлении условий, необходимых и достаточных для того, чтобы другие явления были подобны первому. Третью теорему, установленную М. В. Кирпичевым и А. А. Гухманом, иногда называют обратной, в отличие от первой, прямой. Содержание этой теоремы лежит в основе моделирования – метода экспериментального изучения модели явления.

§ 2.4. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Определение переноса теплоты теплопроводностью было дано в § 2.1. Далее даны основные аналитические соотношения процесса теплопроводности.

Дифференциальные уравнения теплопроводности. Теория теплопроводности является феноменологической теорией, она не рассматривает механизм процесса распространения теплоты, а ограничивается описанием этого процесса на основе закона сохранения энергии и закона Фурье.

Дифференциальное уравнение энергии для твердого тела, как было показано выше, принимает вид (2.23):

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t + \frac{q_v}{c\rho}, \tag{2.63}$$

где $\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}$ – выражение оператора Лапласа в декартовой системе координат; a – коэффициент температуропроводности, м^2/с.

Если в теле отсутствуют источники теплоты $q_v = 0$, то

$t(x, y, z, \tau)$ удовлетворяет дифференциальному уравнению Фурье:

$$\partial t/\partial \tau = a \nabla^2 t. \tag{2.64}$$

При стационарной теплопроводности $\partial t/\partial \tau = 0$ и $t(x, y, z)$ должно удовлетворять уравнению Лапласа

$$\nabla^2 t = 0. \tag{2.65}$$

При стационарном тепловом режиме и наличии внутренних источников теплоты температурное поле описывается уравнением Пуассона

$$\nabla^2 t + \frac{q_v}{\lambda} = 0. \tag{2.66}$$

Для одномерного температурного поля, когда температура изменяется только вдоль оси x, уравнение (2.63) принимает вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{q_v}{c\rho}. \tag{2.67}$$

В цилиндрической системе координат, когда температура изменяется только по направлению радиуса r, уравнение одномерной теплопроводности будет

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial t}{\partial r}\right) + \frac{q_v}{c\rho}. \tag{2.68}$$

В сферической системе координат

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial t}{\partial r}\right) + \frac{q_v}{c\rho}. \tag{2.69}$$

Уравнения (2.67) – (2.69) могут быть представлены в общей форме

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{\Gamma}{r}\frac{\partial t}{\partial r}\right) + \frac{q_v}{c\rho}, \tag{2.70}$$

где r – текущая координата; Γ – постоянное число, равное для пластины $\Gamma = 0$ $(r = x)$, для цилиндра $\Gamma = 1$ $(r = r)$ и для шара $\Gamma = 2$ $(r = r)$.

Для стационарного температурного поля уравнение (2.70) принимает вид

$$a\left(\frac{\mathrm{d}^2 t}{\mathrm{d}r^2} + \frac{\Gamma}{r}\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}r}\right) + \frac{q_v}{c\rho} = 0,$$

или

$$\lambda\left(\frac{\mathrm{d}^2 t}{\mathrm{d}r^2} + \frac{\Gamma}{r}\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}r}\right) + q_v = 0. \tag{2.71}$$

Дифференциальные уравнения теплопроводности отражают общий характер процесса, каждое из приведенных уравнений имеет множество решений. Для получения решения, соответствующего конкретной единичной задаче, необходимо задание условий однозначности. В условие однозначности входят геометрические условия, физические параметры материала, начальные условия и граничные условия. Условия однозначности содержат описание всех частных особенностей процесса,

которые выделяют единичное явление из всего класса явлений теплопроводности. Геометрические условия определяют форму и размеры тела, в котором протекает процесс.

Физические условия определяют числовые значения всех физических параметров тела, входящих в дифференциальные уравнения теплопроводности и граничные условия. При решении задач с внутренними источниками теплоты физические условия характеризуют также знак и распределение величины q_v.

Временные условия или начальные условия определяют температурное поле (распределение температур) в начальный момент времени и заключаются в том, что для начального момента времени τ_0 должна быть известна функция $t(x, y, z, \tau_0)$.

Граничные условия определяют особенности протекания процесса на границах тела и могут быть заданы следующим образом.

Граничное условие первого рода состоит в задании распределения температуры на поверхности тела в виде функции

$$t_c = f(x, y, z, \tau). \tag{2.72}$$

Функция задана в некотором интервале времени, в течение которого изучается процесс. В частном случае, когда температура поверхности постоянна, то $t_c = \text{const}$. Этот случай может наблюдаться при интенсивном теплообмене со средой (например, при кипении или конденсации на поверхности тела), тогда температура поверхности t_c может быть принята равной температуре среды $t_ж$.

Граничные условия второго рода состоят в задании плотности теплового потока на поверхности тела

$$q_c = f(x, y, z, \tau). \tag{2.73}$$

В частном случае плотность теплового потока может быть постоянна $q_c = \text{const}$. Этот случай может наблюдаться при нагревании тела внешним электронагревателем или при нагреве излучением в высокотемпературных печах.

Граничные условия третьего рода состоят в задании температуры окружающей среды и интенсивности теплообмена на поверхности тела. Эта интенсивность теплообмена оценивается коэффициентом теплоотдачи α, а тепловой поток на поверхности пропорционален разности температур окружающей среды $t_ж$ и поверхности тела t_c. С другой стороны, плотность теплового потока может быть выражена в соответствии с законом Фурье.

С учетом (2.7) и (2.8) граничное условие третьего рода запишется в виде

$$-\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_c = \alpha(t_ж - t_c). \tag{2.74}$$

Граничное условие третьего рода широко используется на практике. В задачах теплопроводности при условии $\alpha/\lambda \to \infty$, соответствующем условию $\mathrm{Bi} = (\alpha l)/\lambda \to \infty$, граничные условия третьего рода переходят в граничные условия первого рода. При теплообмене большой интен-

сивности температура поверхности практически становится равной температуре омывающей ее жидкости $t_c(\tau) = t_ж(\tau)$.

Граничные условия четвертого рода характеризуются равенством тепловых потоков, проходящих через поверхность контакта двух тел:

$$\lambda_1 \left.\frac{\partial t}{\partial n}\right|_1 = \lambda_2 \left.\frac{\partial t}{\partial n}\right|_2. \qquad (2.75)$$

При совершенном тепловом контакте изотермы непрерывно переходят из одного тела в другое, а градиенты температур в точках контакта удовлетворяют условию (2.75).

Дифференциальное уравнение теплопроводности (2.63) совместно с условиями однозначности дает полное математическое описание конкретной задачи теплопроводности. Решение этой задачи может быть выполнено аналитически, численно с применением ЭВМ или экспериментально с использованием методов подобия и моделирования.

Рассмотрим несколько простейших задач теплопроводности.

Стационарные одномерные системы без источников теплоты. В основе решения приведенных ниже задач лежит дифференциальное уравнение энергии (2.24).

Плоская стенка. Граничные условия первого рода. Рассмотрим неограниченную плоскую стенку, толщина которой значительно меньше двух других размеров (рис. 2.5). Такую стенку иногда называют тонкой. Пусть на поверхностях пластины поддерживаются температуры t'_c и t''_c, а теплопроводность материала равна λ.

При стационарном тепловом режиме $\partial t/\partial \tau = 0$ для одномерного температурного поля, когда температура изменяется только по координате x и не зависит от y и z, дифференциальное уравнение теплопроводности принимает вид

$$d^2 f/dx^2 = 0. \qquad (2.76)$$

Граничные условия первого рода для данной задачи будут:

$$\begin{aligned} &\text{при } x = 0 \quad t = t'_c; \\ &\text{при } x = \delta \quad t = t''_c. \end{aligned} \qquad (2.77)$$

Интегрируем уравнение (2.76) и получаем общее решение $dt/dx = C_1$, и окончательно

$$t(x) = C_1 x + C_2, \qquad (2.78)$$

где C_1 и C_2 – постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий (2.77).

Полагая $x = 0$, находим $C_2 = t'_c$, а при $x = \delta$ имеем $t''_c = C_1\delta + t'_c$, откуда $C_1 = (t''_c - t'_c)/\delta$.

Подставляя значения постоянных интегрирования в формулу (2.78), получим окончательное решение уравнения (2.76) при граничных условиях (2.77)

$$t(x) = t'_c - (t'_c - t''_c)\frac{x}{\delta}. \qquad (2.79)$$

Из (2.79) видно, что $t(x)$ линейно зависит от x. Распределение

температуры внутри плоской стенки показано на рис. 2.5. Плотность теплового потока при постоянной теплопроводности можно определить из закона Фурье $q = -\lambda \operatorname{grad} t$.

В случае неограниченной плоской стенки $\operatorname{grad} t = \partial t/\partial x$. Значение $\partial t/\partial x$ было найдено выше и равно $C_1 = (t''_c - t'_c)/\delta$. Подставляя значение градиента температуры в выражение закона Фурье, получаем

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(t'_c - t''_c). \tag{2.80}$$

Количество теплоты, передаваемое теплопроводностью через поверхность стенки F, равно

$$Q = \frac{\lambda}{\delta}(t'_c - t''_c)F. \tag{2.81}$$

Для многослойной стенки, состоящей из n слоев, при стационарном тепловом режиме значение плотности теплового потока будет постоянно и может быть записано для каждого из слоев следующими соотношениями:

для первого слоя $q = \dfrac{\lambda}{\delta_1}(t'_c - t_{c,1})$;

для второго слоя $q = \dfrac{\lambda_2}{\delta_2}(t_{c,1} - t_{c,2})$;

. . . . . .

для n-го слоя $q = \dfrac{\lambda_n}{\delta_n}(t_{c,n} - t''_c)$,

где $t_{c,1}, t_{c,2}, \ldots, t_{c,n}$ — температуры между слоями.

Решая эти уравнения относительно температурных напоров, получаем

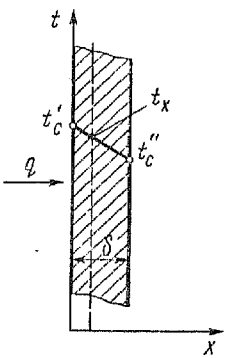


Рис. 2.5. Стационарное распределение температуры в процессе теплопроводности внутри однослойной плоской стенки

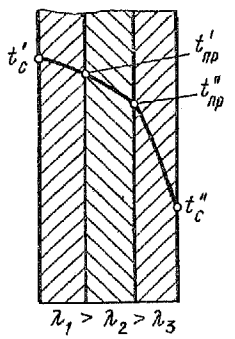


Рис. 2.6. Стационарное распределение температуры в процессе теплопроводности в трехслойной плоской стенке при $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$

$$t'_c - t_{c,1} = q\frac{\delta_1}{\lambda_1};$$

$$t_{c,1} - t_{c,2} = q\frac{\delta_2}{\lambda_2};$$

. . . . . .

$$t_{c,n} - t''_c = q\frac{\delta_n}{\lambda_n}.$$

Сложив эти уравнения и решив относительно плотности теплового потока, получим

$$q = \frac{t'_c - t''_c}{\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \ldots + \delta_n/\lambda_n} = \frac{t'_c - t''_c}{\sum\limits_{i=1}^{n}(\delta_i/\lambda_i)}, \qquad (2.82)$$

где i – порядковый номер слоя.

Величина $\sum\limits_{i=1}^{n}(\delta_i/\lambda_i)$ представляет собой сумму термических сопротивлений слоев стенки $R_i = \delta_i/\lambda_i$ и называется полным термическим сопротивлением многослойной стенки $R_{ст}$.

Определив значение q из (2.82), можно рассчитать температуры между слоями $t_{c,i}$.

На рис. 2.6 показано изменение температуры в трехслойной плоской стенке при $\delta_1 = \delta_2 = \delta_3$ и $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$, а на рис. 2.7 – при условии $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$.

Плоская стенка. Граничные условия третьего рода. Теплопередача. Имеется плоская неограниченная стенка толщиной δ (рис. 2.8). Заданы теплопроводность материала стенки, коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 на поверхностях стенки и температуры теплоносителей, омывающих стенку, t_1 и t_2. Будем считать, что температуры изменяются только в направлении x, нормальном к поверхности стенки. Тепловой поток при установившемся режиме остается постоянным.

Плотность теплового потока от горячего теплоносителя к поверхности определяется уравнением теплоотдачи:

$$q = \alpha_1(t_1 - t'_c); \qquad (2.83)$$

внутри твердой стенки по уравнению теплопроводности (2.80):

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(t'_c - t''_c); \qquad (2.84)$$

от холодной поверхности стенки к холодному теплоносителю

$$q = \alpha_2(t''_c - t_2). \qquad (2.85)$$

Решив совместно уравнения (2.83) – (2.85) относительно плотности теплового потока, получим

$$q = \frac{t_1 - t_2}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}. \qquad (2.86)$$

Дробь $\dfrac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}$, как было показано выше, обозначается k и называется *коэффициентом теплопередачи*:

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}. \tag{2.87}$$

Если термические сопротивления стенки δ/λ и $1/\alpha$ со стороны теплоносителей несоизмеримы между собой, то значение коэффициента теплопередачи определяется большим термическим сопротивлением. Для чистой тонкой стенки при $1/\alpha_1 \gg 1/\alpha_2$ коэффициент теплопередачи практически равен меньшему коэффициенту теплоотдачи $k \approx \alpha_1$. Интенсифицировать процесс теплопередачи в этих условиях можно лишь увеличивая интенсивность теплообмена со стороны горячего теплоносителя.

В случае многослойной стенки в формулу (2.86) следует подставлять сумму термических сопротивлений слоев

$$q = \frac{t_1 - t_2}{1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^{n} (\delta_i/\lambda_i) + 1/\alpha_2}. \tag{2.88}$$

Для многослойной стенки коэффициент теплопередачи

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^{n} (\delta_i/\lambda_i) + 1/\alpha_2}. \tag{2.89}$$

Величина, обратная k, называется полным термическим сопротивлением:

$$R = 1/k = 1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^{n} (\delta_i/\lambda_i) + 1/\alpha_2.$$

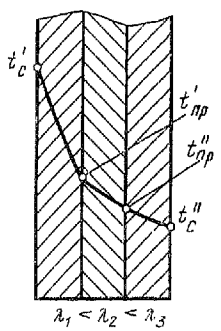


Рис. 2.7. Стационарное распределение температуры в трехслойной плоской стенке при $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$

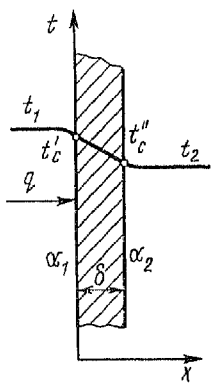


Рис. 2.8. К выводу уравнения теплопередачи через однослойную плоскую стенку

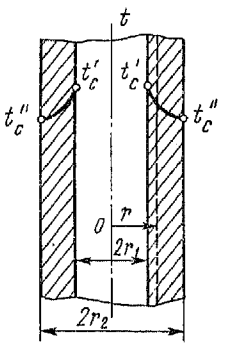


Рис. 2.9. Распределение температуры по толщине однослойной цилиндрической стенки

Температуры поверхностей стенки t'_c и t''_c в этом случае определяются из уравнений (2.83) – (2.85), а плотность теплового потока – из уравнения теплопередачи (2.86). Температуры на границе слоев определяются как в случае чистой теплопроводности по известным величинам q и одной из температур слоя.

Цилиндрическая стенка. Граничные условия первого рода. Имеется цилиндрическая стенка (труба), длина которой l существенно больше толщины (рис. 2.9). Такой цилиндр называется неограниченным. Обозначим внутренний радиус трубы r_1, а наружный r_2. Теплопроводность материала стенки будем считать постоянной. Изотермические поверхности являются цилиндрическими, имеющими общую с трубой ось, а тепловой поток направлен радиально.

При заданных условиях температура изменяется только в радиальном направлении и температурное поле будет одномерным.

В цилиндрической системе координат дифференциальное уравнение теплопроводности (2.68) при отсутствии внутренних источников теплоты будет:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial t}{\partial r}\right), \tag{2.90}$$

где $\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial t}{\partial r}$ – оператор Лапласа в цилиндрических координатах.

При стационарном тепловом режиме $\partial t/\partial \tau = 0$ и дифференциальное уравнение теплопроводности (2.90) примет вид

$$\frac{\mathrm{d}^2 t}{\mathrm{d}r^2} + \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}r} = 0. \tag{2.91}$$

Граничные условия первого рода запишем в виде:

$$\begin{aligned} &\text{при } r = r_1 \quad t = t'_c; \\ &\text{при } r = r_2 \quad t = t''_c. \end{aligned} \tag{2.92}$$

Введем новую переменную $u = \mathrm{d}t/\mathrm{d}r$. Подставляя u в (2.91), получим уравнение в новых переменных:

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}r} + \frac{1}{r}\mathrm{d}u = 0. \tag{2.93}$$

Разделим переменные

$$\frac{\mathrm{d}u}{u} + \frac{\mathrm{d}r}{r} = 0.$$

После интегрирования получим

$$\ln u + \ln r = \ln C_1.$$

Потенцируя уравнение, получим

$$u = C_1/r. \tag{2.94}$$

Приравнивая значения $u = \mathrm{d}t/\mathrm{d}r$ и $u = C_1/r$, определяем зависимость температуры от координаты:

$$\mathrm{d}t/\mathrm{d}r = C_1/r \text{ и } t(r) = C_1 \ln r + C_2, \tag{2.95}$$

откуда следует, что кривая распределения температур по толщине цилиндрической стенки представляет собой логарифмическую кривую, показанную на рис. 2.9.

Из граничных условий (2.92) определим постоянные интегрирования

$$C_1 = -\frac{t'_c - t''_c}{\ln \frac{r_2}{r_1}}; \tag{2.96}$$

$$C_2 = t'_c - \frac{t''_c - t'_c}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \ln r_1. \tag{2.97}$$

Подставляя значения C_1 и C_2 в уравнение (2.95), окончательно получаем выражение для температурного поля:

$$t(r) = t'_c - (t''_c - t'_c) \frac{\ln (r/r_1)}{\ln (r_2/r_1)}. \tag{2.98}$$

Количество теплоты, проходящее через цилиндрическую поверхность площадью $F = 2\pi rl$, найдем из закона Фурье

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dr} F. \tag{2.99}$$

Градиент температуры dt/dr обозначен u и определяется соотношением

$$\frac{dt}{dr} = u = \frac{C_1}{r} = -\frac{t'_c - t''_c}{r \ln (r_2/r_1)}. \tag{2.100}$$

Подставляя значение градиента температуры в уравнение (2.99), получаем

$$Q = \frac{2\pi l \lambda (t'_c - t''_c)}{\ln (r_2/r_1)}. \tag{2.101}$$

Обычно плотность теплового потока относят к единице длины трубы

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{2\pi\lambda}{\ln (r_2/r_1)} (t'_c - t''_c). \tag{2.102}$$

Для тонких труб большого диаметра при $d_2/d_1 < 2$ можно считать тепловой поток по формулам для плоской стенки (2.80) и (2.81). Ошибка составит меньше 4%.

Для расчета теплового потока Q в цилиндре можно воспользоваться формулой для плоской стенки $Q = \frac{\lambda}{\delta} \Delta t_c F$.

В случае цилиндрической стенки уравнение для Q (2.101) умножим и разделим на толщину стенки, равную Δr:

$$Q = \frac{2\pi l \lambda \Delta t_c}{\ln (r_2/r_1)} \frac{\Delta r}{\Delta r}.$$

Тогда можно записать

$$Q = \frac{\lambda}{\delta}\Delta t_c F_{ср}, \qquad (2.103)$$

где $\delta = \Delta r = r_2 - r_1$; $F_{ср} = 2\pi r_{ср} l$; $r_{ср} = (r_2 - r_1)/\ln(r_2/r_1)$ – средний радиус цилиндрической стенки. Формула (2.103) аналогична формуле (2.81) для плоской стенки.

Для расчета теплопроводности многослойной цилиндрической стенки воспользуемся той же методикой, что и в случае плоской многослойной стенки и с теми же ограничениями – контакт между слоями совершенен, теплопроводности слоев λ_i постоянны.

Напишем значение линейного теплового потока q_l для каждого из слоев:

$$\begin{aligned} q_l &= \frac{2\pi\lambda_1}{\ln(r_2/r_1)}(t'_c - t_{c,1}); \\ q_l &= \frac{2\pi\lambda_2}{\ln(r_3/r_2)}(t_{c,1} - t_{c,2}); \\ &\cdots\cdots\cdots \\ q_l &= \frac{2\pi\lambda_n}{\ln(r_n/r_{n-1})}(t_{c,n} - t''_c). \end{aligned} \qquad (2.104)$$

Решим уравнения (2.104) относительно разностей температур и сложим. Тогда получим

$$t'_c - t''_c = \frac{q_l}{2\pi}\left(\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{r_3}{r_2} + \ldots + \frac{1}{\lambda_n}\ln\frac{r_n}{r_{n-1}}\right),$$

откуда линейная плотность теплового потока

$$q_l = \frac{\pi(t'_c - t''_c)}{\frac{1}{2\lambda_1}\ln\frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{2\lambda_2}\ln\frac{r_3}{r_2} + \ldots + \frac{1}{2\lambda_n}\ln\frac{r_n}{r_{n-1}}}.$$

Для n-слойной стенки:

$$q_l = \frac{(t'_c - t''_c)}{\sum\limits_{i=1}^{n}\frac{1}{2\pi\lambda_i}\ln\frac{r_i}{r_{i-1}}}. \qquad (2.105)$$

Величина $\frac{1}{2\pi\lambda_i}\ln\frac{r_i}{r_{i-1}}$ называется линейным термическим сопротивлением отдельного цилиндрического слоя, а величина $\sum\limits_{i=1}^{n}\frac{1}{2\pi\lambda_i}\ln\frac{r_i}{r_{i-1}}$ – полным линейным термическим сопротивлением цилиндрической стенки.

Цилиндрическая стенка. Граничные условия третьего рода. Теплопередача. Рассмотрим неограниченную цилиндрическую стенку толщиной $\delta = r_2 - r_1$. Заданы температуры теплоносителей t_1 и t_2, омывающих поверхности стенки, причем будем считать $t_1 > t_2$. Заданы коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 на поверхностях стенки со стороны горячего и холодного теплоносителей.

Напишем уравнения для линейной плотности теплового потока:

$$q_l = \alpha_1 (t_1 - t'_c)\pi r_1;$$

$$q_l = \frac{2\pi\lambda}{\ln(r_2/r_1)}(t'_c - t''_c);$$

$$q_l = \alpha_2 (t''_c - t_2)\, 2\pi r_2.$$

Решаем эти уравнения относительно разностей температур и складываем. Получаем

$$t_1 - t_2 = q_l\left(\frac{1}{\alpha_1 2\pi r_1} + \frac{1}{2\pi\lambda}\ln\frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\alpha_2 2\pi r_2}\right),$$

откуда

$$q_l = \frac{(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1 2\pi r_1} + \frac{1}{2\pi\lambda}\ln\frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\alpha_2 2\pi r_2}} = \frac{(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1\pi d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2\pi d_2}}. \quad (2.106)$$

Обозначим

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1\pi d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2\pi d_2}}. \quad (2.107)$$

Величину k_l называют *линейным коэффициентом теплопередачи.*

Величина, обратная k_l, называется полным термическим сопротивлением цилиндрической стенки и обозначается R_l:

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{\alpha_1\pi d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2\pi d_2} = R_{l,1} + R_{l,c} + R_{l,2}, \quad (2.108)$$

где d_1 и d_2 – внутренний и наружный диаметры трубы.

Как и в случае плоской стенки, полное термическое сопротивление теплопередачи цилиндрической стенки есть сумма частных термических сопротивлений $R_{l,1} = \frac{1}{\alpha_1\pi d_1}$ и $R_{l,2} = \frac{1}{\alpha_2\pi d_2}$ и термического сопротивления стенки $R_{l,c} = \frac{1}{2\pi\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1}$.

Из формулы (2.106) видно, что при постоянном d_1 с увеличением d_2 увеличивается термическое сопротивление $R_{l,c}$, но уменьшается термическое сопротивление теплоотдачи со стороны холодного теплоносителя $R_{l,2}$. Такая двойного характера зависимость полного термического сопротивления R_l цилиндрической стенки означает, что существует значение d_2, при котором R_l имеет экстремальное значение. Приравняв первую производную нулю:

$$\frac{dR_l}{d(d_2)} = \frac{1}{2\lambda d_2} - \frac{1}{\alpha_2 d_2^2} = 0,$$

найдем

$$d_2 = 2\lambda/\alpha_2. \quad (2.109)$$

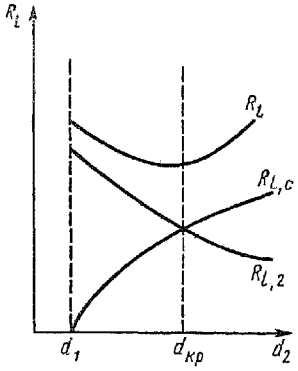


Рис. 2.10. К определению критического диаметра цилиндрической стенки

Так как вторая производная положительна, то найденному значению d_2 соответствует минимальное тепловое сопротивление R_l (рис. 2.10) и согласно (2.106) максимальная плотность теплового потока q_l. Величину d_2, определяемую соотношением (2.109), называют критическим диаметром трубы

$$d_{кр} = 2\lambda/\alpha_2. \qquad (2.110)$$

При увеличении наружного диаметра до $d_{кр}$ тепловые потери цилиндрической стенки растут. Для уменьшения потерь теплоты изолированным трубопроводом необходимо, чтобы наружный диаметр изоляции был больше $d_{кр}$. Это положение следует учитывать при выборе материала и толщины слоя изоляции трубопроводов.

Условие (2.110) может быть выражено равенством

$$\mathrm{Bi}_{кр} = \alpha_2 d_{кр}/\lambda = 2. \qquad (2.111)$$

Этому значению числа Био соответствует максимальное значение теплового потока. При $\mathrm{Bi} < 2$ увеличение слоя изоляции до $d_{кр}$ ведет к увеличению теплопотерь.

Шаровая стенка. Граничные условия первого рода. Рассмотрим полый шар с радиусами r_1 и r_2, с постоянной теплопроводностью материала λ и температурами поверхностей t'_c и t''_c.

Так как температура изменяется только в радиальном направлении, то дифференциальное уравнение теплопроводности в сферических координатах будет

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial t}{\partial r}\right), \qquad (2.112)$$

где $\dfrac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \dfrac{2}{r}\dfrac{\partial t}{\partial r} = \nabla^2 t$ – оператор Лапласа в сферических координатах.

При стационарном тепловом режиме температура не зависит от времени $\partial t/\partial \tau = 0$ и уравнение (2.112) принимает вид

$$\frac{\mathrm{d}^2 t}{\mathrm{d}r^2} + \frac{2}{r}\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}r} = 0. \qquad (2.113)$$

Граничные условия первого рода:

$$\text{при } r = r_1 \quad t = t'_c;$$
$$\text{при } r = r_2 \quad t = t''_c. \qquad (2.114)$$

Дважды интегрируя уравнение теплопроводности (2.113), получаем

$$\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}r} = \frac{C_1}{r^2}; \quad t(r) = C_2 - \frac{C_1}{r}. \qquad (2.115)$$

Определим постоянные интегрирования из граничных условий

$$C_1 = -\frac{t'_c - t''_c}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}};\quad C_2 = t'_c - \frac{t'_c - t''_c}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}}\frac{1}{r_1}.$$

Подставляя значения постоянных в (2.115), получаем выражение для температурного поля в сферической стенке

$$t(r) = t'_c - \frac{t'_c - t''_c}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}\right). \tag{2.116}$$

Из формул (2.115) и (2.116) видно, что температура $t(r)$ изменяется по формуле гиперболы. Тепловой поток найдем, подставив градиент температуры dt/dr в уравнение закона Фурье при площади изотермической поверхности $F = 4\pi r^2$:

$$Q = -\lambda\frac{dt}{dr}F = \frac{\lambda}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}}(t'_c - t''_c)\,4\pi. \tag{2.117}$$

При граничных условиях третьего рода уравнение теплопередачи будет

$$Q = \frac{\pi(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \frac{1}{2\lambda}\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2}}, \tag{2.118}$$

где t_1, t_2 – температуры теплоносителей; α_1 и α_2 – коэффициенты теплоотдачи на внутренней и наружной поверхностях шара; d_1, d_2 – диаметры.

Для сферической стенки тепловой поток может быть рассчитан по формуле, аналогичной для расчета теплового потока в плоской стенке. Преобразуем (2.117):

$$Q = \frac{\lambda}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}}(t'_c - t''_c)\,4\pi = \frac{\lambda r_1 r_2}{r_2 - r_1}\Delta t\,4\pi.$$

Обозначая $\delta = r_2 - r_1$, $r_{ср} = \sqrt{r_1 r_2}$ и $F_{ср} = 4\pi r_{ср}^2$, получаем расчетную формулу в виде

$$Q = \frac{\lambda}{\delta}\Delta t\,F_{ср}. \tag{2.119}$$

Уравнение теплопроводности для многослойной сферической стенки может быть получено аналогичным образом, как оно получено для плоской и цилиндрической стенок. Опуская громоздкие выкладки, напишем расчетную формулу в виде

$$Q = \frac{4\pi(t'_c - t''_c)}{\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{\lambda_i}\frac{r_{i+1} - r_i}{r_i r_{i+1}}}, \tag{2.120}$$

где r_i и r_{i+1} – меньший и больший радиусы i-го слоя шаровой стенки.

Теплопроводность при наличии внутренних источников теплоты. Процессы теплопроводности в химических системах осложняются действием экзотермических или эндотермических эффектов, при которых теплота выделяется или поглощается во всем реакционном объеме. К этому классу задач относятся также системы с фазовыми превращениями, а также процессы, связанные с индукционным или диэлектрическим нагревом.

При наличии источников теплоты постоянной мощности q_v (Вт/м^3) решение задач одномерного температурного поля сводится к решению дифференциального уравнения (2.71):

$$\lambda\left(\frac{\mathrm{d}^2t}{\mathrm{d}r^2}+\frac{\Gamma}{r}\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}r}\right)+q_v=0. \tag{2.121}$$

Опуская громоздкие выкладки, не представляющие собой математической трудности, приведем окончательные результаты решения уравнения (2.121).

Для пластины толщиной $2R$ при граничных условиях третьего рода $\alpha = \text{const}$ и $t_ж = \text{const}$ при симметричном охлаждении и постоянной теплопроводности λ решение будет:

$$t_r = t_ж + \frac{q_v R}{\alpha} + \frac{q_v}{2\lambda}(R^2 - r^2). \tag{2.122}$$

Для цилиндра радиусом R

$$t_r = t_ж + \frac{q_v R}{2\alpha} + \frac{q_v}{4\lambda}(R^2 - r^2). \tag{2.123}$$

Для шара радиусом R

$$t_r = t_ж + \frac{q_v R}{3\alpha} + \frac{q_v}{6\alpha}(R^2 - r^2). \tag{2.124}$$

Общее решение задачи одномерного температурного поля в критериальной форме может быть записано в следующем виде:

$$\frac{t_r - t_ж}{t_ж} = \frac{1}{n}\mathrm{Po}\left(1 - \frac{r^2}{R^2} + \frac{2}{\mathrm{Bi}}\right), \tag{2.125}$$

где $\mathrm{Po} = (q_v R^2)/(\lambda t_ж)$ – критерий Померанцева; $\mathrm{Bi} = (\alpha R)/\lambda$ – критерий Био; n – постоянное число: для пластины $n = 2$, для цилиндра $n = 4$, для шара $n = 6$.

При $\mathrm{Bi} \to \infty$ граничные условия третьего рода вырождаются в граничные условия первого рода $t_c = t_ж = \text{const}$. В этом случае общее решение будет:

$$\frac{t_r - t_c}{t_c} = \frac{1}{n}\mathrm{Po}\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right), \tag{2.126}$$

или

$$t_r = t_c + \frac{1}{n}\frac{q_v}{\lambda}(R^2 - r^2). \tag{2.127}$$

Уравнение (2.127) показывает, что распределение температуры в пластине, цилиндре и шаре при наличии равномерно распределенных внутренних источников теплоты постоянной мощности подчиняется параболическому закону.

Как следует из уравнения (2.127), мощность внутренних источников теплоты может быть определена по разности температур на поверхности тела и любой точки тела $\Delta t = t_r - t_c$:

$$q_v = \frac{n\lambda \Delta t}{R^2 - r^2}; \tag{2.128}$$

при $r = 0$ температура в центре равна $t_ц$. В этом случае величина $(q_v R^2)/(n\lambda)$ имеет смысл полного перепада температур в теле:

$$t_ц - t_c = \frac{q_v R^2}{n\lambda}. \tag{2.129}$$

Мощность внутренних источников в этом случае может быть определена из соотношения

$$q_v = \frac{n\lambda}{R^2}(t_ц - t_c), \tag{2.130}$$

которое для пластины, например, имеет вид

$$q_v = \frac{2\lambda}{R^2}(t_ц - t_c). \tag{2.131}$$

Нестационарная теплопроводность. В химической технологии нестационарная теплопроводность связана с прогревом или охлаждением материала и оборудования при запуске, остановке или изменении технологического режима процесса. Особый интерес представляет анализ нестационарной теплопроводности в тех случаях, когда химический процесс сопровождается экзотермическим или эндотермическим эффектом. В этом случае расчет теплопроводности с учетом внутренних источников теплоты позволяет получить важные кинетические и термодинамические характеристики химического процесса.

На рис. 2.11, *а* показаны кривые изменения температуры тела в процессе его нагревания. При погружении тела в среду теплоносителя с постоянной температурой $t_ж$ сначала прогревается поверхность тела $t_п$, а спустя какое-то время начинает изменяться температура центра $t_ц$. С увеличением времени прогрева температуры в теле выравниваются и при $\tau \to \infty$ становятся равными температуре греющей жидкости. На рис. 2.11, *б* показана дифференциальная термограмма этого процесса $\Delta t = f(\tau)$, где $\Delta t = t_п - t_ц$. Максимальная разность температур поверхности и центра соответствует времени τ_1, а затем уменьшается и при $\tau \to \infty$ стремится к нулю, когда тело полностью прогрето. Характер изменения теплового потока, поступающего в тело при его нагревании, показан на рис. 2.11, *в*. В начале процесса прогрева Q велико, а затем уменьшается. Площадь, ограниченная осью абсцисс и кривой $Q = f(\tau)$, соответствует полному количеству теплоты, поступившему в тело за время τ. Теплота Q идет на повышение энтальпии тела.

Рассмотрим некоторые простейшие задачи нестационарной теплопроводности. На этих примерах рассмотрим физические особенности процессов, методы решения задач нестационарной теплопроводности, а также возможности практического использования полученных решений.

Аналитическое описание процесса включает в себя дифференциальное уравнение теплопроводности и условия однозначности. Для одномерных тел дифференциальное уравнение теплопроводности может быть представлено в следующем виде [см. уравнение (2.79)]:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{\Gamma}{r}\frac{\partial t}{\partial r}\right) + \frac{q_v}{c\rho}, \qquad (2.132)$$

где r — текущая координата; Γ — постоянное число: для пластины $\Gamma = 0$ ($r = x$), для цилиндра $\Gamma = 1$ ($r \equiv r$); для шара $\Gamma = 2$ ($r \equiv r$).

Количество теплоты q_v, выделенное в единице объема за единицу времени, может быть в первом приближении принято постоянным и равномерно распределенным, как в электронагревательных элементах, или зависящим от времени, как в химических процессах.

При отсутствии внутренних источников теплоты уравнение упрощается:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{\Gamma}{r}\frac{\partial t}{\partial r}\right). \qquad (2.133)$$

Физические параметры тела λ, c, ρ будем считать постоянными, а начальное распределение температуры равномерным.

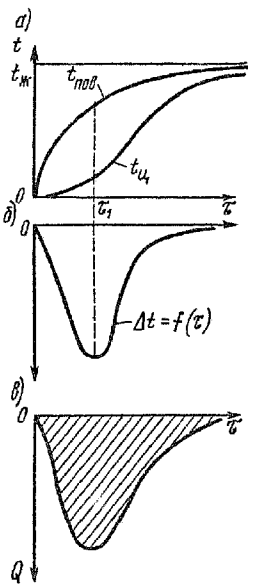


Рис. 2.11. Термограммы прогрева образца: простые (*а*); дифференциальные (*б*); теплота, затраченная на прогрев образца (*в*)

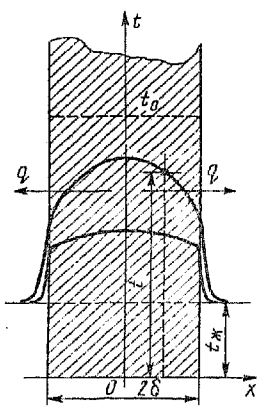


Рис. 2.12. Распределение температуры в неограниченной пластине при нестационарной теплопроводности

Решение задачи нестационарной теплопроводности сводится к определению зависимости температуры и переданного количества теплоты от времени для любой точки тела.

Охлаждение (нагревание) пластины. Граничные условия третьего рода. Дана неограниченная пластина толщиной 2δ (рис. 2.12). В начальный момент времени ($\tau = 0$) температура в пластине распределена равномерно и равна t_0. Пластина помещена в среду с постоянной температурой $t_ж < t_0$. Теплообмен на обеих поверхностях пластины происходит при постоянных коэффициентах теплоотдачи $\alpha = \text{const}$. Требуется найти распределение температуры в пластине $t = t(x, \tau)$.

При поставленных условиях распределение температуры по толщине пластины должно быть симметричным $\partial t(0, \tau)/\partial x = 0$, а искомая функция $t(x, \tau)$ должна быть четной функцией координаты x. Пластина сделана из однородного и изотропного материала с постоянными теплофизическими характеристиками.

Математическую формулировку задачи можно упростить, если ввести избыточную температуру $\vartheta = t - t_ж$. Тогда дифференциальное уравнение теплопроводности (2.133) для пластины при $\Gamma = 0$ можно записать

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2}. \tag{2.134}$$

Краевые условия:

начальные условия при $\tau = 0$ $\quad \vartheta(x, 0) = \vartheta_0$; (а)

граничные условия при $x = \delta$ $\quad \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x}\right)_{x=\delta} = -\frac{\alpha}{\lambda} \vartheta_{x=\delta}$; (б)

условие симметрии при $x = 0$ $\quad \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x}\right)_{x=0} = 0$. (в)

Найдем функцию $\vartheta(x, \tau)$ распределения температуры в пластине в любой момент времени процесса охлаждения (нагревания). С этой целью используем простой и достаточно универсальный метод разделения переменных. Будем искать решение уравнения (2.134) в виде произведения двух функций, одна из которых $\varphi(x)$ зависит только от пространственной координаты, другая $f(\tau)$ зависит только от времени:

$$\vartheta(x, \tau) = \varphi(x) f(\tau). \tag{2.135}$$

Подставляя выражение для ϑ в уравнение теплопроводности (2.134) и разделяя переменные, получим

$$\frac{1}{f(\tau)} \frac{\partial [f(\tau)]}{\partial \tau} = a \frac{1}{\varphi(x)} \frac{\partial^2 [\varphi(x)]}{\partial x^2}.$$

Левая часть этого уравнения зависит только от τ, а правая — только от x. Известно, что две функции от двух разных и не зависящих друг от друга аргументов могут быть равны при любых значениях последних только в том случае, если они постоянны. Величина эта является отрицательной и обозначается k^2. Тогда получим два дифференциальных уравнения:

$$\frac{1}{f(\tau)}\frac{\mathrm{d}[f(\tau)]}{\mathrm{d}\tau} = -ak^2; \tag{2.136}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2[\varphi(x)]}{\mathrm{d}x^2} + k^2\varphi(x) = 0. \tag{2.137}$$

Уравнение (2.136) решается разделением переменных

$$\frac{\mathrm{d}[f(\tau)]}{f(\tau)} = -ak^2\mathrm{d}\tau.$$

После интегрирования этого уравнения получим

$$\ln[f(\tau)] = -a\tau k^2 + \ln C_1$$

и общее решение будет

$$f(\tau) = C_1 e^{-ak^2\tau}. \tag{2.138}$$

Из уравнения (2.138) видно, что знак постоянной величины k^2 выбран правильно, так как при значении $\tau \to \infty$ температурная функция $f(\tau) \to 0$, что соответствует физическому смыслу. В противоположном случае, при положительном значении k^2 при $\tau \to \infty$, $f(\tau) \to \infty$, т. е. приводит к нереальному результату.

Общее решение (2.137) имеет вид

$$\varphi(x) = C_2\cos(kx) + C_3\sin(kx). \tag{2.139}$$

Подставляя выражения $\varphi(x)$ и $f(\tau)$ в уравнение (2.135), получим

$$\vartheta = [C_2\cos(kx) + C_3\sin(kx)]\,C_1 e^{-ak^2\tau},$$

или, обозначая $C_1C_2 = C$ и $C_1C_3 = D$:

$$\vartheta = [C\cos(kx) + D\sin(kx)]\,e^{-ak^2\tau}.$$

Постоянные C, D и k определяются из начальных и граничных условий (а), (б), (в). Постоянная D определяется из условий симметрии (в):

$$\left(\frac{\partial\vartheta}{\partial x}\right)_{x=0} = [-Ck\sin kx + Dk\cos(kx)]\,e^{-ak^2\tau}. \tag{2.140}$$

Так как $k \neq 0$ (стенка охлаждается или нагревается), $k\cos(kx) \neq 0$ при $x = 0$, то постоянная D должна быть равна нулю. Таким образом,

$$\vartheta = Ce^{-ak^2\tau}\cos(kx). \tag{2.141}$$

Собственные значения $k = k_n$ найдем, используя граничные условия (б). На левой поверхности пластины $x = -\delta$; подставляя в (б) решение (2.140) и (2.141), получим

$$Cke^{-ak^2\tau}\sin(k\delta) = \frac{\alpha}{\lambda}Ce^{-ak^2\tau}\cos(k\delta),$$

или, сокращая, получим

$$\operatorname{ctg}(k\delta) = (k\lambda)/\alpha.$$

Умножив числитель и знаменатель на δ, получим

$$\operatorname{ctg}(k\delta) = \frac{k\delta}{(\alpha\delta)/\lambda} = \frac{k\delta}{\mathrm{Bi}}. \qquad (2.142)$$

Введем обозначением $\mu = k\delta$ и тогда

$$\operatorname{ctg}(\mu) = \mu/\mathrm{Bi}. \qquad (2.143)$$

Из анализа характеристического трансцендентного уравнения (2.143) видно, что μ имеет бесчисленное множество значений. Уравнение (2.143) наиболее просто решается графическим путем (рис. 2.13). Обозначим $\operatorname{ctg}\mu = y_1$, а $\mu/\mathrm{Bi} = y_2$ и построим графики этих функций. Первый график представляет собой котангенсоиду, являющуюся периодической функцией аргумента μ с периодом π. Второй график — прямую, тангенс угла наклона которой к абсциссе равен 1/Bi. Абсциссы точек пересечения этих графиков дают значения корней μ уравнения (2.143).

Как видно из рис. 2.13, уравнение (2.143) имеет бесчисленное множество корней μ_n ($n = 1, 2, 3, \ldots$), удовлетворяющих уравнению (2.134) и граничному условию (б). Из уравнения (2.143) следует также, что значения μ_n, которые называются собственными числами, зависят от порядкового номера n и числа Био.

При $\mathrm{Bi} = 0$ прямая $y_2 = \mu/\mathrm{Bi}$ совпадает с осью ординат, тогда $\mu_1 = 0$; $\mu_2 = \pi; \ldots; \mu_n = (n-1)\pi$.

При $\mathrm{Bi} \to \infty$ прямая $y_2 = \mu/\mathrm{Bi}$ совпадает с осью абсцисс, тогда корни уравнения (2.143) будут равны $\mu_1 = \pi/2$, $\mu_2 = 3\pi/2, \ldots, \mu_n = (2n-1)\pi/2$.

Для других значений критерия Bi первые три корня характеристического уравнения (2.143) приведены ниже:

Bi	0	0,01	0,1	1,0	10	80	100	∞
μ_1	0,000	0,0998	0,3111	0,8603	1,4289	1,5514	1,5552	1,5708
μ_2	3,1416	3,1448	3,1731	3,4256	4,3058	4,6543	4,6658	4,7124
μ_3	6,2832	6,2848	6,2991	6,4373	7,2281	7,7573	7,7764	7,8540

Метод разделения переменных позволяет получить совокупность частных решений ϑ_n, удовлетворяющих дифференциальному уравнению теплопроводности и граничным условиям. Каждому значению корня μ_n соответствует частное распределение температуры. Сумма частных решений является общим решением уравнения теплопроводности

$$\vartheta(x, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) e^{-\mu_n^2 \mathrm{Fo}}. \qquad (2.144)$$

Значения констант C_n опреде-

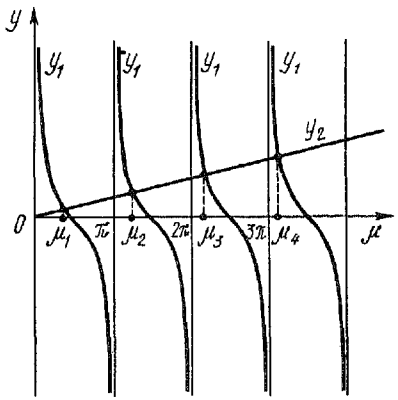


Рис. 2.13. Графический способ определения корней характеристического уравнения

ляются из начальных условий. При $\mathrm{Fo} = 0$ ($\tau = 0$) получаем

$$\vartheta_0 = \vartheta(x, 0) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right). \tag{2.145}$$

Воспользуемся свойством ортогональности тригонометрической функции. Для этого (2.145) умножим на $\cos(\mu_m x)$ и проинтегрируем в пределах $-\delta \leqslant x \leqslant \delta$:

$$\vartheta_0 \int_{-\delta}^{\delta} \cos(\mu_m x)\,dx = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \int_{-\delta}^{\delta} \cos(\mu_m x)\cos(\mu_n x)\,dx.$$

Свойство ортогональности в нашем случае может быть записано в виде

$$\int_{-\delta}^{\delta} \cos(\mu_m x)\cos(\mu_n x)\,dx = \begin{cases} 0 & \text{при } m \neq n; \\ \int_{-\delta}^{\delta} \cos^2(\mu_n x)\,dx & \text{при } m = n. \end{cases} \tag{2.146}$$

Для $m = n$ интеграл (2.146) равен

$$\int_{-\delta}^{\delta} \cos^2\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) dx = \delta\left(1 + \frac{\sin 2\mu_n}{2\mu_n}\right)$$

и C_n из (2.145) получает вид

$$C_n = \frac{\vartheta_0 \int_{-\delta}^{\delta} \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) dx}{\int_{-\delta}^{\delta} \cos^2\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) dx} = \frac{\vartheta_0 \frac{2\delta}{\mu_n} \sin\mu_n}{\delta\left(1 + \frac{\sin 2\mu_n}{2\mu_n}\right)} = \vartheta_0 \frac{2\sin\mu_n}{\mu_n + \sin\mu_n \cos\mu_n}. \tag{2.147}$$

Подставив найденные значения C_n в уравнение (2.144), получим окончательное решение для симметрично охлаждаемой однородной пластины

$$\vartheta = \sum_{n=1}^{\infty} \vartheta_0 \frac{2\sin\mu_n}{\mu_n + \sin\mu_n \cos\mu_n} \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) e^{-\mu_n^2 a\tau/\delta^2}, \tag{2.148}$$

или в безразмерной форме

$$\theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0} = \frac{t(x, \tau) - t_ж}{t_0 - t_ж} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) e^{-\mu_n^2 \mathrm{Fo}}, \tag{2.149}$$

где $A_n = 2\sin\mu_n/(\mu_n + \sin\mu_n \cos\mu_n)$.

Решение (2.149) действительно и для случая прогревания пластины, только необходимо положить

$$\theta_{\text{нагр}} = 1 - \theta_{\text{охл}} = \frac{t(x, \tau) - t_0}{t_ж - t_0}.$$

Так как $\cos(\mu_n x/\delta)$ – величина ограниченная, а $\exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo})$ – величина быстро убывающая, то, как показывает анализ уравнения

(2.149), при $Fo \geqslant 0{,}25$ ряд становится быстро сходящимся и может быть заменен с достаточной точностью первым членом.

В этом случае распределение температуры в пластине может быть получено из уравнения

$$\theta = A_1 \cos\left(\mu_1 \frac{x}{\delta}\right) \exp(-\mu_1^2 Fo). \tag{2.150}$$

Область вырождения функции (2.149) в (2.150) называют регулярным тепловым режимом.

При заданных координатах x искомая температура θ есть функция только критериев Bi и Fo:

$$\theta = f(Bi, Fo). \tag{2.151}$$

Для практических расчетов температуры в центре и на поверхности пластины обычно пользуются номограммами, приведенными на рис. 2.14 и 2.15. Пользуясь номограммами, можно:

определить время охлаждения $Fo = (a\tau)/\delta^2$ (нагревания) до заданной температуры $\theta_{x=\delta}$ или $\theta_{x=0}$ по известным условиям теплоотдачи на поверхностях;

определить температуру через заданное время;

определить интенсивность теплоотдачи на поверхностях при заданных Fo и θ.

При $Bi \to \infty$ температура поверхности пластины становится равной температуре охлаждающей (нагревающей) среды, граничные условия третьего рода переходят в граничные условия первого рода. Как показывают расчеты, таким свойством обладает поле при $Bi \geqslant 100$. Тогда $\mu_n = (2n-1)\pi/2$ и коэффициент A_n в уравнении (2.149) равен

$$A_n = (-1)^{n+1} \frac{4}{(2n-1)\pi}. \tag{2.152}$$

При $n = 1$ $A_1 = 4/\pi$, при $n = 2$ $A_2 = -4/(3\pi), \ldots$. Если ограничиться первым членом, то безразмерная температура оси пластины

$$\theta_{x=0} = \frac{4}{\pi} e^{Fo - \pi^2/4}.$$

Решая относительно времени, получим

$$\tau = \frac{4\delta^2}{\pi^2} \frac{1}{a} \ln\left(\frac{1}{\theta_{x=0}} \frac{4}{\pi}\right).$$

Безразмерная температура поверхности $\theta_{x=\delta} = 0$.

При $Bi \to 0$, когда внутреннее термическое сопротивление мало по сравнению с термическим сопротивлением на поверхности, температуры по толщине пластины распределяются равномерно. Как следует из характеристического уравнения (2.142), $\mu_n = (n-1)\pi$, а величина

$$A_n = \lim \frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n}$$

принимает значения: $A_1 = 1$, $A_2 = A_3 = \ldots = A_n = 0$.

Безразмерная температура находится

$$\theta = \cos\left(\sqrt{\mathrm{Bi}}\,\frac{x}{\delta}\right) e^{-\mathrm{Bi}}.$$

Безразмерные температуры поверхности и оси пластины практически равны:

$$\theta_{x=0} = e^{-\mathrm{Bi\,Fo}};\ \theta_{x=\delta} = \cos\sqrt{\mathrm{Bi}}\cdot e^{-\mathrm{Bi\,Fo}}.$$

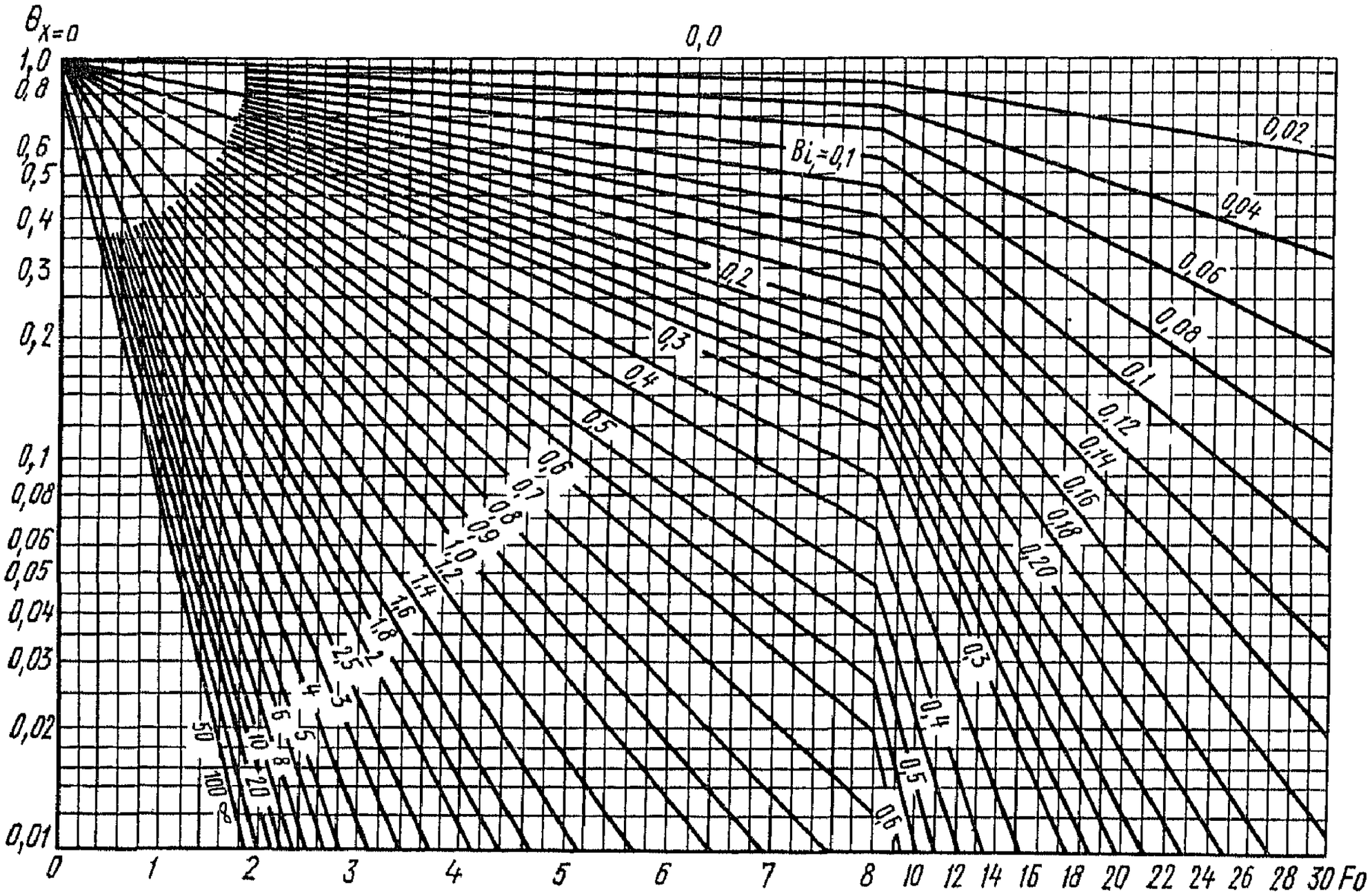


Рис. 2.14. График для расчета температуры в средней плоскости пластины

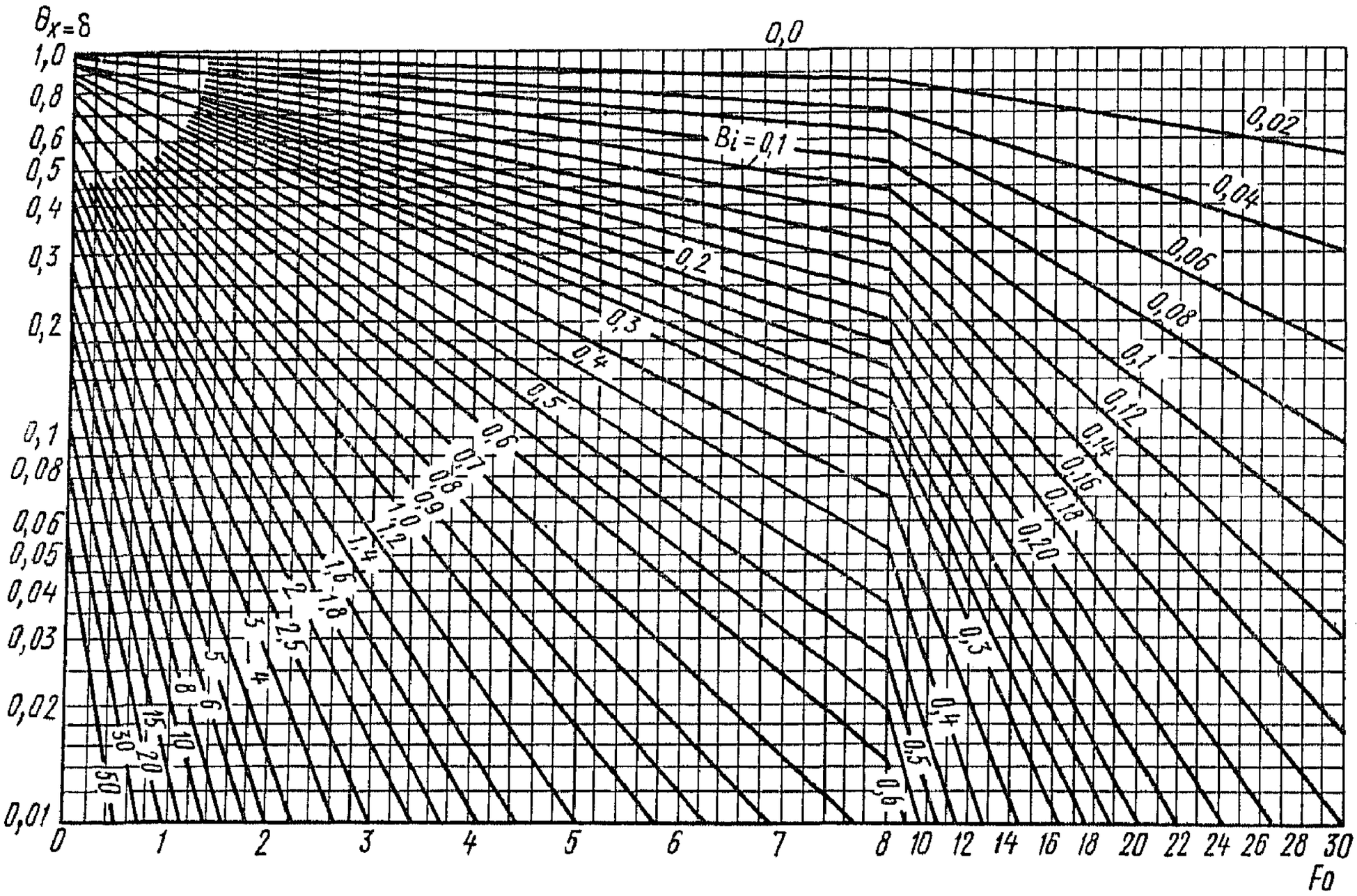


Рис. 2.15. График для расчета температуры поверхности пластины

Определение расхода теплоты на охлаждение (нагревание) пластины проводится в такой последовательности. Находим изменение энтальпии единицы объема материала стенки за произвольный промежуток времени

$$Q = c^k \rho (\vartheta_0 - \bar{\vartheta}). \tag{2.153}$$

Подставляя вместо ϑ_0 и $\bar{\vartheta}$ их значения, получим

$$Q = c\rho (t_0 - t_ж)\left(1 - \frac{\bar{\vartheta}}{\vartheta_0}\right) = c\rho (t_0 - t_ж)(1 - \bar{\theta}). \tag{2.154}$$

Средняя по толщине пластины температура $\bar{\vartheta}$ в соответствии с теоремой о среднем может быть определена по формуле

$$\bar{\vartheta} = \frac{1}{\delta}\int_0^\delta \vartheta (x,\ \tau)\, dx. \tag{2.155}$$

Подставив в формулу (2.155) значение ϑ из уравнения (2.149), получим

$$\bar{\vartheta} = \frac{\vartheta_0}{\delta}\int_0^\delta \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right)\exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo})\, dx =$$

$$= \frac{\vartheta_0}{\delta}\sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo})\int_0^\delta \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) dx =$$

$$= \frac{\vartheta_0}{\delta}\sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo})\,\frac{\delta \sin\mu_n}{\mu_n} = \vartheta_0 \sum_{n=1}^{\infty} B_n \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}). \tag{2.156}$$

Средняя относительная температура пластины

$$\theta = \frac{\bar{\vartheta}}{\vartheta_0} = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}), \tag{2.157}$$

где

$$B_n = A_n \frac{\sin\mu_n}{\mu_n} = \frac{2\mathrm{Bi}}{\mu_n^2 (\mathrm{Bi}^2 + \mathrm{Bi} + \mu_n)}.$$

Как видно из уравнения (2.157), величина $\bar{\theta}$ зависит лишь от чисел подобия Fo и Bi. Ряд (2.157) быстро сходится и при $\mathrm{Fo} \geqslant 0{,}25$ можно ограничиться первым членом ряда:

$$\bar{\theta} = B_1 e^{-\mu_1^2 \mathrm{Fo}}. \tag{2.158}$$

Величина $B_1 = \dfrac{2\mathrm{Bi}}{\mu_1 (\mathrm{Bi}^2 + \mathrm{Bi} + \mu_1^2)}$ зависит только от критерия Био и для ее определения удобно пользоваться графиком, приведенным на рис. 2.16.

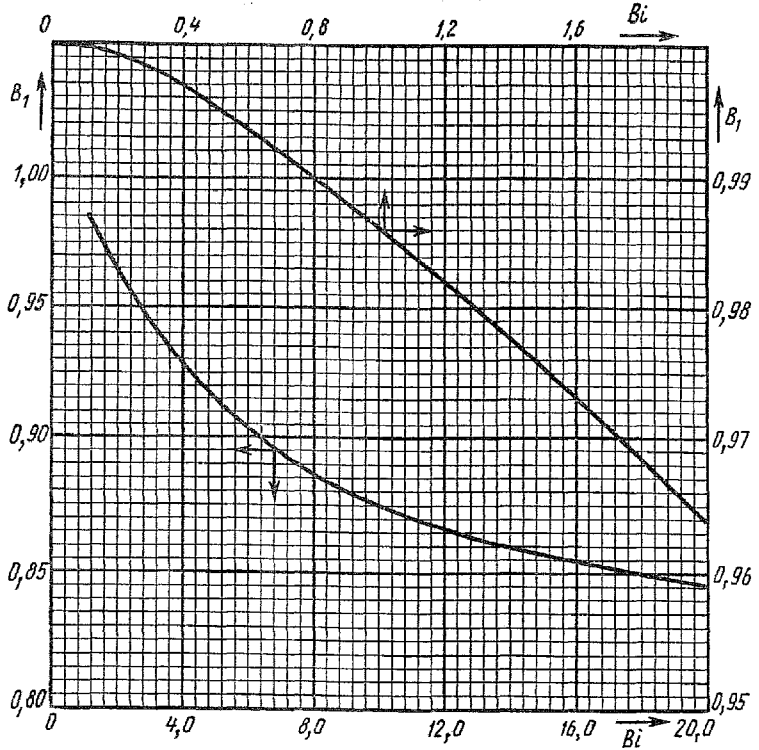


Рис. 2.16. Зависимость $B_1 = f(\mathrm{Bi})$ для уравнения (2.158)

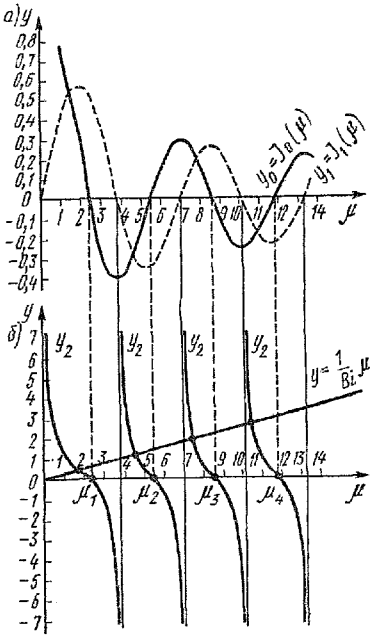


Рис. 2.17. Графический способ определения корней характеристического уравнения

Охлаждение (нагревание) цилиндра. Граничные условия третьего рода. Рассмотрим бесконечно длинный цилиндр радиусом r_0, охлаждаемый через боковую поверхность в среде с постоянной температурой $t_ж$. Коэффициент теплоотдачи остается постоянным в течение всего процесса охлаждения. Требуется найти распределение температуры в цилиндре $t(r, \tau)$ и плотность теплового потока.

Дифференциальное уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат (2.133) при $\Gamma = 1$ будет

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial t}{\partial r}\right). \tag{2.159}$$

Как и в предыдущем случае, введем новую переменную $\vartheta = t - t_ж$ и уравнение теплопроводности перепишем в виде

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \vartheta}{\partial r}\right). \tag{2.160}$$

Начальное условие при $\tau = 0$ $\vartheta_0 = \text{const}$ (а)

Граничные условия:

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial r}\right)_{r=r_0} = -\frac{\alpha}{\lambda}\vartheta_{r=r_0}; \tag{б}$$

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial r}\right)_{r=0} = 0. \tag{в}$$

Задача, как и для неограниченной пластины, может быть решена методом разделения переменных. Приведем окончательное решение в безразмерной форме:

$$\theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2J_1(\mu_n)}{\mu_n\left[J_0^2(\mu_n) + J_1^2(\mu_n)\right]} J_0(\mu_n R)\, e^{-\mu_n^2 \mathrm{Fo}} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0(\mu_n R)\, e^{-\mu_n^2 \mathrm{Fo}}, \tag{2.161}$$

где $R = r/r_0$ – безразмерный радиус, который изменяется в пределах $0 \leqslant R \leqslant 1$; $J_0(\mu_n)$, $J_0(\mu_n R)$, $J_1(\mu_n)$ – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков.

Характеристические числа μ_n являются корнями трансцендентного уравнения

$$J_0(\mu)/J_1(\mu) = \mu/\mathrm{Bi}. \tag{2.162}$$

На рис. 2.17 представлен вид функций $y_0 = J_0(\mu)$ и $y_1 = J_1(\mu)$, а также графический способ решения уравнения (2.162). График функции $y_2 = J_0(\mu)/J_1(\mu)$ напоминает котангенсоиду с убывающим периодом, а график функции $y = \mu/\mathrm{Bi}$ – прямую линию, проходящую через начало координат. Первые три корня уравнения (2.162):

Bi	0,0	0,01	0,10	1,0	10,0	80,0	100,0	∞
μ_1	0,000	0,1412	0,4417	1,2558	2,1795	2,3750	2,3809	2,4048
μ_2	3,8317	3,8343	3,8577	4,0795	5,0332	5,4516	5,4652	5,5201
μ_3	7,0156	7,0170	7,0298	7,1558	7,9562	8,5466	8,5678	8,6537

Все принципиальные выводы о влиянии критерия Bi на температурное поле, сделанные для неограниченной пластины, остаются в силе и для бесконечного цилиндра. При $\mathrm{Fo} \geqslant 0{,}25$ ряд (2.161) быстро сходится и для практических расчетов можно ограничиться учетом первого члена ряда. Тогда для расчета температуры на поверхности цилиндра можно использовать формулу

$$\theta_{r=r_0} = A_1 J_0(\mu_1 R)\, e^{-\mu_1^2 \mathrm{Fo}} = N_0(\mathrm{Bi})\, e^{-\mu_1^2 \mathrm{Fo}}. \tag{2.163}$$

Для оси цилиндра

$$\theta_{r=0} = A_1 e^{-\mu_1^2 \mathrm{Fo}} = M_0(\mathrm{Bi}) \exp(-\mu_1^2 \mathrm{Fo}). \tag{2.164}$$

Величины $\theta_{r=r_0}$ и $\theta_{r=0}$ являются функциями только чисел подобия $\mathrm{Bi} = \dfrac{\alpha r_0}{\lambda}$ и $\mathrm{Fo} = \dfrac{at}{r_0^2}$. Для их определения по уравнениям (2.163) и (2.164) пользуются графиками, приведенными на рис. 2.18 и 2.19. Изменение энтальпии тела за время τ определяется формулой

$$Q = c\rho(\vartheta_0 - \bar{\vartheta}). \tag{2.165}$$

Средняя относительная температура цилиндра определяется по формуле

$$\bar{\vartheta} = \frac{1}{\pi r^2} \int_0^r \vartheta 2\pi r\, \mathrm{d}r. \tag{2.166}$$

Подставив значения ϑ из (2.161), после интегрирования получим

$$\bar{\vartheta} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4J_1^2(\mu_n)}{\mu_n^2 [J_0^2(\mu_n) + J_1^2(\mu_n)]} \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4\mathrm{Bi}}{\mu_n^2(\mu_n^2 + \mathrm{Bi}^2)} \exp(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}). \tag{2.167}$$

При $\mathrm{Fo} \geqslant 0{,}25$ воспользуемся первым членом ряда (2.167), тогда

$$\bar{\vartheta} = \frac{4\mathrm{Bi}_1}{\mu_1^2(\mu_1^2 + \mathrm{Bi}^2)} \exp(-\mu_1^2 \mathrm{Fo}). \tag{2.168}$$

Предэкспоненту, зависящую только от Bi, можно определить графически, как показано на рис. 2.20:

$$B_1 = \frac{4\mathrm{Bi}}{\mu_1^2(\mu_1^2 + \mathrm{Bi}^2)}.$$

Охлаждение (нагревание) шара. Граничные условия третьего рода. Математическая формулировка задачи охлаждения шара радиусом r состоит в следующем. Дифференциальное уравнение теплопроводности шара в сферических координатах запишется

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial \vartheta}{\partial r}\right). \tag{2.169}$$

Начальные условия

$$\vartheta = \vartheta_0 = t_0 - t_{\text{ж}} \text{ при } \tau = 0. \tag{а}$$

Граничные условия:

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial r}\right)_{r=r_0} = -\frac{\alpha}{\lambda}\vartheta_{r=r_0}; \qquad (б)$$

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial r}\right)_{r=0} = 0. \qquad (в)$$

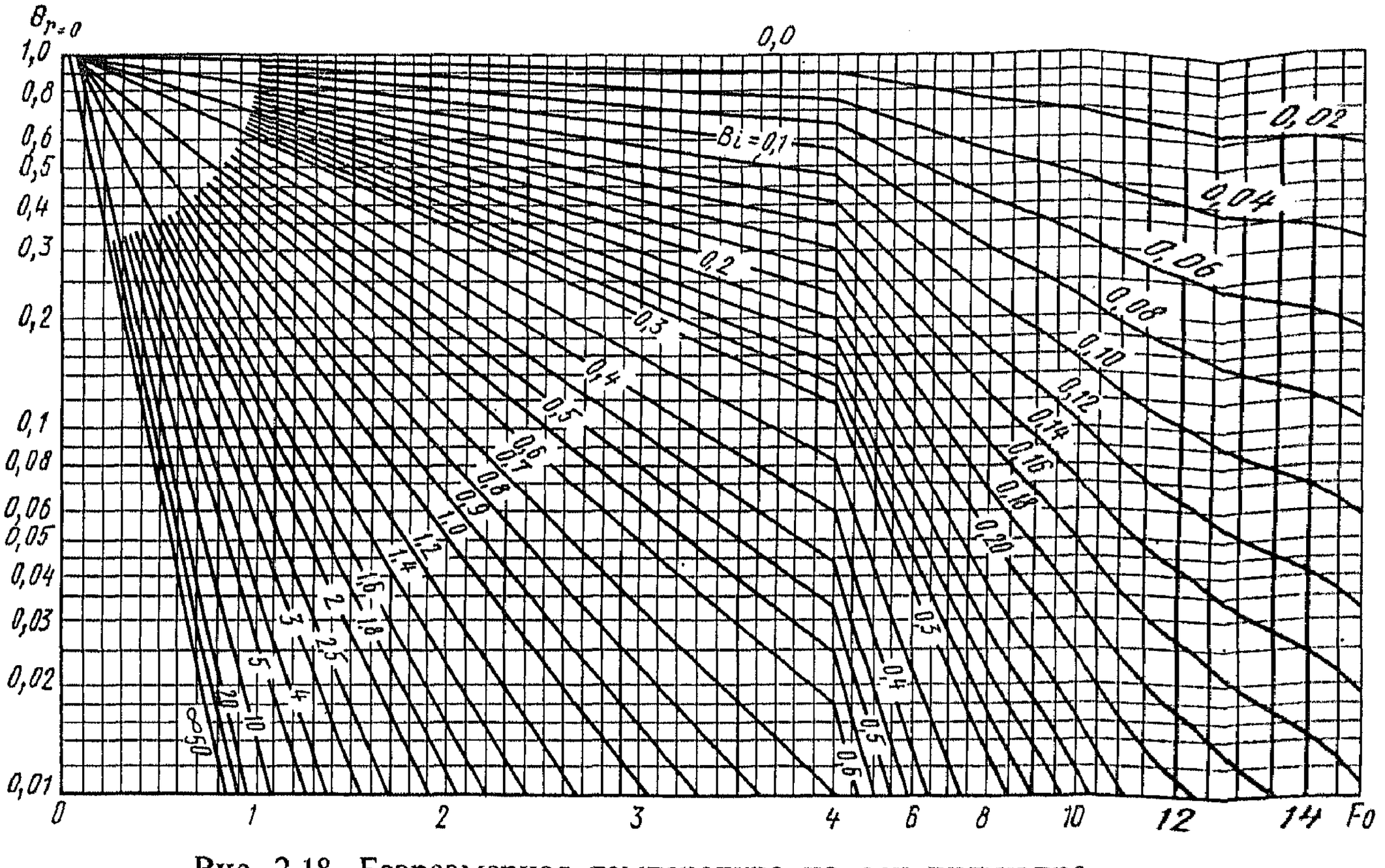


Рис. 2.18. Безразмерная температура на оси цилиндра

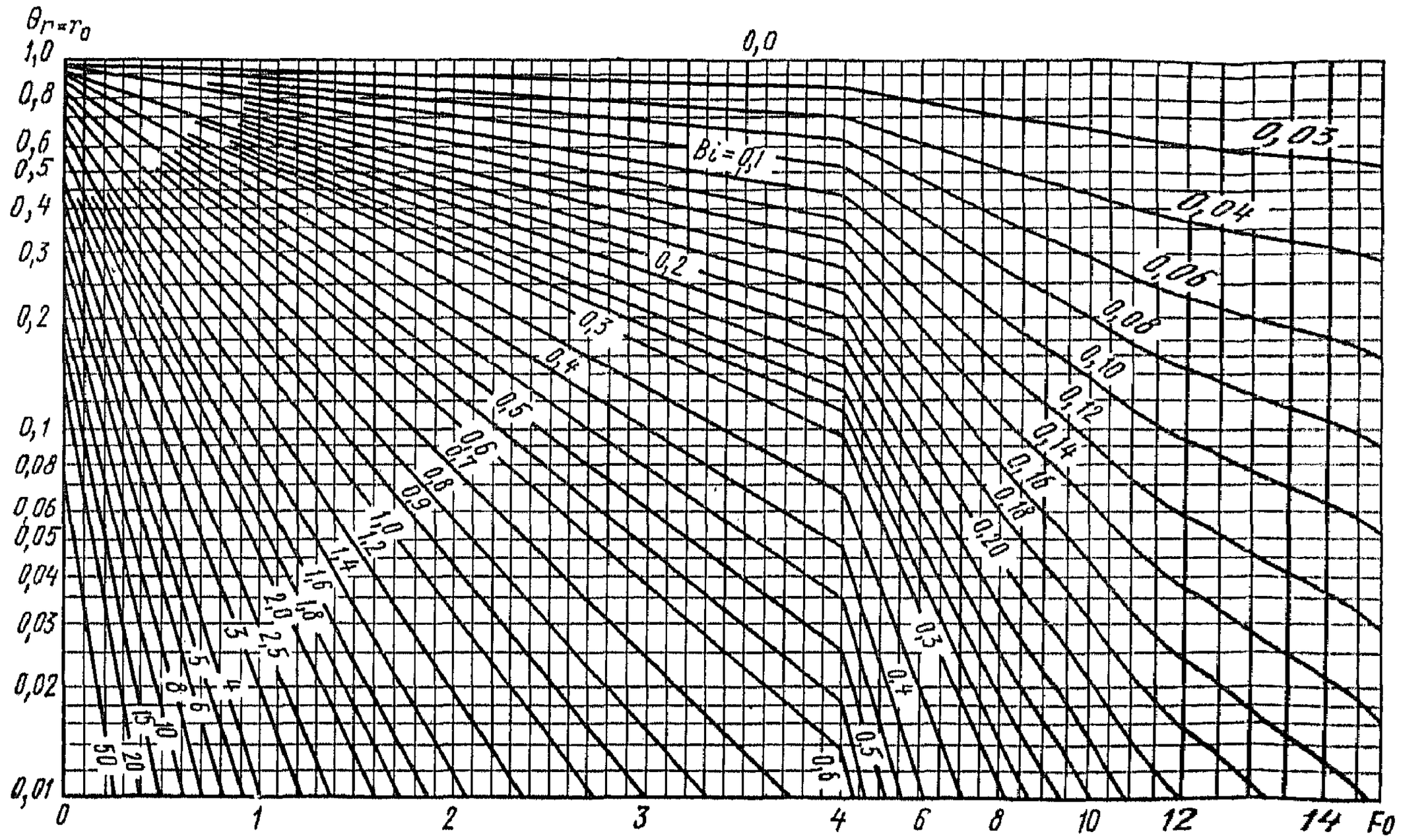


Рис. 2.19. Безразмерная температура на поверхности неограниченного цилиндра

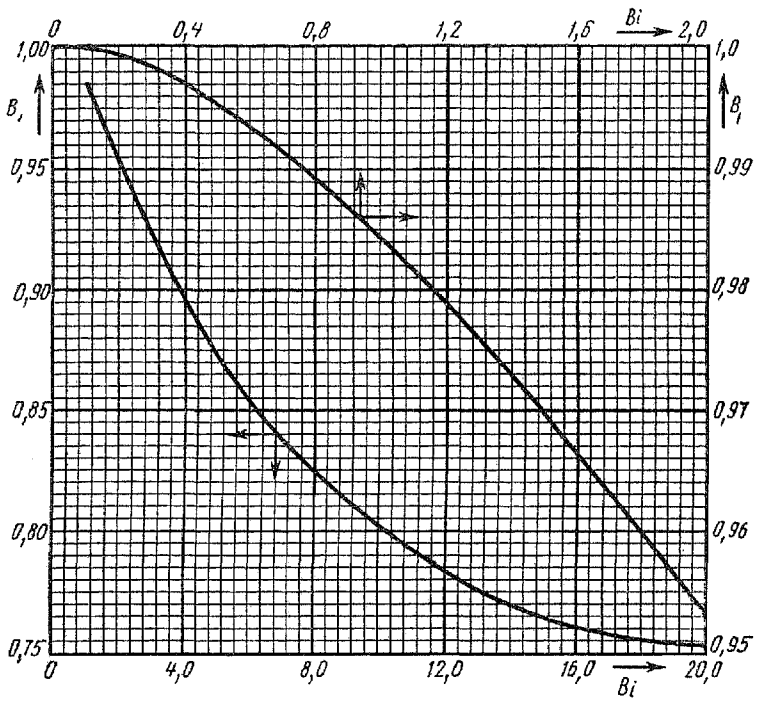


Рис. 2.20. Зависимость между коэффициентом B_1 и критерием Bi для неограниченного цилиндра

Решая совместно уравнение (2.169) с краевыми условиями, получим безразмерную температуру в виде следующей зависимости:

$$\theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(\sin\mu_n - \mu_n \cos\mu_n)\sin(\mu_n R)}{(\mu_n - \sin\mu_n \cos\mu_n)\mu_n R} e^{-\mu_n^2 \mathrm{Fo}}, \qquad (2.170)$$

где $R = r/r_0$.

Постоянные μ_n определяются как корни характеристического уравнения

$$\operatorname{tg}\mu = -\mu/(\mathrm{Bi} - 1). \qquad (2.171)$$

При $\mathrm{Fo} \geqslant 0{,}25$ для θ в уравнении (2.170) можно воспользоваться первым членом ряда

$$\theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0} = \frac{2(\sin\mu_1 - \mu_1\cos\mu_1)\sin(\mu_1 R)}{(\mu_1 - \sin\mu_1\cos\mu_1)\mu_1 R} e^{-\mu_1^2 \mathrm{Fo}} =$$

$$= \frac{2\mathrm{Bi}\sqrt{\mu_1^2 - (\mathrm{Bi}-1)^2}}{\mu_1^2 + \mathrm{Bi}^2 - \mathrm{Bi}} \frac{\sin\mu_1 R}{\mu_1 R} e^{-\mu_1^2 \mathrm{Fo}}. \qquad (2.172)$$

Для определения температуры в центре или на поверхности шара можно использовать графики, приведенные на рис. 2.21 и 2.22.

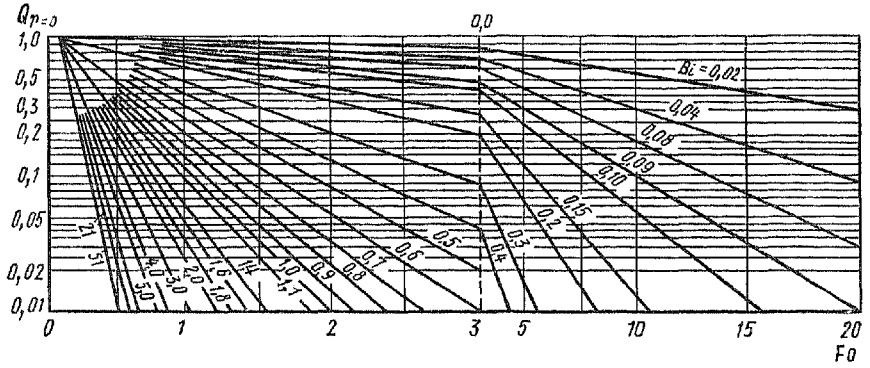


Рис. 2.21. Безразмерная температура в центре шара

По аналогии с пластиной и цилиндром средняя температура определяется из уравнения

$$\bar{\vartheta} = \frac{3}{r^3}\int_0^{r_0} \vartheta r^2\, dr. \tag{2.173}$$

Подставляя ϑ из соотношения (2.172), получаем

$$\bar{\vartheta} = B_1 \exp(-\mu_1^2 \mathrm{Bi}), \tag{2.174}$$

где

$$B_1 = \frac{6\mathrm{Bi}}{\mu_1^2(\mu_1^2 + \mathrm{Bi}^2 - \mathrm{Bi})}. \tag{2.175}$$

Величина B_1 может быть определена по графику, приведенному на рис. 2.23. Расход теплоты определяется, как и в предыдущих примерах, по формуле

$$Q = c\rho(\vartheta_0 - \bar{\vartheta}). \tag{2.176}$$

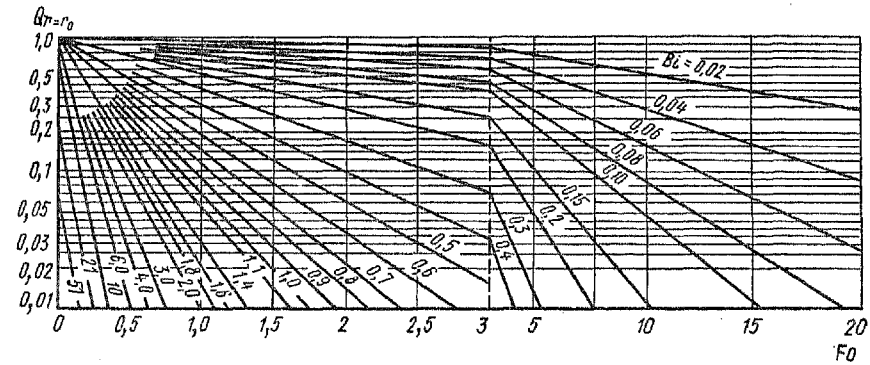


Рис. 2.22. Безразмерная температура на поверхности шара

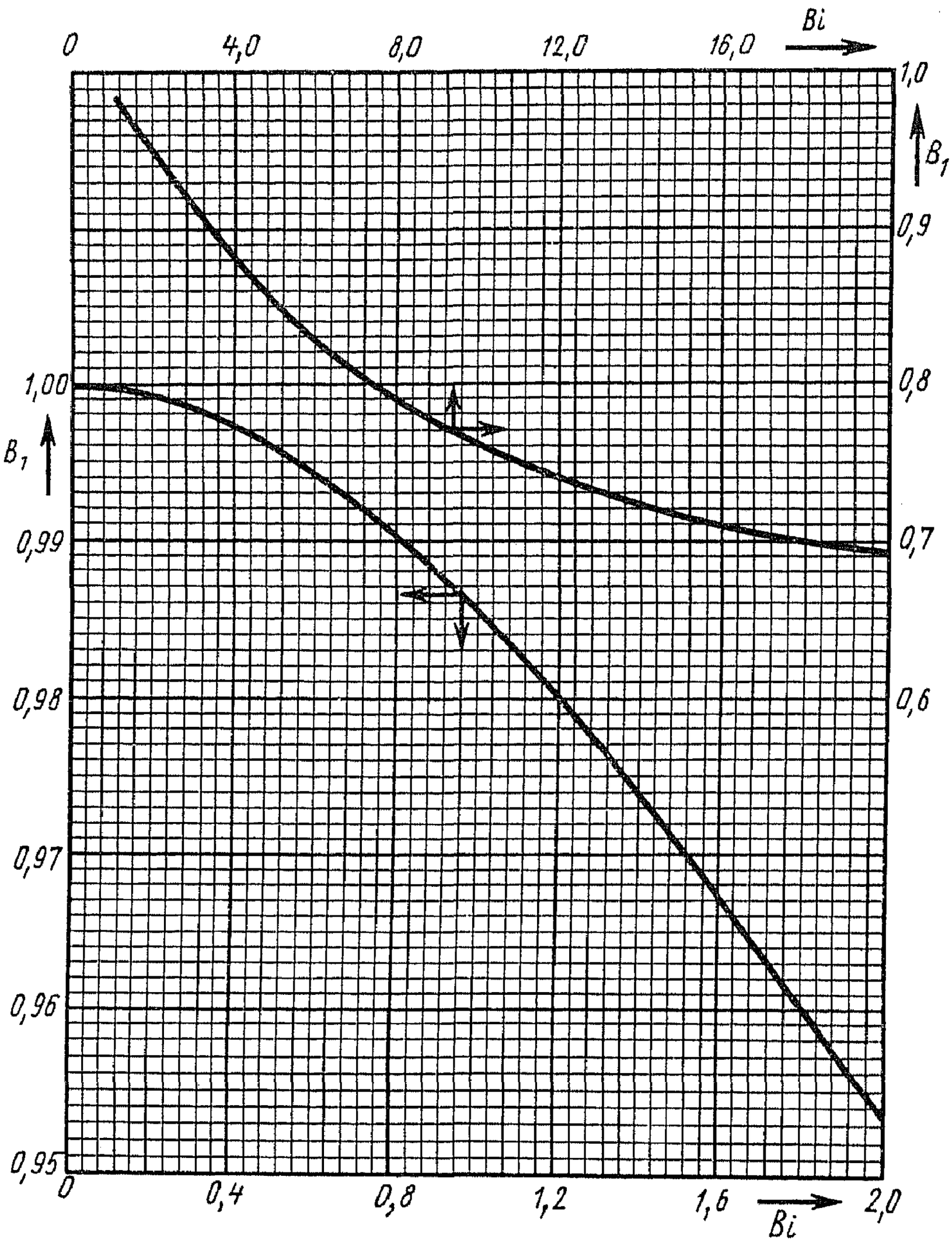


Рис. 2.23. Зависимость между коэффициентом B_1 и критерием Bi для шара

Нестационарная теплопроводность с учетом внутренних источников теплоты. Термография. Дифференциальное уравнение теплопроводности для одномерного температурного поля с учетом равномерно распределенных в теле внутренних источников теплоты постоянной мощности q_v (Вт/м^3) может быть записано в общем виде, как и в предыдущих задачах:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{\Gamma}{r}\frac{\partial t}{\partial r}\right) + \frac{q_v}{c\rho}. \qquad (2.177)$$

Решение неоднородных дифференциальных уравнений типа (2.177) методом разделения переменных оказывается малоэффективным. Решение может быть получено проще: методом интегрального преобразования (операционным методом), например методом интегрального

преобразования Лапласа. Операционные методы имеют ряд преимуществ перед классическими методами. Метод стандартен и позволяет получать решения в удобном для анализа виде – при малых и больших значениях Fo.

Интегральное преобразование Лапласа определяется формулой

$$L[f(\tau)] = f_L(s) = \int_0^\infty f(\tau)\, e^{-s\tau}\, d\tau,$$

где $f(\tau)$ – функция, а $f_L(s)$ называется изображением функции и обозначается обычно в виде $L[f(\tau)]$.

Решение задач теплопроводности методом преобразования Лапласа существенно упрощается благодаря наличию таблиц изображений. В результате преобразования решать приходится обыкновенное алгебраическое уравнение, после решения которого применяют обратное преобразование (по таблицам), являющееся решением исходного дифференциального уравнения. Широкое использование операционного метода при решении самых разных задач теплопроводности нашло в работе «Теория теплопроводности» А. В. Лыкова (М., 1967).

Приведем результаты решения некоторых несложных задач.

Неограниченная пластина толщиной 2δ с начальной температурой t_0 нагревается в среде с постоянной температурой $t_ж$. Внутри пластины действует источник теплоты постоянной мощности q_v. Найти распределение температуры по толщине пластины.

Математическая формулировка задачи может быть записана при $Г = 0$ и $r = x$:

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = a\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{q_v}{c\rho}. \tag{2.178}$$

Начальное условие

$$\vartheta(x, 0) = \vartheta_0 = t_ж - t_0. \tag{а}$$

Граничные условия:

$$-\lambda\frac{\partial \vartheta}{\partial x} + \alpha(\vartheta_ж - \vartheta) = 0; \tag{б}$$

$$\frac{\partial \vartheta(0, \tau)}{\partial x} = 0. \tag{в}$$

Решение задачи в безразмерных величинах будет

$$\theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0} = \frac{t_ж - t}{t_ж - t_0} = \frac{1}{2}\mathrm{Po}\left(1 - \frac{x^2}{\delta^2} + \frac{2}{\mathrm{Bi}}\right) - \sum_{n=1}^{\infty}\left(1 + \frac{\mathrm{Po}}{\mu_n^2}\right) A_n \cos\left(\mu_n\frac{x}{\delta}\right)\exp(-\mu_n^2\mathrm{Fo}), \tag{2.179}$$

где $\mathrm{Po} = \dfrac{q_1\delta^2}{\lambda(t_ж - t_0)}$ – критерий Померанцева.

При отсутствии источников теплоты $q = 0$ решение (2.179) превращается в полученное выше решение задачи [формула (2.149)]. Постоянные μ_n и A_n сохраняют значения в решении (2.149) и равны соот-

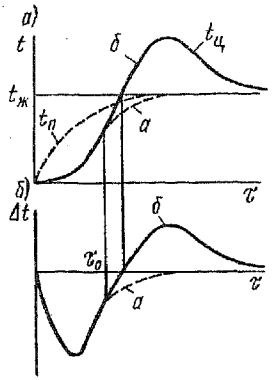


Рис. 2.24. Простые и дифференциальные термограммы прогрева образца при отсутствии внутренних источников теплоты (*а*) и с внутренними источниками теплоты (*б*)

ветственно

$$\operatorname{ctg}\mu_n = \frac{\mu_n}{\mathrm{Bi}}; \quad A_n = \frac{2\sin\mu_n}{\mu_n + \sin\mu_n\cos\mu_n}.$$

Средняя температура пластины

$$\bar{\theta} = \frac{1}{3}\mathrm{Po}\left(1 + \frac{3}{\mathrm{Bi}}\right) - \sum_{n=1}^{\infty}\left(1 + \frac{\mathrm{Po}}{\mu_n^2}\right)B_n \exp\left(-\mu_n^2\mathrm{Fo}\right). \quad (2.180)$$

Особый интерес представляют задачи нестационарной теплопроводности для систем, в которых протекают химические процессы. В этом случае мощность внутренних источников теплоты не остается постоянной, а связана с кинетикой самого химического процесса.

На рис. 2.24, *а* показано изменение температуры на поверхности $t_п$ и в центре $t_ц$ пластины, нагреваемой в среде с постоянной температурой $t_ж$ – при отсутствии q_v (пунктирные) и при наличии внутренних источников теплоты переменной мощности $q_v(\tau)$. Если в системе протекает экзотермическая реакция, то начиная с момента времени τ_0 температура в центре пластины будет превышать температуру поверхности. Температуры будут сближаться, когда химический процесс будет затухать и асимптотически стремиться к $t_ж$, когда реакция закончится. На рис. 2.24, *б* показаны зависимости $\Delta t = t_п - t_ц = f(\tau)$ для инертного материала пластины при простом прогреве (кривая *а*) и при наличии реакции с экзотермическим эффектом (кривая *б*). Кривые $\Delta t = f(\tau)$ называются дифференциальными термограммами.

В химическом процессе выделяющееся количество теплоты пропорционально количеству прореагировавшего вещества. *Степень превращения* вещества может быть выражена соотношением

$$\alpha = C_\tau/C_0 = \Delta H_\tau/\Delta H, \quad (2.181)$$

где C_τ и C_0 – концентрации исходного соединения к моменту τ и в начале реакции; ΔH_τ, ΔH – количество теплоты, выделенное (поглощенное) к моменту τ реакции, и *тепловой эффект реакции*.

Уравнение кинетики химической реакции n-го порядка часто записывается в виде

$$\alpha = 1 - e^{-k\tau^n}, \quad (2.182)$$

где k – константа скорости реакции; $n = \varepsilon + 1$ – эффективный порядок реакции; τ – время реакции.

Количество теплоты, выделяющееся за интервал времени реакции τ, может быть определено из соотношения

$$\Delta H_\tau = \int_0^\tau q_v \, d\tau \tag{2.183}$$

и согласно (2.183)

$$q_v = \frac{d(\Delta H_\tau)}{d\tau} = \frac{d}{d\tau}[\Delta H (1 - e^{-k\tau^{\varepsilon+1}})]. \tag{2.184}$$

Дифференцируя (2.184), получаем выражение мощности внутренних источников теплоты q_v от времени в виде экспоненциальной зависимости

$$q_v = q_0 \tau^\varepsilon e^{-k\tau^{\varepsilon+1}}, \tag{2.185}$$

где $q_0 = k(\varepsilon + 1)\Delta H$ — величина, постоянная для данной химической реакции, равная произведению константы скорости реакции, теплового эффекта реакции и $n = \varepsilon + 1$ — величины эффективного порядка реакции.

Дифференциальное уравнение теплопроводности для пластины с учетом (2.185) имеет вид

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = a\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{q_0 \tau^\varepsilon e^{-k\tau^{\varepsilon+1}}}{c\rho}. \tag{2.186}$$

Для реакции первого порядка $n = 1$ и $\varepsilon = 0$. В этом случае уравнение теплопроводности будет

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = a\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{q_0 e^{-k\tau}}{c\rho}, \tag{2.187}$$

где $q_0 = k\,\Delta H$.

Решение уравнения (2.187) для неограниченной пластины, имеющей начальную температуру $t_ж$, полученное методом интегрального преобразования Лапласа, имеет следующий вид:

$$t(x, \tau) - t_ж = \frac{q_0}{c\rho} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right) e^{-\mu_n^2 Fo} \left[\frac{e^{-Fo(Kt - \mu_n^2)} - 1}{\mu_n^2 \frac{a}{\delta^2} - k} \right], \tag{2.188}$$

где $Kt = \frac{kR^2}{a}$ — кинетическое число; $A_n = \frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n}$; μ_n — корни уравнения $\operatorname{ctg} \mu_n = \frac{\mu_n}{Bi}$.

Для центра пластины $x = 0$ уравнение после некоторых преобразований может быть представлено в форме

$$t_ц - t_ж = \frac{\Delta H Kt}{c\rho} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{e^{-KtFo} - e^{-\mu_n^2 Fo}}{\mu_n^2 - Kt}. \tag{2.189}$$

Обозначим $\frac{\Delta H}{c\rho} = \Delta t_{ис}$, а отношение $\frac{t_ц - t_ж}{\Delta t_{ис}}$ выразим безразмерной температурой $\theta(0, \tau)$. Тогда уравнение (2.189) примет вид

$$\theta(0,\ \tau) = \mathrm{Kt}\sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{e^{-\mathrm{Kt}\mathrm{Fo}} - e^{-\mu_n^2\mathrm{Fo}}}{\mu_n^2 - \mathrm{Kt}}. \qquad (2.190)$$

Ряд (2.190) быстро сходящийся и для расчета $\theta(0, \tau)$ при $\mathrm{Fo} \geqslant 0{,}25$ с достаточной точностью можно воспользоваться первым членом ряда. В этом случае

$$\theta(0, \tau) = \mathrm{Kt}\left[A_1 \frac{e^{\mathrm{Kt}\mathrm{Fo}} - e^{-\mu_1^2\mathrm{Fo}}}{\mu_1^2 - \mathrm{Kt}}\right], \qquad (2.191)$$

где $A_1 = \dfrac{2\sin\mu_1}{\mu_1 + \sin\mu_1\cos\mu_1}$.

Как видно из уравнения (2.191), температура в химических системах зависит не только от чисел Fo и Bi, но также и кинетических характеристик химического процесса. При $\mathrm{Bi} \to \infty$ температура поверхности пластины становится практически равной температуре греющей среды и тогда решение уравнения (2.187) в форме $\Delta t = t_ц - t_п = f(\tau)$ будет уравнением дифференциальной термограммы (рис. 2.24, кривая *б*).

На анализе термограмм основаны количественные методы термографии — определение термодинамических и кинетических характеристик химических процессов и фазовых переходов: теплового эффекта, мощности внутренних источников теплоты, констант скоростей эффективного порядка реакции и пр.

В самом деле, вернемся еще раз к дифференциальному уравнению теплопроводности с внутренними источниками теплоты:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{q_v}{c\rho}.$$

Решим уравнение относительно q_v:

$$q_v = c\rho\frac{\partial t}{\partial \tau} - \lambda\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}. \qquad (2.192)$$

Из уравнения (2.192) видно, что мощность внутренних источников теплоты может быть выражена алгебраической суммой аккумулирований теплоты и теплоты, переданной теплопроводностью [см. уравнение (2.20)]:

$$q_v = q_{ак} + q_\lambda. \qquad (2.193)$$

При параболическом распределении температуры по толщине пластины $t(x, \tau) = t(0, \tau) + \Delta t\,(x/\delta)^2$ среднюю температуру можно выразить

$$t_{ср} = \frac{1}{\delta}\int_0^{\delta} t\,dx = t(0, \tau) - \frac{\Delta t}{3}, \qquad (2.194)$$

где $\Delta t = t(0, \tau) - t(\delta, \tau) = t_ц - t_п$ — температурный перепад в пластине между центром и поверхностью.

В этом случае q_λ будет равно

$$q_\lambda = -\lambda\frac{\partial^2\left[t(0, \tau) - \Delta t\left(\dfrac{x}{\delta}\right)^2\right]}{\partial x^2} = \frac{2\lambda}{\delta^2}\Delta t. \qquad (2.195)$$

Мощность внутренних источников теплоты выразится:

$$q_v = c\rho \frac{\partial t_{ср}}{\partial \tau} + \frac{2\lambda}{\delta^2} \Delta t. \tag{2.196}$$

Вернемся к уравнению (2.188) для центра пластины в форме:

$$\Delta t = t_ц - t_п = \frac{q_0}{c\rho} \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-\mu_n^2 Fo} \left[\frac{e^{-k\tau} + \mu_n^2 Fo}{\mu_n^2 \frac{a}{\delta^2} - k} \right]. \tag{2.197}$$

Вынесем $\tau e^{-k\tau}$ и $1/Fo$ за знак суммы, тогда получим

$$t_ц - t_п = \frac{q_0 \tau e^{-k\tau}}{c\rho Fo} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{e^{KtFo - \mu_n^2 Fo} - 1}{Kt - \mu_n^2} = \frac{q_v \delta^2}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{e^{(Kt - \mu_n^2) Fo} - 1}{Kt - \mu_n^2}, \tag{2.198}$$

откуда

$$q_v = \frac{2\lambda}{\delta^2} (t_ц - t_п) \left[\frac{1}{2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{e^{(Kt - \mu_n^2) Fo} - 1}{Kt - \mu_n^2}} \right]. \tag{2.199}$$

Ограничиваясь первым членом ряда, получим

$$q_v = \frac{2\lambda}{\delta^2} \Delta t \left[\frac{1}{2A_1 \frac{e^{(Kt - \mu_1^2) Fo} - 1}{Kt - \mu_1^2}} \right]. \tag{2.200}$$

Сравнивая формулу (2.195) и аналитическое решение уравнения теплопроводности (2.200), можно сделать заключение, что выражение в скобках (2.200) отражает влияние слагаемого $q_{ак}$ в (2.193). Значение величины $q_{ак}$ существенно только при расчете кинетики тепловыделений, но может не учитываться при расчете теплового эффекта реакции. В самом деле, тепловой эффект химической реакции может быть рассчитан интегрированием по формуле

$$q_{сум} = -\Delta H = \int_{\tau_0}^{\tau_n} q_v \, d\tau = q_v^{ср} (\tau_n - \tau_0), \tag{2.201}$$

где τ_0 и τ_n – начальное и конечное время химического процесса.

Подставим значение q_v (2.193) в формулу (2.201) и получим

$$q_{сум} = \int_{\tau_0}^{\tau_n} (q_{ак} + q_\lambda) = \int_{\tau_0}^{\tau_n} q_{ак} \, d\tau + \int_{\tau_0}^{\tau_n} q_\lambda \, d\tau = c\rho (t_{\tau_n}^{ср} - t_{\tau_0}^{ср}) + \frac{2\lambda}{\delta^2} \int_{\tau_0}^{\tau_n} \Delta t \, d\tau, \tag{2.202}$$

где $t_{\tau_n}^{ср}$ и $t_{\tau_0}^{ср}$ – средние температуры образца в начале и конце химической реакции.

При постоянной температуре греющей среды $t_ж$ (термостата) обе они равны $t_ж$. В этом случае $\int_{\tau_0}^{\tau_n} q_{ак}$ равен нулю и тепловой эффект реакции может быть рассчитан через q_λ по данным термографирования:

$$q_{сум} = \frac{2\lambda}{\delta^2} \int_{\tau_0}^{\tau_n} \Delta t \, d\tau = \frac{2\lambda}{\delta^2} \int_0^{\tau} \Delta t \, d\tau, \tag{2.203}$$

где τ – продолжительность химического процесса.

Как видно из формулы (2.203), интеграл $\int_0^{\tau} \Delta t \, d\tau$ представляет собой площадь, ограниченную дифференциальной термограммой $\Delta t = f(\tau)$ и осью абсцисс τ. Эту площадь можно выразить $F = \Delta t_{ср} \tau$, тогда тепловой эффект будет равен

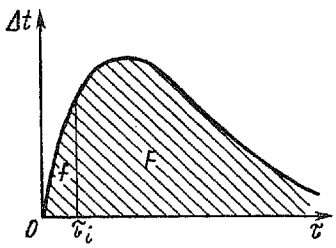


Рис. 2.25. К расчету тепловых эффектов реакции методом термографических балансов

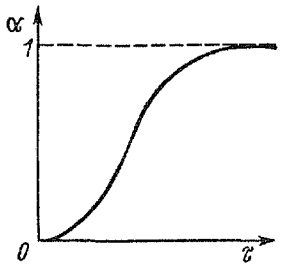


Рис. 2.26. Кинетическая кривая, полученная методом термографических балансов

$$\Delta H = q_c = \frac{2\lambda}{\delta^2}\Delta t_{ср}\tau = \frac{2\lambda}{\delta^2}F, \qquad (2.204)$$

где $\Delta t_{ср} = (t_ц - t_п)_{ср} = \dfrac{F}{\tau}$.

По данным термографирования может быть рассчитана кинетика тепловыделений (теплопоглощений) $q_v = f(\tau)$ и глубина протекания химического процесса α (2.181) по формуле

$$\alpha = \frac{\Delta H_\tau}{\Delta H} = \left(\int_0^{\tau_i} q_v\, d\tau\right)/\left(\int_0^{\tau} q_v\, d\tau\right). \qquad (2.205)$$

Подставляя $q_v = \dfrac{2\lambda}{\delta^2}\Delta t$ и считая теплопроводность λ постоянной, получим

$$\alpha = \left(\int_0^{\tau_i} \Delta t\, d\tau\right)/\left(\int_0^{\tau} \Delta t\, d\tau\right) = f/F, \qquad (2.206)$$

где f – площадь, ограниченная дифференциальной термограммой от начала реакции $\tau = 0$ до любого расчетного времени τ_i; F – вся площадь под дифференциальной термограммой (рис. 2.25).

Кривая $\alpha = f(\tau)$ (рис. 2.26) представляет собой обычную кинетическую кривую химического процесса, рассчитанную, как было показано выше, с использованием методов нестационарной теплопроводности. Константа скорости реакции, температурный коэффициент и энергия активации по полученным данным α могут быть рассчитаны обычным путем из уравнения (2.182) и уравнения Аррениуса.

Количественное определение термодинамических и кинетических параметров химического процесса по результатам расчета температурного поля в виде $\Delta t = f(\tau)$ и составляет содержание количественных методов термографии.

Охлаждение (нагревание) тел конечных размеров. В теории теплопроводности задачи на охлаждение (нагревание) тел конечных размеров решаются в соответствии с теоремой о перемножении решений. Суть теоремы состоит в том, что если есть решения уравнений теплопроводности для двух неограниченных пластин

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a\frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2}; \quad \frac{\partial t(y, \tau)}{\partial \tau} = a\frac{\partial^2 t(y, \tau)}{\partial y^2},$$

то температура $t(xy\tau)$ в любой точке оси симметрии неограниченного

прямоугольного стержня определяется в соответствии с теоремой о перемножении решений как произведение двух функций:

$$t(x y \tau) = t(x \tau) \cdot t(y \tau). \tag{2.207}$$

Для доказательства этого положения напишем дифференциальное уравнение теплопроводности для двухмерного поля неограниченного прямоугольного стержня:

$$\frac{\partial t(x y \tau)}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}\right). \tag{2.208}$$

Дифференцируя уравнение (2.207) по x, y и τ, получим:

$$\frac{\partial^2 t(x y \tau)}{\partial x^2} = t(y \tau) \frac{\partial^2 t(x \tau)}{\partial x^2}; \tag{а}$$

$$\frac{\partial^2 t(x y \tau)}{\partial y^2} = t(x \tau) \frac{\partial^2 t(y \tau)}{\partial y^2}; \tag{б}$$

$$\frac{\partial t(x y \tau)}{\partial \tau} = t(y \tau) \frac{\partial t(x \tau)}{\partial \tau} + t(x, \tau) \frac{\partial t(y \tau)}{\partial \tau}. \tag{в}$$

Подставляя производные по τ из дифференциальных уравнений для неограниченной пластины

$$\frac{\partial t(x \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t(x \tau)}{\partial x^2} \text{ и } \frac{\partial t(y \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t(y \tau)}{\partial y^2},$$

получим

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

Подставляя выражения (а), (б), (в) в дифференциальное уравнение (2.208), получим тождество

$$a\left[t(y \tau) \frac{\partial^2 t(x \tau)}{\partial x^2} + t(x \tau) \frac{\partial^2 t(y \tau)}{\partial y^2}\right] = a\left[t(y \tau) \frac{\partial^2 t(x \tau)}{\partial x^2} + t(x \tau) \frac{\partial^2 t(y \tau)}{\partial y^2}\right],$$

что и требовалось доказать.

Если рассматривать параллелепипед как тело, образованное пересечением трех неограниченных пластин, то безразмерная температура в точке с координатами x, y, z параллелепипеда может быть определена как произведение температур для трех пластин:

$$\theta = \theta_1 \theta_2 \theta_3. \tag{2.209}$$

Для цилиндра конечной длины соответственно как произведение решений для бесконечного цилиндра и неограниченной пластины

$$\theta_{\text{ц}} = \theta_1 \theta_2. \tag{2.210}$$

Приведенные решения удовлетворяют дифференциальному уравнению (2.208) и граничным условиям.

Теоремой о перемножении решений пользуются и при определении температуры в телах более сложных пересечений. Определение средних

температур для этих тел проводится по тем же правилам перемножения средних. Так, средняя температура куба определяется из соотношения

$$\bar{\theta}_k = \bar{\theta}_1^3. \tag{2.211}$$

Регулярный тепловой режим. Анализ решений дифференциального уравнения теплопроводности показывает, что все они представляют собой быстросходящийся ряд. При $Fo \geqslant 0{,}25$ без особой погрешности можно воспользоваться первым членом ряда и представить решение, например, для неограниченной пластины в виде формулы

$$\vartheta = A_1 \cos\left(\mu_1 \frac{x}{\delta}\right) e^{-\mu_1^2 Fo}, \tag{2.212}$$

или, опуская индексы и вводя обозначения, в виде

$$\vartheta = APe^{-m\tau}, \tag{2.213}$$

где A – постоянная, определяемая начальным распределением температуры в теле; $P = \cos(\mu_1 x/\delta)$ – функция, зависящая от координат и Bi.

Нестационарный процесс теплопроводности, описываемый уравнением (2.213), называется регулярным тепловым режимом. Величина $m = \mu_1^2 a/\delta^2$ называется темпом регулярного режима.

Логарифмируя уравнение (2.213), получим

$$\ln \vartheta = -m\tau + \text{const}. \tag{2.214}$$

Из полученного уравнения следует, что логарифм относительной температуры есть линейная функция времени. Это положение сохраняется для любой точки тела. На рис. 2.27 показано изменение температуры в точках x_1 и x_2 при охлаждении тела. Автомодельность поля относительной температуры ϑ во времени является характерной особенностью регулярного режима.

Дифференцируя уравнение (2.214) по времени, получим

$$m = -\frac{1}{\vartheta}\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = \operatorname{tg} \varphi. \tag{2.215}$$

Из этого уравнения следует, что темп регулярного режима охлаждения (или нагревания) не зависит ни от координат, ни от времени, представляет собой относительную скорость изменения температуры, выражается в 1/с и в любой точке тела остается постоянным.

Темп регулярного режима определяется геометрической формой и размерами тела, его физическими свойствами и условиями теплообмена на поверхности тела.

Теория регулярного режима была разработана Г. М. Кондратьевым и применена им для определения теплофизических свойств тел и коэффициента теплоотдачи на поверхности тела, омываемого потоком жидкости. Например, при $Bi \to \infty$ величина m пропорциональна коэффициенту температуропроводности $m_\infty = \mu_1^2 a/\delta^2$, или

$$a = k m_\infty. \tag{2.216}$$

Коэффициент k в (2.216) называется коэффициентом формы, зависит

лишь от геометрической формы и размеров тела и равен для параллелепипеда со сторонами $2\delta_1$, $2\delta_2$, $2\delta_3$:

$$k = \frac{1}{\left(\frac{\pi}{2\delta_1}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{2\delta_2}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{2\delta_3}\right)^2}. \quad (2.217)$$

Для цилиндра длиной l и радиусом r_0

$$k = \frac{1}{(2{,}405/r_0)^2 + (\pi/l)^2}. \quad (2.218)$$

Для шара радиусом r_0

$$k = \frac{1}{(\pi/r_0)^2}. \quad (2.219)$$

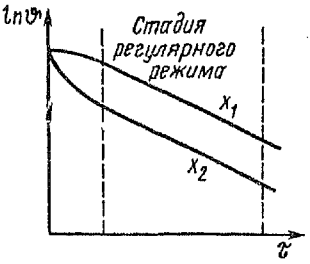


Рис. 2.27. Автомодельность температурного поля при регулярном тепловом режиме

Методом регулярного режима легко определяются теплопроводность (в λ-калориметре) и коэффициенты α теплоотдачи. Методы отличаются простотой техники эксперимента и сравнительно небольшой затратой времени определения необходимых характеристик.

Численные методы. Метод конечных разностей. Аналитическое решение задач теплопроводности может быть получено далеко не для всех случаев. Уравнение теплопроводности не всегда возможно решить аналитически для тел сложной геометрической формы или при сложных краевых условиях.

В связи с интенсивным развитием вычислительной техники в последнее время получил большое распространение конечно-разностный метод решения задач нестационарной теплопроводности, или метод сеток. Методом конечных разностей может быть решена практически любая задача теплопроводности с произвольными начальными и граничными условиями и переменными физическими параметрами тела.

Сущность метода конечных разностей состоит в замене дифференциального уравнения теплопроводности его конечно-разностным аналогом. При этом тело рассматривают состоящим из конечного числа слоев и непрерывное распределение температуры в теле заменяется ступенчатым.

Покажем на примере одномерной задачи нестационарной теплопроводности особенности метода конечных разностей.

Дифференциальное уравнение теплопроводности для неограниченной пластины:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}. \quad (2.220)$$

Заменим дифференциалы в уравнении (2.220) конечными приращениями. Для этого разделим пластину на слои одинаковой толщины и обозначим их индексами n, $n+1$,. По аналогии с разностной сеткой для пространственных координат вводится сетка по временной переменной τ. Индексы k, $k+1$, ... характеризуют температуру в расчетный момент времени t_k, t_{k+1}, ... Тогда $t_{n,k}$, например, означает температуру в слое n в момент времени k.

Аппроксимируя производную температуры разностными отношениями, получим

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} \approx \frac{t_{(k+1),\,n} - t_{k,\,n}}{\Delta \tau}; \tag{2.221}$$

$$\frac{\partial t}{\partial x} \approx \frac{t_{k,\,(n+1)} - t_{k,\,n}}{\Delta x}; \quad \frac{\partial t}{\partial x} \approx \frac{t_{k,\,n} - t_{k,\,(n-1)}}{\Delta x};$$

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \approx \frac{1}{\Delta x}\left[\frac{t_{k,(n+1)} - t_{k,n}}{\Delta x} - \frac{t_{k,\,n} - t_{k,\,(n-1)}}{\Delta x}\right] = \frac{t_{k,\,(n+1)} - 2t_{k,\,n} + t_{k,\,(n-1)}}{\Delta x^2}. \tag{2.222}$$

Заменяя производные в уравнении (2.220) их разностными выражениями, получим

$$\frac{t_{(k+1),\,n} - t_{k,\,n}}{\Delta \tau} = \frac{a}{\Delta x^2}\left[t_{k,\,(n+1)} - 2t_{k,\,n} + t_{k,\,(n-1)}\right]. \tag{2.223}$$

Уравнение (2.223) является разностным аналогом дифференциального уравнения теплопроводности. Решим уравнение (2.223) относительно $t_{(k+1),\,n}$:

$$t_{(k+1),\,n} = \frac{a\,\Delta\tau}{\Delta x^2}\left[t_{k,\,(n-1)} + t_{k,\,(n+1)}\right] + \left(1 - \frac{2a\,\Delta\tau}{\Delta x^2}\right) t_{k,\,n}. \tag{2.224}$$

Уравнение (2.224) называется сеточным уравнением. Оно устанавливает связь между искомой температурой в точке n и температурами в предыдущий расчетному интервал времени k в соседних узлах сетки $(n-1)$ и $(n+1)$. При этом предполагается, что распределение температур между точками $(n-1)$, n и $(n+1)$ является линейным. Чтобы решение было устойчивым, выбор значений $\Delta\tau$ и Δx не может быть независимым, а должен подчиняться условию:

$$(a\,\Delta\tau)/\Delta x^2 \leqslant 1/2. \tag{2.225}$$

При несоблюдении этого условия решение становится неустойчивым, верный расчет не может быть получен, изменение температуры в процессе расчета принимает беспорядочный характер.

Значениями коэффициента [формула (2.225)] отличаются различные конечно-разностные методы. Наиболее простое решение соответствует условию $(a\,\Delta\tau)/\Delta x^2 = 1/2$. В этом случае расчетное уравнение (2.224) принимает вид

$$t_{(k+1),\,n} = \frac{t_{k,\,(n-1)} + t_{k,\,(n+1)}}{2}. \tag{2.226}$$

В соответствии с формулой (2.226) температура определяется как среднее арифметическое температур соседних слоев (предыдущего и последующего) в предыдущий момент времени. Когда выполняется первый шаг по времени, значения температур берутся из начальных условий.

При граничных условиях третьего рода температуры поверхностей пластины для симметричной задачи $t_{k,\,0} = t_{k,\,\delta}$ и определяются из

уравнения теплообмена:

$$\alpha(t_{ж} - t_{k,0}) = \frac{\lambda}{\Delta x}(t_{k,0} - t_{k,1}), \tag{2.227}$$

откуда температура на поверхности пластины

$$t_{k,0} = \frac{\frac{\alpha \Delta x}{\lambda} t_{ж} + t_{k,1}}{\frac{\alpha \Delta x}{\lambda} + 1}. \tag{2.228}$$

В каждом расчетном интервале времени $\Delta\tau$ уравнения (2.226) и (2.228) решаются столько раз, сколько интервалов (Δx) содержится в пространственной сетке. Разностная схема [уравнения (2.224) и 2.226)] называется явной, так как температуры t_{k+1} определяются по известным значениям t_k в предыдущий расчетный момент времени. Точность расчета повышается при уменьшении $\Delta\tau$ и Δx.

Кроме указанного метода для решения дифференциального уравнения теплопроводности могут быть использованы другие явные и неявные конечно-разностные уравнения. Методы решения их приведены в специальной литературе. Решение системы конечно-разностных уравнений выполняется, как правило, с помощью ЭВМ.

§ 2.5. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

Теплообмен между движущейся средой и поверхностью твердого тела называется конвективным теплообменом или теплоотдачей. Конвективный теплообмен обусловлен совместным действием конвективного и молекулярного переноса теплоты (теплопроводности). Под конвективным переносом теплоты в среде с неоднородным распределением температуры понимают перенос, осуществляемый макроскопическими элементами среды при их перемещении, движении.

Различают движение вынужденное и свободное. Под вынужденным движением или вынужденной конвекцией жидкости понимают движение, вызванное действием внешних сил, приложенных на границах системы, поля массовых сил, приложенных к жидкости внутри системы, или за счет кинетической энергии, сообщенной жидкости вне системы.

Свободное движение или свободная (естественная) конвекция жидкости – движение под действием неоднородного поля массовых сил, приложенных к частицам жидкости внутри системы и обусловленных внешними полями (например, гравитационным).

Различают ламинарный и турбулентный режимы течения. При ламинарном режиме характер течения спокойный, слоистый, без перемешивания (от лат. lamina – полоска, слой). Ламинарное движение жидкости – это движение, при котором возможно существование стационарных траекторий ее частиц, часто повторяющих профиль канала.

При турбулентном движении течение жидкости неупорядоченное, вихревое (от лат. turbulentus – бурный, беспорядочный), с хаотично

изменяющимися во времени траекториями частиц, при котором в потоке возникают нерегулярные пульсации скорости и давления.

Переход ламинарного режима течения в турбулентный определяется значением числа Рейнольдса, которое называется критическим $Re_{кр} = w_{кр} l/\nu$. Чем больше Re, тем больше силы инерции по сравнению с силами вязкости, тем больше турбулентность потока.

Режим движения жидкости, промежуточный между ламинарным и турбулентным, называется переходным.

Течение жидкости состоит из основного потока и пограничного слоя. На твердой поверхности вследствие действия сил вязкого трения образуется тонкий слой заторможенной жидкости. Частицы жидкости, непосредственно прилегающие к поверхности теплообмена, как бы прилипают к ней. С возрастанием сил вязкости и, следовательно, с уменьшением числа Re происходит утолщение пограничного слоя. Чем больше Re, тем тоньше пристеночная область течения, тем тоньше пограничный слой.

Несмотря на то что пограничный слой остается тонким (а измерение скоростей показывает, что толщина его порой составляет несколько молекулярных слоев жидкости), он играет большую роль в процессах конвективного теплообмена.

Различают динамический и тепловой пограничные слои. *Динамическим пограничным слоем* называют пограничный слой жидкости, характеризующийся большим градиентом продольной составляющей скорости.

Тепловой пограничный слой характеризуется большим градиентом температуры, под действием которого осуществляется поперечный перенос теплоты. В области, непосредственно прилегающей к поверхности теплообмена, температура изменяется от $t_ж$ – температуры основного потока до температуры стенки t_c. За пределами теплового пограничного слоя температура однородна и там явление переноса теплоты отсутствует. Тепловой пограничный слой по толщине $\delta_т$ может совпадать или не совпадать с динамическим δ (рис. 2.28, 2.29). Соотношения толщин теплового и динамического пограничных слоев определяются значением числа $Pr = \nu/a$.

Как было показано выше, расчет теплоотдачи, несмотря на большую сложность процесса, проводится по формуле Ньютона – Рихмана

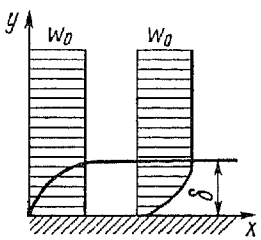


Рис. 2.28. Схема динамического пограничного слоя

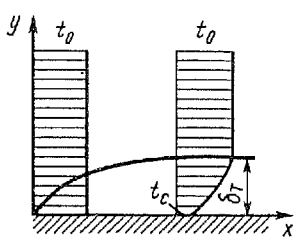


Рис. 2.29. Схема теплового пограничного слоя

достаточно простого вида

$$q = \alpha (t_c - t_ж). \tag{2.229}$$

Вся сложность расчета состоит в определении коэффициента теплоотдачи. Согласно (2.229), коэффициент теплоотдачи определяется как плотность теплового потока при температурном напоре, равном одному градусу. Перенос теплоты в вязком пограничном слое осуществляется путем теплопроводности и в соответствии с законом Фурье определяется соотношением

$$q = -\lambda \, \partial t/\partial y. \tag{2.230}$$

Сравнивая (2.229) и (2.230), получим коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = -\frac{\lambda \, \partial t/\partial y}{t_c - t_ж}. \tag{2.231}$$

В первом приближении можно принять градиент температуры в тепловом пограничном слое равным

$$\operatorname{grad} t = \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{t_ж - t_c}{\delta_т}. \tag{2.232}$$

В этом случае коэффициент теплоотдачи будет определяться соотношением

$$\alpha = \lambda/\delta_т. \tag{2.233}$$

Величина α зависит от всех факторов, влияющих на сам процесс теплообмена. К ним относятся скорость движения жидкости, физические свойства теплоносителя, характеристики температурного поля и гидродинамические характеристики потока, геометрическая форма Φ и размеры l поверхности теплообмена:

$$\alpha = f(c_p, \rho, \mu, \lambda, w, t, \Phi, l, \beta, \ldots). \tag{2.234}$$

Классификация задач конвективного теплообмена отражает преобладающее влияние перечисленных факторов. Для некоторых частных случаев эти задачи при упрощающих предпосылках могут быть решены аналитически методами теории пограничного слоя. В общем случае для этой цели используется экспериментальный путь определения α с применением теории подобия.

Порядок величины α [Вт/(м^2 · К)] для различных условий конвективного теплообмена лежит в пределах:

Свободная конвекция в газах	5...30
Свободная конвекция для воды	10^3...10^3
Вынужденная конвекция газов	10...500
Вынужденная конвекция для воды	500...10^4
Теплообмен при изменении агрегатного состояния воды (кипение, конденсация)	10^3...10^5

Решение задачи конвективного теплообмена чаще всего дается в критериальной форме. Так, для теплоотдачи при свободной конвекции определяющим критерием является число Грасгофа и расчетное уравнение имеет вид

$$\mathrm{Nu}_{жl} = f(\mathrm{Gr},\ \mathrm{Pr})_{жl}. \qquad (2.235)$$

Для вынужденного движения определяющим критерием является число Рейнольдса:

$$\mathrm{Nu}_{жl} = f(\mathrm{Re},\ \mathrm{Pr})_{жl}. \qquad (2.236)$$

Для газов эти формулы могут быть упрощены, так как для газов число Прандтля слабо зависит от температуры. В этом случае зависимости будут соответственно:

$$\mathrm{Nu}_{жl} = f(\mathrm{Gr})_{жl}; \qquad (2.237)$$

$$\mathrm{Nu}_{жl} = f(\mathrm{Re})_{жl}. \qquad (2.238)$$

Индексы у критериев указывают на определяющую среднюю температуру жидкости $t_ж$, которая может быть получена принятым способом осреднения, и определяющий геометрический размер l.

Определение α и теплового потока на поверхности теплообмена является основной задачей теории конвективного теплообмена.

Теплоотдача при вынужденном движении жидкости вдоль плоской поверхности. При движении жидкости вдоль плоской поверхности профиль распределения продольной скорости поперек потока изменяется по мере удаления от передней кромки пластины. Если скорость в ядре потока w_0, то основное изменение ее происходит в пограничном слое толщиной δ, где скорость уменьшается от w_0 до $w_x = 0$ на поверхности пластины. Течение в пограничном слое может быть как ламинарным, так и турбулентным. Режим течения определяется критическим значением критерия Рейнольдса, нижний предел которого для ламинарного пограничного слоя равен $\mathrm{Re}_{кр} = 8 \cdot 10^4$, а при $\mathrm{Re} > 3 \cdot 10^6$ вдоль пластины устанавливается устойчивый турбулентный режим течения. При значениях $8 \cdot 10^4 \leqslant \mathrm{Re} \leqslant 3 \cdot 10^6$ режим течения – переходный (рис. 2.30).

В турбулентном пограничном слое непосредственно на поверхности пластины имеется весьма тонкий слой жидкости толщиной $0{,}001\delta \ldots 0{,}01\delta$, называемый ламинарным подслоем, в котором силы вязкого трения играют преобладающую роль.

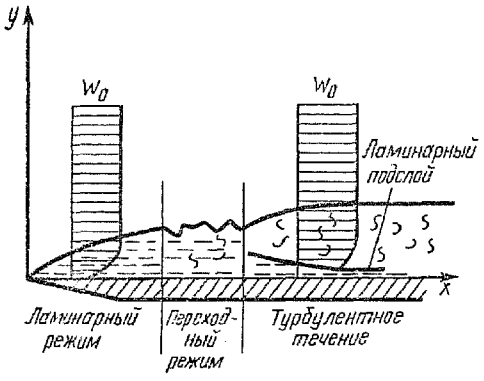


Рис. 2.30. Схема пограничного слоя с ламинарным подслоем

При оценке толщины δ пограничного слоя исходят из определения такой области течения, в пределах которой изменение силы вязкого трения по нормали к поверхности и изменение инерционной силы по направлению движения жидкости – величины одного порядка. Деление потока на вязкий пограничный слой и внешний потенциальный поток позволяет упростить математическое описание движения

жидкости. Так, в уравнении движения основного потока можно опустить члены, отражающие действие сил вязкости. Порядок уравнения понижается. Для пограничного слоя математическое описание движения также упрощается.

В процессе теплообмена наряду с динамическим слоем формируется тепловой пограничный слой. В пределах теплового слоя температура жидкости изменяется от температуры твердой поверхности t_c до значения температуры невозмущенного потока жидкости $t_ж$. Тепловой пограничный слой характеризуется большим поперечным градиентом температуры $\partial t/\partial y$. За пределами теплового пограничного слоя толщиной $\delta_т$ температура однородна и там явление переноса теплоты не возникает. Тепловой пограничный слой образуется аналогично динамическому. По мере удаления от передней кромки пластины толщина теплового пограничного слоя растет $\delta_т = f(x)$ вследствие возрастающего влияния поверхности пластины на прогрев жидкости.

При турбулентном пограничном слое основное изменение температуры происходит в пределах вязкого ламинарного подслоя.

Характеристиками переноса количества движения и теплоты являются кинематическая вязкость ν и температуропроводность a. Поэтому соотношение толщин гидродинамического пограничного слоя и теплового пограничного слоя зависит только от значения числа Прандтля $Pr = \nu/a$. Очевидно, что чем больше число Pr, тем интенсивнее происходит перенос импульса движения в динамическом слое, тем больше поперечный градиент продольной составляющей скорости по сравнению с поперечным переносом теплоты. В этом случае толщина динамического слоя больше толщины теплового пограничного слоя. При малых значениях Pr тепловой слой может иметь толщину бóльшую, чем динамический пограничный слой. При значении $Pr = 1$ толщина слоев одинакова. Практически толщины слоев одинаковы лишь для газов, у которых Pr близок к единице. Значения Pr для некоторых рабочих тел:

Рабочее тело	t, °C	Pr
Вода	100	1,75
	180	1,03
	350	160
Насыщенный водяной пар	200	1,36
Воздух	−50...300	0,733
Спирт	20	16,6
Глицерин	20	10508
Ртуть	50	0,023
Натрий	450	0,005

Применительно к пограничному слою система дифференциальных уравнений теплообмена может быть существенно упрощена – в этом состоит значение понятия пограничного слоя и суть теории пограничного слоя, которая была заложена Прандтлем в 1904 г. и сначала касалась только гидродинамических задач.

Напишем дифференциальные уравнения теплообмена для динамического пограничного слоя на полубесконечной пластине. Расположим начало координат в передней точке пластины, ось x направим вдоль

пластины (рис. 2.31). Рассмотрим безградиентное течение $dp/dx = 0$, тогда уравнение движения (2.35) для двухмерного стационарного течения при отсутствии объемных сил может быть написано в следующем виде:

$$w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2}. \qquad (2.239)$$

Уравнение энергии (2.22) для двухмерного пограничного слоя (при стационарном тепловом режиме) также существенно упрощается. В этом случае $\partial t/\partial \tau = 0$ и $\partial t/\partial z = 0$ (пластина бесконечна в направлении z). В связи с малой толщиной теплового пограничного слоя $\delta_т$ за основное изменение температуры можно принять изменение температуры по нормали к поверхности теплообмена. Тогда $\partial^2 t/\partial x^2 \ll \partial^2 t/\partial y^2$ и уравнение энергии примет вид

$$w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} = a \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}. \qquad (2.240)$$

Анализ уравнений (2.239) и (2.240) позволяет обнаружить подобие между распределением скорости и температуры в пограничном слое, если $\nu = a$ или число $Pr = 1$. Уравнение движения и энергии при этом условии ($Pr = 1$) становятся идентичными. Это означает, что поля скоростей и температур в пограничном слое подобны, а кривые распределения безразмерной скорости и безразмерной температуры по толщине пограничного слоя одинаковы. Таким образом, физический смысл числа Прандтля состоит в подобии кинематического и теплового полей. Для газов число Прандтля практически не зависит от температуры и давления и определяется в соответствии с кинетической теорией газов атомностью газа: для одноатомных газов $Pr = 0{,}67$; для двухатомных $Pr = 0{,}72$; для трехатомных $Pr = 0{,}8$ и многоатомных $Pr = 1$. Из приведенных значений Pr следует, что полное подобие полей скорости и температуры сохраняется лишь для многоатомных газов. В других случаях имеют место отклонения от подобия. Точные решения дифференциальных уравнений пограничного слоя отличаются большой громоздкостью и сложностью. Приближенные решения могут быть получены из интегральных уравнений пограничного слоя.

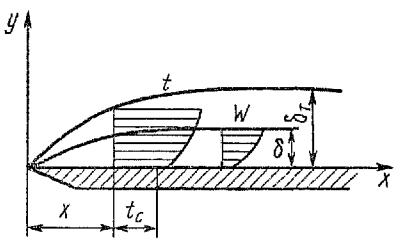


Рис. 2.31. К подобию распределения скорости и температуры в пограничном слое

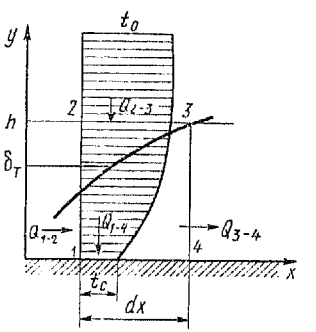


Рис. 2.32. К выводу интегрального уравнения энергии

Идея интегрального метода теории пограничного слоя заключается в том, что с помощью приближенного описания распределения скорости или температуры по толщине пограничного слоя, используя некоторые простые интегральные соотношения, находят толщину соответствующего (динамического или теплового) пограничного слоя, а зная толщину слоя $\delta_т$, согласно (2.233), нетрудно определить коэффициент теплоотдачи. Ниже приводятся выводы, справедливые для случаев $Pr \geqslant 1$, т. е. для большинства технических жидкостей, а также для газов. При этом тепловой пограничный слой лежит внутри динамического пограничного слоя. Если же число Прандтля значительно меньше единицы, что имеет место у жидких металлов, то тепловой пограничный слой выходит далеко за пределы динамического пограничного слоя. Теплопроводность металлов оказывает решающее влияние на теплоотдачу и все зависимости, выведенные для случая $\delta \geqslant \delta_т$, перестают работать.

Интегральное уравнение энергии для теплового пограничного слоя. Составим тепловой баланс для некоторого объема, выделенного в пределах пограничного слоя двумя сечениями *1—2* и *3—4*, отстоящими одно от другого на расстоянии dx (рис. 2.32). Размер выделенного объема в направлении оси y равен h, причем $h > \delta_т$ и в направлении оси z равен 1.

На основании закона сохранения энергии при стационарном тепловом режиме алгебраическая сумма тепловых потоков, проходящих через все плоскости, ограничивающие выделенный объем $dx \cdot h \cdot 1$, равна нулю:

$$Q_{1\text{-}2} + Q_{3\text{-}4} + Q_{2\text{-}3} + Q_{1\text{-}4} = 0, \qquad (а)$$

где $Q_{1\text{-}2}$ — количество теплоты, вносимое через грань *1-2*, — может быть выражено в виде

$$Q_{1\text{-}2} = \int_0^h \rho c_p t w_x \, dy. \qquad (б)$$

На расстоянии dx изменение количества теплоты будет равно

$$\frac{d}{dx}\left(\int_0^h \rho c_p t w_x \, dy\right) dx, \qquad (в)$$

это изменение можно рассматривать как разность потоков теплоты $Q_{1\text{-}2}$ и $Q_{3\text{-}4}$. Количество теплоты $Q_{1\text{-}4}$, отдаваемой через плоскость *1-4* поверхности теплообмена, равно

$$Q_{1\text{-}4} = -\lambda\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_{ст} dx \cdot 1 = q_c \, dx \cdot 1. \qquad (г)$$

Поток теплоты через поверхность *2-3* может быть определен из соотношения

$$Q_{2\text{-}3} = m_{2\text{-}3} c_p t_0,$$

где $m_{2\text{-}3}$ — масса жидкости, входящей через поверхность *2-3*.

Величина $m_{2\text{-}3}$ может быть определена по разности расходов $m_{1\text{-}2}$ и $m_{3\text{-}4}$.

Поток массы через плоскость *1-2*

$$m_{1\text{-}2} = \int_0^h \rho w_x \, dy.$$

При прохождении расстояния dx поток массы изменится на величину

$$\frac{d}{dx}\left(\int_0^h \rho w_x \, dy\right) dx,$$

тогда поток через поверхность *3-4* будет

$$m_{3\text{-}4} = \int_0^h \rho w_x \, dy + \frac{d}{dx}\left(\int_0^h \rho w_x \, dy\right) dx.$$

Поток массы через плоскость *2-3* будет

$$m_{2\text{-}3} = m_{3\text{-}4} - m_{1\text{-}2} = \frac{d}{dx}\left(\int_0^h \rho w_x \, dy\right) dx.$$

Поток теплоты через поверхность *2-3* выразится соответственно уравнением

$$Q_{2\text{-}3} = \frac{d}{dx}\left(\int_0^h \rho c_p w_x t_0 \, dy\right) dx. \qquad (д)$$

Подставив в уравнение теплового баланса (а) выражения (в), (г), (д), получим

$$\frac{d}{dx}\left(\int_0^h \rho c_p w_x t_0 \, dy\right) dx - \frac{d}{dx}\left(\int_0^h \rho c_p w_x t \, dy\right) dx + q_c \, dx \cdot 1 = 0.$$

После подстановки q_c и некоторых преобразований получим окончательное выражение интегрального уравнения энергии для пограничного слоя:

$$\frac{d}{dx}\int_0^{\delta_T} w_x (t_0 - t) \, dy = a\frac{\partial f}{\partial y}. \qquad (2.241)$$

В уравнении (2.241) верхний предел интегрирования заменен на $\delta_т$, так как при $h > \delta_т$ температура потока постоянна и равна температуре невозмущенного потока t_0. В этом случае стоящая под знаком интеграла разность температур обращается в нуль. Выражение (2.241) впервые получено Г. Н. Кружилиным. Для динамического пограничного слоя решение задачи было получено Т. Ка́рманом (1921). В случае пластины интегральное уравнение динамического слоя имеет аналогичное выражение:

$$\frac{d}{dx}\int_0^{\delta} w_x (w_0 - w) \, dy = \nu\frac{dw_x}{dy}. \qquad (2.242)$$

Теплоотдача при ламинарном пограничном слое. Решением уравнений (2.241) и (2.242) можно определить толщину теплового пограничного слоя $\delta_т$ и коэффициент теплоотдачи согласно (2.233). Для этого необходимо знать распределение скорости $w_x(y)$ и температуры t_y по толщине теплового пограничного слоя.

Из опыта известно, что распределение в ламинарном потоке имеет параболический характер и может быть удовлетворительно описано уравнением кубической параболы, в которое в качестве неизвестного входит толщина пограничного слоя δ:

$$\frac{w_x}{w_0} = a\frac{y}{\delta} + b\left(\frac{y}{\delta}\right)^3. \tag{2.243}$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} &\text{при } y = 0 \quad w_x = 0; \\ &\text{при } y = \delta \quad w_x = w_0. \end{aligned} \tag{2.244}$$

Уравнение квадратичной параболы неприемлемо, так как не удовлетворяется условие на поверхности: при $y = 0$ $w_x = 0$ и $w_y = 0$, так как в непосредственной близости от стенки инерционные силы равны нулю в связи с практически полным торможением потока (условие прилипания). В таком случае из уравнения движения для пограничного слоя (2.239) следует, что этого могло бы не быть, если бы в уравнение параболы входил член $(y/\delta)^2$. В результате решения уравнения (2.243) совместно с граничными условиями (2.244) получим

$$\frac{w_x}{w_0} = 1{,}5\frac{y}{\delta} - 0{,}5\left(\frac{y}{\delta}\right)^3. \tag{2.245}$$

Решим вторую часть задачи. Найдем распределение температуры $t(y)$ по толщине теплового пограничного слоя.

Введем новую переменную – избыточную температуру $\vartheta = t - t_c$ и $\vartheta_0 = t_0 - t_c$, считая температуру стенки t_c постоянной, не зависящей от x. В новом обозначении граничные условия запишутся:

$$\begin{aligned} &\text{при } y = 0 \quad \vartheta = 0; \\ &\text{при } y = \delta_т \quad \vartheta = \vartheta_0. \end{aligned} \tag{2.246}$$

В новых обозначениях форма интегрального уравнения энергии (2.241) не изменится

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\int_0^{\delta_т} w_x(\vartheta_0 - \vartheta)\,\mathrm{d}y = a\left(\frac{\partial\vartheta}{\partial y}\right)_{y=0}. \tag{2.247}$$

Для отыскания распределения температуры по толщине теплового пограничного слоя воспользуемся тем же методом, что и при определении распределения скорости. Вследствие подобия полей скорости и температуры примем параболическое распределение температуры

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_0} = a\frac{y}{\delta} + b\left(\frac{y}{\delta}\right)^3.$$

Вследствие идентичности граничных условий для скорости и избыточной температуры (2.244) и (2.246) получим

$$a = \frac{3}{2}\frac{\vartheta_0}{\delta_т} \text{ и } b = -\frac{1}{2}\frac{\vartheta_0}{\delta^3}.$$

Окончательное распределение температуры в тепловом пограничном слое выражается уравнением

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_0} = 1{,}5\,\frac{y}{\delta_т} - 0{,}5\left(\frac{y}{\delta_т}\right)^3. \tag{2.248}$$

Из (2.248) и (2.242) и учитывая, что при $y > \delta$ скорость равна постоянной величине w_0 основного потока, а подынтегральное выражение становится равным нулю, получаем выражение для определения толщины пограничного слоя

$$\delta\,\mathrm{d}\delta = \frac{140}{13}\,\frac{\nu}{w_0}\,\mathrm{d}x. \tag{2.249}$$

Решая последнее, получаем зависимость для толщины слоя

$$\delta = 4{,}64\sqrt{\frac{\nu_x}{w_0}}, \tag{2.250}$$

или в безразмерном виде

$$\frac{\delta}{x} = \frac{4{,}64}{\sqrt{Re_x}}. \tag{2.251}$$

Теперь, подставив полученные выражения скорости (2.245) и температуры (2.248) в (2.241), вычислим интеграл в уравнении теплового потока в пределах теплового пограничного слоя, приняв $\delta_т \leqslant \delta$:

$$\int_0^{\delta_т} w_x(t_0 - t)\,\mathrm{d}y = \int_0^{\delta_т} w_x(\vartheta_0 - \vartheta)\,\mathrm{d}y = \vartheta_0 w_0 \int_0^{\delta_т}\left[1{,}5\left(\frac{y}{\delta}\right) - 0{,}5\left(\frac{y}{\delta}\right)^3\right]\left[1 - 1{,}5\left(\frac{y}{\delta_т}\right)\right]\mathrm{d}y = \vartheta_0 w_0 \delta\left[\frac{3}{20}\left(\frac{\delta_т}{\delta}\right)^2 - \frac{3}{28}\left(\frac{\delta_т}{\delta}\right)^4\right].$$

Считая $\delta_т/\delta \leqslant 1$, вторым слагаемым можно пренебречь и считать

$$\int_0^{\delta_т} w_x(\vartheta_0 - \vartheta)\,\mathrm{d}y = \frac{3}{20}\,\vartheta_0 w_0 \delta\left(\frac{\delta_т}{\delta}\right)^2. \tag{2.252}$$

Правую часть уравнения (2.247) найдем из (2.248)

$$\left(\frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}y}\right)_{y=0} = 1{,}5\,\frac{\vartheta_0}{\delta_т}. \tag{2.253}$$

Подставив значение интеграла (2.252) и (2.253) в интегральное уравнение теплового пограничного слоя (2.241), получим

$$\frac{3}{20}\,\vartheta_0 w_0\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}(\beta^2\delta) = \frac{3}{2}\,a\,\frac{\vartheta_0}{\beta\delta}, \text{ или } \frac{1}{10}\,w_0\left(\beta^3\delta\,\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}x} + 2\beta^2\delta^2\,\frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}x}\right) = a, \tag{2.254}$$

где $\beta \approx \delta_т/\delta$.

Подставляя в это уравнение значение толщины пограничного слоя согласно (2.249) и (2.250), получим

$$\frac{14}{13}\,\frac{\nu}{a}\left(\beta^3 + 4x\beta^2\,\frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}x}\right) = 1.$$

Подставляя $\mathrm{Pr} = \nu/a$ и считая $14/13 \approx 1$, имеем

$$\beta^3 + 4x\beta^2\,\frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{\mathrm{Pr}}.$$

Решением этого уравнения будет

$$\beta = \frac{\delta_т}{\delta} = \frac{1}{\sqrt[3]{\mathrm{Pr}}}. \tag{2.255}$$

Показанное ранее соотношение толщин теплового и динамического пограничных слоев получило количественное выражение от Pr. Подставляя значение (2.251) в (2.255), получим окончательное выражение для $\delta_т$:

$$\delta_т = 4{,}64 \frac{x}{\sqrt{\mathrm{Re}_x}\sqrt[3]{\mathrm{Pr}}}. \tag{2.256}$$

Определим коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_x (t_0 - t_c) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial y}\right)_{y=0};$$

$$\alpha_x \vartheta_0 = -\lambda \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial y}\right)_{y=0} \text{ и } \alpha_x = \frac{\lambda}{\vartheta_0}\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial y}\right)_{y=0}.$$

Величина градиента температуры на поверхности пластины легко определяется из уравнения (2.253):

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{3}{2}\frac{\vartheta_0}{\delta_т},$$

откуда получаем

$$\alpha_x = \frac{3}{2}\frac{\lambda}{\delta_т}. \tag{2.257}$$

Подставив $\delta_т$ согласно (2.256), получим окончательное уравнение для местного коэффициента теплоотдачи

$$\alpha_x \approx 0{,}331 \frac{\lambda}{x}\sqrt{\mathrm{Re}_x}\sqrt[3]{\mathrm{Pr}}, \tag{2.258}$$

или

$$\alpha_x = C/\sqrt{x}, \tag{2.259}$$

где C объединяет величины, не зависящие от x.

Уравнение (2.258) легко привести к безразмерному виду, зная, что $\mathrm{Nu}_x = \alpha_x x/\lambda$:

$$\mathrm{Nu}_x = 0{,}331 \mathrm{Re}_x^{0,5} \mathrm{Pr}^{0,33}. \tag{2.260}$$

Среднее значение α для пластины длиной l определяется путем формального осреднения местного значения:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{l}\int_0^l \alpha_x \mathrm{d}x = \frac{c}{l}\int_0^l \frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{x}} = \frac{c}{l} 2\sqrt{l} = \frac{2c}{\sqrt{l}} = 2\alpha_l, \tag{2.261}$$

где α_l — местный коэффициент теплоотдачи на конце пластины длиной l.

Согласно (2.261) среднее значение α будет

$$\bar{\alpha} = 0{,}662 \frac{\lambda}{\delta} \sqrt{\mathrm{Re}_l} \sqrt[3]{\mathrm{Pr}}. \tag{2.262}$$

В безразмерном виде имеем

$$\overline{\mathrm{Nu}}_{жl} = 0{,}662 \mathrm{Re}_{жl}^{0,5} \mathrm{Pr}_{ж}^{0,33}. \tag{2.263}$$

В формуле (2.263) за определяющую температуру принята средняя температура жидкости, а за определяющий размер – длина пластины вдоль потока. Анализ полученной зависимости для α позволяет выявить роль основных факторов, влияющих на теплообмен.

Как видно из формулы (2.259), коэффициент теплоотдачи уменьшается с увеличением x. Это объясняется тем, что температурный напор $t_0 - t_c$ при постоянной температуре поверхности плиты не меняет своего значения, а при увеличивающейся толщине $\delta_т(x)$ пограничного слоя градиент температуры падает с увеличением x.

Коэффициент теплоотдачи зависит и от направления теплового потока, зависит от того, нагревается жидкость или охлаждается. Градиент температуры в пограничном слое при нагревании больше, чем при охлаждении. Как показывает опыт и анализ влияния градиента температуры в случае нагревания и в случае охлаждения жидкости вдоль пластины, коэффициент теплоотдачи при нагревании капельных жидкостей больше, чем при охлаждении.

По предложению М. А. Михеева, зависимость коэффициента теплоотдачи от направления теплового потока учитывается введением в критериальное уравнение множителя $(\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_c)^{0,25}$, где Pr_c относится к жидкости при температуре стенки. При нагревании жидкости эта поправка больше единицы, при охлаждении – меньше единицы.

Окончательное расчетное уравнение теплоотдачи при течении жидкости вдоль плоской поверхности:

$$\mathrm{Nu}_{жl} = 0{,}662 \, \mathrm{Re}_{жl}^{0,5} \, \mathrm{Pr}_{ж}^{0,33} \left(\frac{\mathrm{Pr}_ж}{\mathrm{Pr}_c} \right)^{0,25}. \tag{2.264}$$

Для газов Pr мало зависит от температуры, поэтому формула (2.264) может быть упрощена. Так, для воздуха, приняв Pr = 0,72, получим расчетное уравнение

$$\mathrm{Nu}_{жl} = 0{,}57 \mathrm{Re}_{жl}^{0,5}. \tag{2.265}$$

Следует отметить, что наличие необогреваемого участка в начале плиты влияет на формирование динамического и теплового пограничных слоев. Это следует учитывать особой поправкой, которая может быть найдена в справочной литературе.

Приведенные зависимости, полученные на основе аналитического решения задачи теплообмена при ламинарном пограничном слое, совпадают с экспериментальными результатами обобщенных данных при постоянных физических свойствах жидкости (рис. 2.33). Такое совпадение свидетельствует о широких возможностях теории пограничного слоя при решении задач конвективного теплообмена. В этом разделе показан путь решения и анализ полученных результатов одной из

простых задач теплообмена. Для более сложных случаев мы ограничимся анализом результатов, полученных опытным путем.

Теплоотдача при турбулентном пограничном слое. Аналитический расчет теплоотдачи в турбулентном слое представляет большие трудности вследствие сложности самого движения и сложности механизма переноса количества движения и теплоты. Особенностью турбулентного течения является пульсационный характер движения. На рис. 2.34 показана осциллограмма колебаний скорости в фиксированной точке турбулентного потока. Отклонение мгновенной скорости w' от средней $\bar{w}$ называется пульсацией. Наличие пульсаций как бы увеличивает вязкость, и тогда полная вязкость турбулентного потока будет суммой двух величин — молекулярной вязкости и дополнительной турбулентной. Турбулентная вязкость $\mu_{тр}$ не является физическим параметром теплоносителя, как коэффициент динамической вязкости, и характеризует интенсивность переноса количества движения в турбулентном потоке. Аналогично вязкости в уравнении движения, в дифференциальном уравнении энергии дополнительно к молекулярной теплопроводности появляется турбулентная теплопроводность $\lambda_{тр}$, характеризующая турбулентный перенос теплоты и также не являющаяся физическим параметром теплоносителя.

Аналитическое решение дифференциальных уравнений становится невозможным вследствие трудностей, связанных с определением пульсационных характеристик и их связи с осредненными параметрами потока.

Теоретическое исследование теплоотдачи при турбулентном движении развивается на базе полуэмпирической теории турбулентности Прандтля или на базе гидродинамической теории теплообмена Рейнольдса, основанной на аналогии между процессами турбулентного переноса количества движения и теплоты. Рассмотрение этих вопросов не входит в задачи настоящего курса.

В заключение приведем расчетные формулы, полученные методом гидродинамической аналогии для расчета теплообмена в турбулентном потоке:

$$\mathrm{Nu}_x = 0{,}0296\,\mathrm{Re}_x^{0,8}\,\frac{\mathrm{Pr}}{1+\frac{w_r}{w_0}(\mathrm{Pr}-1)}. \qquad (2.266)$$

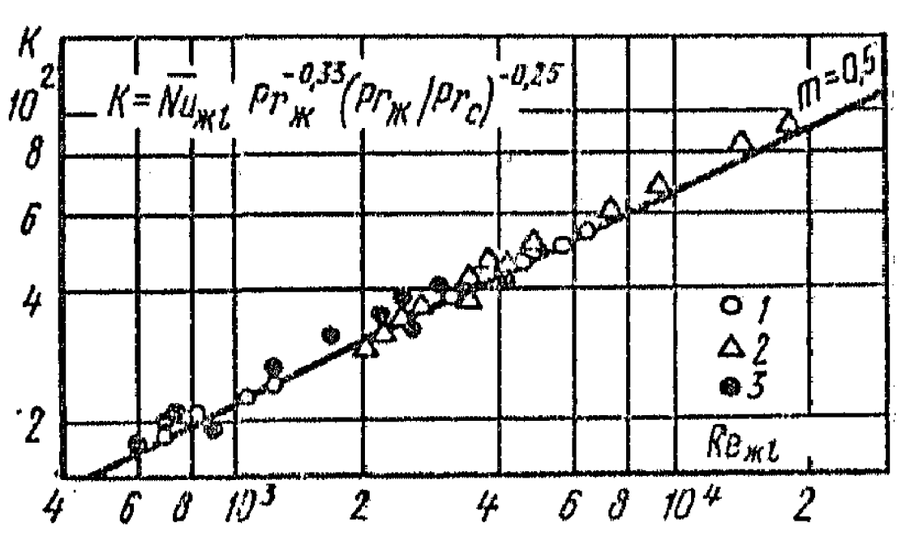


Рис. 2.33. Средняя теплоотдача пластин при ламинарном режиме течения:

1 — воздух; *2* — вода; *3* — трансформаторное масло

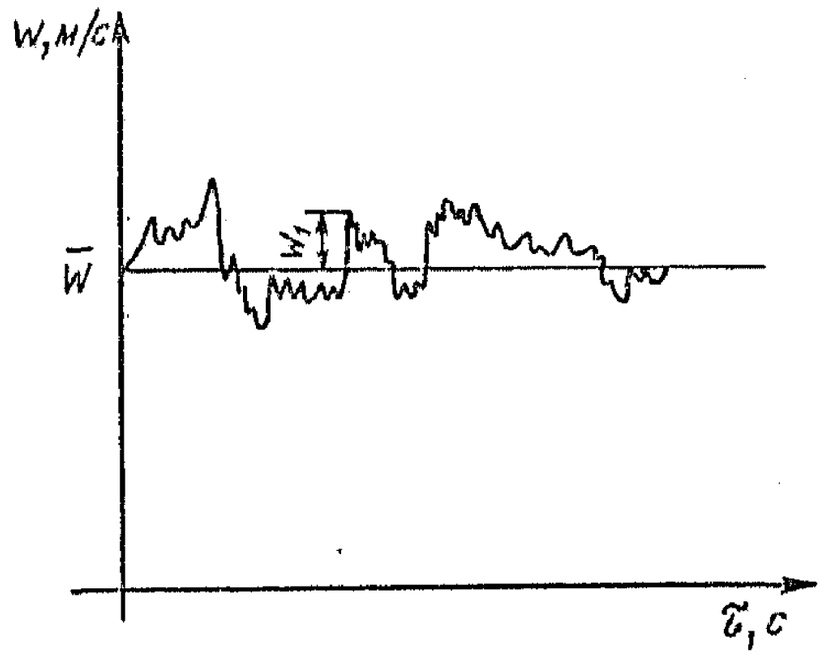


Рис. 2.34. Изменение скорости в неподвижной точке турбулентного потока

При $Pr = 1$ формула (2.266) принимает вид

$$Nu_x = 0{,}0296\,Re_x^{0,8} \tag{2.267}$$

и

$$Nu_l = 0{,}037\,Re_{жl}^{0,8}. \tag{2.268}$$

В этом случае уравнения (2.267) и (2.268) очень хорошо совпадают с результатами эксперимента.

При $Pr \neq 1$ формула (2.266) должна быть скорректирована. В этом случае рекомендуются эмпирические уравнения:

$$Nu_x = 0{,}03\,Re_x^{0,8}\,Pr_ж^{0,43}\,(Pr_ж/Pr_c)^{0,25}; \tag{2.269}$$

$$Nu_l = 0{,}037 Re_{жl}^{0,8}\,Pr_ж^{0,43}\,(Pr_ж/Pr_c)^{0,25}. \tag{2.270}$$

Для газов среднее значение α по длине пластины l может быть рассчитано по формуле

$$Nu_{жl} = 0{,}032\,Re_{жl}^{0,8}. \tag{2.271}$$

На рис. 2.35 приведены данные по теплообмену на поверхности пластины. Критериальные зависимости (2.269) и (2.270) можно решить относительно α, подставив значения критериев. Тогда зависимость коэф-

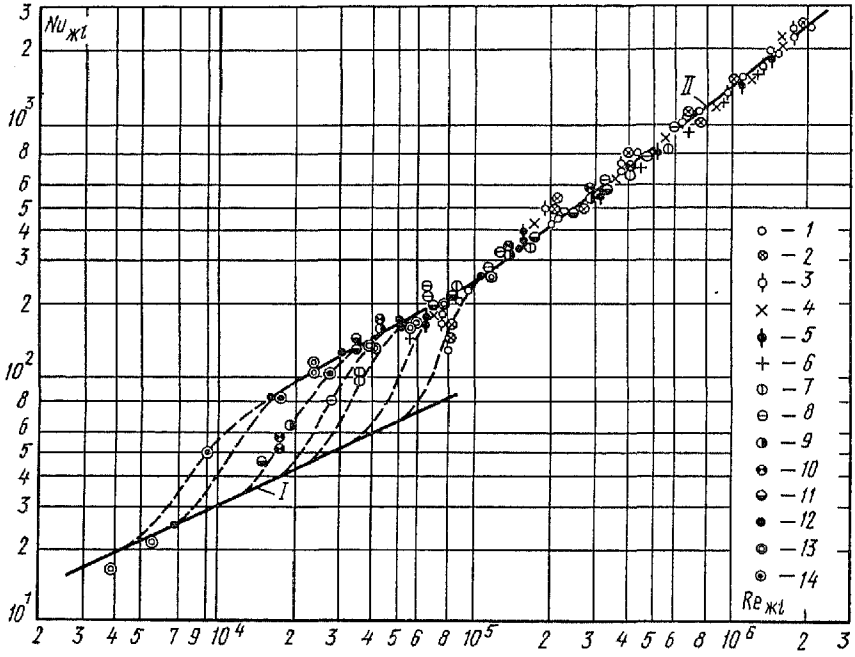


Рис. 2.35. Местная теплоотдача пластины, омываемой продольным потоком воздуха: *I* – при ламинарном пограничном слое; *II* – при турбулентном пограничном слое (м/с):

1 – 260; *2* – 245; *3* – 220; *4* – 188; *5* – 162; *6* – 139; *7* – 82,5; *8* – 62,5; *9* – 42,3; *10* – 40,1; *11* – 34,1; *12* – 5,4; *13* – 13,2; *14* – 8,45

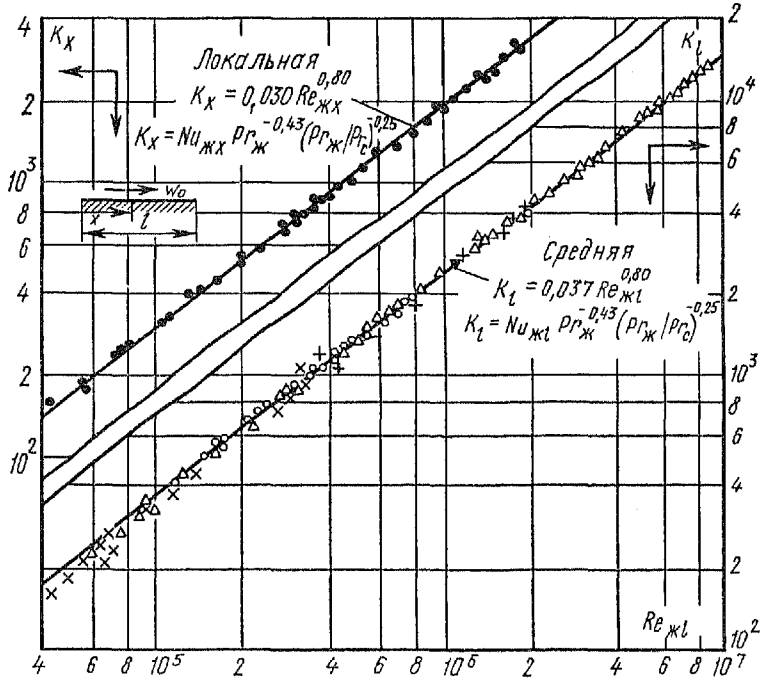


Рис. 2.36. Локальная и средняя теплоотдача пластины при турбулентном течении жидкости

фициента α от определяющего линейного размера выразится формулой $\alpha = Cx^{-0,2}$, или $\alpha = Cl^{-0,2}$, где C – величина, включающая скорость и физические параметры, не зависящие от x.

На рис. 2.36 приведены результаты обобщения опытных данных при турбулентном пограничном слое, полученные М. А. Михеевым. Приведенные формулы действительны при постоянной температуре теплообменной поверхности. За расчетную длину пластины l принимают длину обогреваемого участка.

Теплоотдача при вынужденном течении жидкости в трубах. Расчет теплоотдачи при движении жидкости в трубах представляет особый интерес, так как трубчатые аппараты и теплообменники нашли самое широкое распространение на химических производствах.

Течение жидкости в трубах отличается рядом особенностей. Понятия гидродинамического и теплового пограничного слоев в том смысле, в каком они были использованы для расчета теплообмена при плоском течении, сохраняют силу лишь для начального участка трубы, пока пограничные слои, утолщаясь по течению, не сомкнутся, заполняя поперечное сечение трубы. Начиная с этого момента влияние трения распространяется на все поле движения. Различают два режима движения в трубах – ламинарный и турбулентный. Критическое значение числа Рейнольдса $Re_{кр} = 2300$. В чисто ламинарной области течения при

скоростях, соответствующих значению критического числа Рейнольдса $Re \leqslant 2300$, теплота передается только путем теплопроводности, перпендикулярно направлению течения. С ростом скорости ламинарное движение все более разрушается. При $Re \geqslant 10\,000$ устанавливается устойчивый турбулентный режим. Возникает перемешивание, интенсифицирующее конвективный теплообмен. Теплота передается теплопроводностью лишь в очень тонком ламинарном подслое, откуда она передается в глубь потока движущимися частицами жидкости, называемыми турбулентными полями. При увеличении скорости интенсивность турбулентного перемешивания растет, что ведет к уменьшению толщины пограничного слоя. При этом снижается термическое сопротивление пограничного слоя, что также ведет к интенсификации теплообмена.

Режим течения, соответствующий значениям критерия Рейнольдса $2300 < Re < 1 \cdot 10^4$, называется переходным. В этом случае в потоке могут сосуществовать ламинарная и турбулентная области.

При ламинарном изотермическом течении жидкости внутри технически гладкой трубы устанавливается параболический профиль скоростей. При турбулентном потоке распределение скорости по поперечному сечению имеет иной характер. Максимальный градиент скорости относится к ламинарному подслою, а в ядре потока эпюра скоростей имеет пологий характер усеченной параболы (рис. 2.37).

Как в случае ламинарного, так и в случае турбулентного движения стабилизация потока с характерным для этих режимов распределением скоростей по сечению наступает не сразу при входе потока в трубу. Во входном сечении трубы профиль скорости плоский, а эпюра имеет вид прямоугольника. Под действием сил трения образуется ламинарный пограничный слой, толщина которого растет по мере удаления от входного сечения и затем пограничные слои сливаются. При турбулентном режиме течения, при скоростях, соответствующих $Re > 1 \cdot 10^4$, ламинарный слой разрушается и переходит в турбулентный пограничный слой с ламинарным подслоем. После смыкания пограничных слоев течение приобретает стабилизированный турбулентный характер (рис. 2.38). Начальный участок трубы, на котором устанавливается стаби-

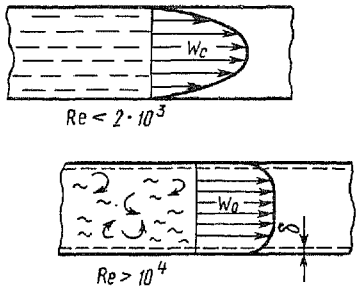


Рис. 2.37. Распределение скорости в трубе при ламинарном ($Re \leqslant 2 \cdot 10^3$) и турбулентном ($Re > 10^4$) течении жидкости

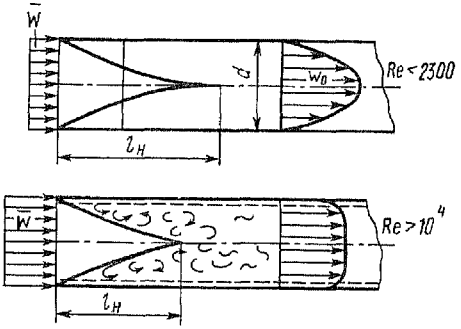


Рис. 2.38. Влияние начального участка трубы на образование пограничного слоя при ламинарном и турбулентном режимах течения

лизированное распределение скоростей, называется *участком гидродинамической стабилизации* $l_н$. Длина этого участка для ламинарного потока практически не зависит от Re и равна $l_н \approx 15\,d$.

Аналогично начальному участку гидродинамической стабилизации существует начальный *участок тепловой стабилизации* $l_{нт}$. Качественный характер деформации эпюры температур на начальном участке тепловой стабилизации показан на рис. 2.39. Коэффициент теплоотдачи на начальных участках трубы уменьшается, так как вследствие увеличения толщины пограничного слоя растет его термическое сопротивление и падает градиент температуры. При турбулентном режиме течения ламинарный пограничный слой разрушается и коэффициент теплоотдачи увеличивается, затем стабилизируется при установившемся турбулентном режиме (рис. 2.40). На участках тепловой стабилизации коэффициент теплоотдачи принимает постоянное значение. Длина участка тепловой стабилизации при постоянной температуре стенки, при постоянных физических параметрах жидкости, при ламинарном режиме движения равна $l_{нт} = 0{,}055$ Pe и при турбулентном режиме $l_{нт} = 50\,d$.

Аналитическое решение задач при ламинарном и турбулентном стабилизированном течении связано с решением системы дифференциальных уравнений теплообмена. Однако строгое решение этих уравнений связано с большими математическими трудностями даже для ламинарного течения. Результаты достаточно высокой точности удается получить благодаря обобщению большого числа экспериментов с использованием методов теории подобия.

При ламинарном режиме течения жидкости теплота передается теплопроводностью по нормали к общему направлению движения потока. Конвективная составляющая теплоотдачи будет больше или меньше в соответствии с распределением скоростей по сечению потока. При значительной разности температур в потоке возникает, как следствие, разность плотностей. На вынужденное движение накладывается свободное движение, турбулизирующее поток, и теплообмен интенсифицируется. Влияние свободной конвекции заметно при $\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr} > 8 \cdot 10^5$.

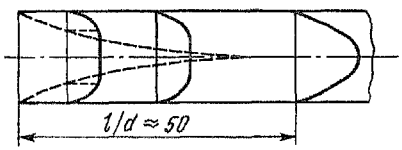


Рис. 2.39. Начальный участок тепловой стабилизации

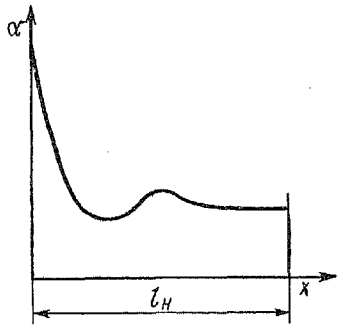


Рис. 2.40. Изменение локального коэффициента теплоотдачи по длине трубы при турбулентном течении жидкости

В этом случае средний коэффициент теплоотдачи рассчитывается по формуле

$$\overline{\mathrm{Nu}}_{жd} = 0{,}15\,\mathrm{Re}_{жd}^{0{,}33}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0{,}33}\,(\mathrm{Gr}_{жd}\mathrm{Pr}_{ж})^{0{,}1}\cdot(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{c})^{0{,}25}\varepsilon_l. \qquad (2.72)$$

За определяющую температуру принята средняя температура жидкости в трубе. Определяющий размер – внутренний диаметр трубы. Если труба не круглого сечения, то за определяющий размер принимается эквивалентный диаметр $d_{экв} = (4F)/P$, где F – живое сечение потока; P – смачиваемый периметр. Например, для канала прямоугольного сечения $a \times b$:

$$d_{экв} = 4ab/[2\,(a+b)] = 2ab/(a+b). \qquad (2.273)$$

Для случая $a \ll b$ эквивалентный диаметр $d_{экв} = 2a$. В числе Грасгофа $\mathrm{Gr} = \beta g \vartheta d^3/\nu^2$ разность температур $\vartheta = t_c - t_ж$, где $t_ж$ – средняя температура жидкости. Множитель $(\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_c)^{0,25}$ отражает влияние направления теплового потока. При нагревании теплоотдача выше, чем при охлаждении. В стабилизированной области ($l/d \geqslant 50$) поправка $\varepsilon_l = 1$. Поправка ε_l на нестабилизированном начальном участке потока ($l/d < 50$) зависит от отношения l/d:

l/d	1	2	5	10	15	20	30	40	50
ε_l	1,90	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1

Для воздуха формула (2.272) упрощается и принимает вид

$$\overline{\mathrm{Nu}}_{жd} = 0{,}13\,\mathrm{Re}_{жd}^{0{,}33}\,\mathrm{Gr}_{жd}^{0{,}1}\,\varepsilon_l. \qquad (2.274)$$

Влияние свободной конвекции с увеличением числа Gr видно из рис. 2.41, где

$$K_0 = \frac{\mathrm{Nu}_{жd}}{\mathrm{Pr}_{ж}^{0{,}43}\,(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{c})^{0{,}25}} = 0{,}15\,\mathrm{Re}_{жd}^{0{,}33}\,\mathrm{Gr}_{жd}^{0{,}1}. \qquad (2.275)$$

В том случае, когда влиянием свободной конвекции можно пренеб-

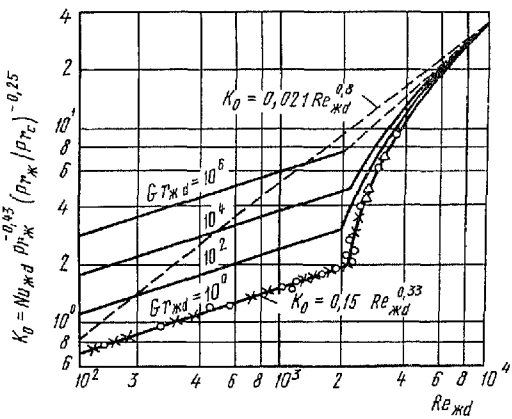


Рис. 2.41. Средняя теплоотдача при ламинарном и переходном режимах течения жидкости в трубе

речь (или она отсутствует, например, в условиях невесомости), средний коэффициент теплоотдачи снижается. При вязком течении средний коэффициент теплоотдачи может быть определен по уравнению

$$\overline{\mathrm{Nu}}_{ж d} = 1{,}55\left(\mathrm{Pe}\,\frac{d}{l}\right)^{1/3}\left(\frac{\mu_c}{\mu_ж}\right)^{-0{,}14}\varepsilon_l. \qquad (2.276)$$

Эта формула действительна при $\left(\frac{1}{\mathrm{Pe}}\,\frac{x}{d}\right) < 0{,}01$ и $0{,}02 \leqslant \frac{\mu_c}{\mu_ж} \leqslant 1500$. За определяющую принята температура $t = t_c - 0{,}5\,\Delta t_{ср}$, где $\Delta t_{ср} = (\Delta t' - \Delta t'')/\ln(\Delta t'/\Delta t'')$ – среднелогарифмический температурный напор; рассчитывается в соответствии с температурными графиками (рис. 2.42, *а*, *б*).

При стабилизированном турбулентном движении благодаря интенсивному перемешиванию температура ядра потока практически остается постоянной. Основной градиент температуры относится к пограничному слою. Для расчета среднего по длине трубы коэффициента теплоотдачи можно рекомендовать уравнение М. А. Михеева:

$$\overline{\mathrm{Nu}}_{ж d} = 0{,}021\,\mathrm{Re}_{ж d}^{0{,}8}\,\mathrm{Pr}^{0{,}43}\,(\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_c)^{0{,}25}\varepsilon_l. \qquad (2.277)$$

Это уравнение справедливо для жидкостей при значениях числа Pr в пределах $0{,}6 \leqslant \mathrm{Pr} \leqslant 2500$. Для воздуха и двухатомных газов формула (2.277) принимает следующий вид:

$$\mathrm{Nu} = 0{,}018\,\mathrm{Re}_{ж d}^{0{,}8}\,\varepsilon_l. \qquad (2.278)$$

Погрешность расчета по этому уравнению составляет $\pm 5\,\%$, если плотность теплового потока на поверхности теплообмена $q \leqslant 1 \cdot 10^5$ Вт/м^2.

За определяющую в формуле (2.277) принята средняя температура потока $t_ж = 0{,}5\,(t'_ж + t''_ж)$. Средняя температура греющей стенки для определения Pr_c определяется из соотношения $\bar{t}_c = \frac{1}{l}\int_0^l t_c\,\mathrm{d}x$. Для каналов кольцевого поперечного сечения формула (2.277) справедлива для $d_2/d_1 = 1 \ldots 5$.

Поправочный коэффициент ε_l для коротких труб с нестабилизированным течением ($l/d < 50$) может быть выбран по табл. 2.1.

Таблица 2.1

$\mathrm{Re}_{ж d}$	l/d								
	1	2	5	10	15	20	30	40	50
$1 \cdot 10^4$	1,65	1,50	1,34	1,23	1,17	1,13	1,07	1,03	1
$2 \cdot 10^4$	1,51	1,40	1,27	1,18	1,13	1,10	1,05	1,02	1
$5 \cdot 10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13	1,10	1,08	1,04	1,02	1
$1 \cdot 10^5$	1,28	1,22	1,15	1,10	1,08	1,06	1,03	1,02	1
$1 \cdot 10^6$	1,14	1,11	1,08	1,05	1,04	1,03	1,02	1,01	1

Как следует из формулы (2.278), $\alpha = \frac{\lambda}{\nu^{0,8}}\,\frac{w^{0,8}}{d^{0,2}}$. Коэффициент теплоотдачи увеличивается с увеличением скорости и с уменьшением диаметра трубы.

При движении жидкости в изогнутых трубах и змеевиках под действием центробежной силы возникает вторичная циркуляция. При уменьшении радиуса кривизны влияние центробежного эффекта увеличивается.

При движении жидкости в области развитой турбулентности коэффициент теплоотдачи для изогнутых труб $\alpha_{из}$ определяется по формуле

$$\alpha_{из} = \varepsilon_D \alpha, \tag{2.279}$$

где α – коэффициент теплоотдачи в прямой трубе по формуле (2.277). Поправочный коэффициент ε_D определяется по формуле

$$\varepsilon_D = 1 + 3{,}6\,(d/D). \tag{2.280}$$

В области переходного режима $2300 < \mathrm{Re} < 1 \cdot 10^4$ большое влияние на теплообмен оказывает, как и при ламинарном движении, свободная конвекция. В настоящее время не имеется достаточно удовлетворительных методик расчета теплоотдачи в переходном режиме. Приближенно коэффициент теплоотдачи в этой области может быть оценен по данным рис. 2.42. Максимальное значение α соответствует турбулентному течению [уравнение (2.277)], наименьшее значение α может быть рассчитано по уравнению (2.272).

Теплоотдача при поперечном обтекании труб. В химической технологии большое распространение получили трубчатые теплообменники с перекрестным током. Трубы в этом случае обтекаются снаружи перпендикулярным их оси потоком жидкости. Турбулентность потока при этом повышается, что при одинаковых скоростях ведет к повышению теплоотдачи на внешней поверхности труб при поперечном обтекании по сравнению с продольным.

При поперечном обтекании одиночной трубы пограничный слой имеет наименьшую толщину в лобовой части трубы и нарастает, начиная от точки раздвоения потока к миделевому сечению ($\varphi = 90°$). Безотрывное плавное обтекание труб имеет место лишь при малых числах Рейнольдса порядка $\mathrm{Re} \approx 5$. При бóльших значениях имеет место отрыв струи и в кормовой части трубы образуется вихревая зона (рис. 2.43, *а-в*).

В кормовой части трубы (при $\varphi > 90°$) скорость снижается вместе с повышением (восстановлением) статического давления, под действием которого возникают возвратные течения и образуются вихри. Возвратные течения оттесняют пограничный слой, вызывают его обрыв и образование вихрей. На рис. 2.44 показано изменение относительного коэффициента теплоотдачи $\alpha_\varphi/\bar{\alpha}$ по окружности трубы при $\mathrm{Re} = 2{,}19 \cdot 10^5$, где $\bar{\alpha}$ – средний по окружности коэффициент теплоотдачи. Коэффициент теплоотдачи α_φ имеет максимальное значение там, где пограничный слой тоньше.

Положение точки отрыва струи не является стабильным и зависит от характера движения невозмущенного потока. При $\mathrm{Re} > 2 \cdot 10^5$ отрыв турбулентного пограничного слоя происходит при $\varphi = 120 \ldots 140°$. При турбулентном режиме обтекание цилиндра улучшается и теплоотдача увеличивается.

На рис. 2.45 показано распределение местных коэффициентов тепло-

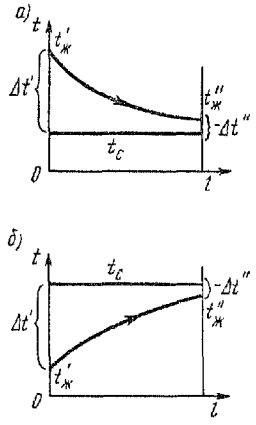


Рис. 2.42. Температурные графики для расчета среднелогарифмического температурного напора при постоянной температуре поверхности нагрева t_c в процессе охлаждения (*а*) и в процессе нагревания (*б*) жидкости

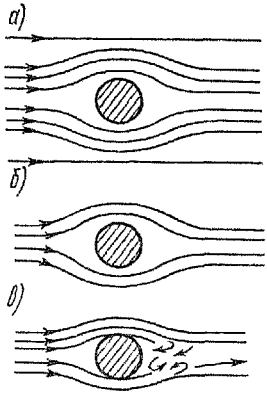


Рис. 2.43. Поперечное обтекание цилиндра вязкой жидкостью: безотрывное (*а*); с отрывом струи (*б*); с образованием вихревой зоны (*в*)

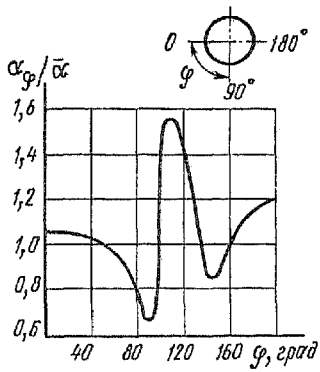


Рис. 2.44. Изменение относительного коэффициента теплоотдачи при поперечном обтекании трубы

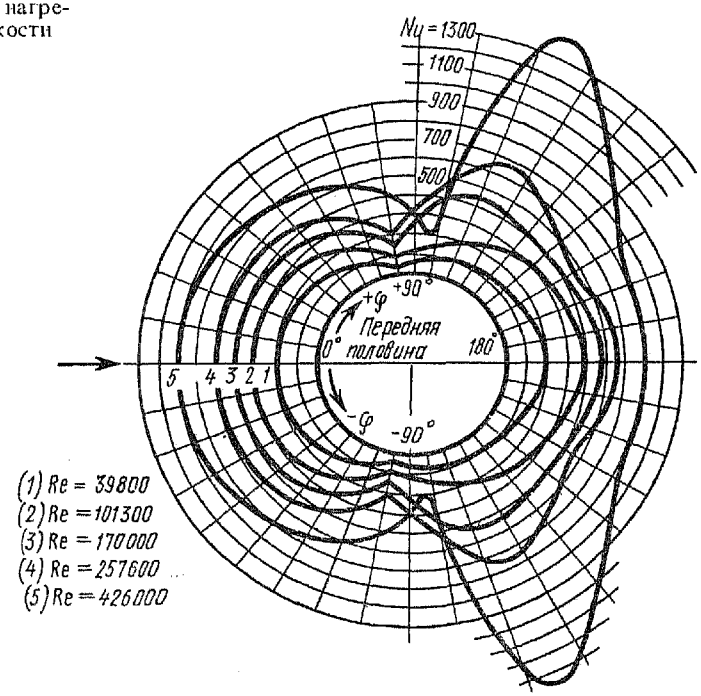


Рис. 2.45. График распределения чисел Nu по поверхности цилиндра

отдачи по поверхности цилиндра при разных числах Рейнольдса. Значение Nu максимально в точке раздвоения потока (лобовая часть) и падает до значений, соответствующих углу отрыва пограничного слоя. Как видно из рисунка, при увеличении Re роль кормовой части трубы в теплообмене возрастает.

Сложный характер теплообмена, связанный со сложным движением жидкости при поперечном обтекании трубы (отрыв струи и образование вихрей), затрудняет теоретическое исследование процесса. Все приведенные ниже результаты получены экспериментальным путем. Экспериментальные результаты отдельных авторов могут совпадать лучше или хуже, но они сохраняют общую типичную картину теплообмена. Средний коэффициент теплоотдачи для случая поперечного обтекания одиночной трубы может быть определен по следующим формулам*:

при $\mathrm{Re}_{жd} = 5 \ldots 1 \cdot 10^3$

$$\mathrm{Nu}_{жd} = 0{,}5\,\mathrm{Re}_{жd}^{0{,}5}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0{,}38}\left(\frac{\mathrm{Pr}_{ж}}{\mathrm{Pr}_{c}}\right)^{0{,}25}; \qquad (2.281)$$

при $\mathrm{Re}_{жd} = 1 \cdot 10^3 \ldots 2 \cdot 10^5$

$$\mathrm{Nu}_{жd} = 0{,}25\,\mathrm{Re}_{жd}^{0{,}6}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0{,}38}\left(\frac{\mathrm{Pr}_{ж}}{\mathrm{Pr}_{c}}\right)^{0{,}25}. \qquad (2.282)$$

Для воздуха и двухатомных газов эти формулы упрощаются:
при $\mathrm{Re}_{жd} = 5 \ldots 1 \cdot 10^3$

$$\mathrm{Nu}_{жd} = 0{,}43\,\mathrm{Re}_{жd}^{0{,}5}; \qquad (2.283)$$

при $\mathrm{Re}_{жd} = 1 \cdot 10^3 \ldots 2 \cdot 10^5$

$$\mathrm{Nu}_{жd} = 0{,}216\,\mathrm{Re}_{жd}^{0{,}6}. \qquad (2.284)$$

За определяющий геометрический размер принят наружный диаметр трубы, скорость отнесена к самому узкому сечению канала, в котором расположена труба.

Приведенные формулы справедливы при поперечном обтекании трубы, когда так называемый «угол атаки» $\psi = 90\,°C$. При $\psi < 90°$ коэффициент теплоотдачи определяется из соотношения

$$\alpha_{\psi} = \varepsilon_{\psi}\alpha, \qquad (2.285)$$

где α – коэффициент теплоотдачи, найденный по формулам (2.281)–(2.284).

Поправочный коэффициент ε_{ψ} может быть взят из графика (рис. 2.46). При $\psi < 90$ величина $\varepsilon_{\psi} < 1$. При уменьшении угла атаки коэффициент теплоотдачи снижается.

Пучок труб. Компоновка труб в пучки или пакеты нашла широкое распространение в тепловой аппаратуре химической технологии. Типичное расположение трубных пучков – шахматное (рис. 2.47, *а*) и коридорное (рис. 2.47, *б*). Геометрическими характеристиками пучков яв-

* Приведенные формулы получены А. А. Жукаускасом в результате обобщения многочисленных опытных данных.

ляются относительный поперечный (относительно направления потока) s_1/d и относительный продольный s_2/d шаги труб.

Движение жидкости в пучках при низких числах Re может сохранять ламинарный режим, но это сравнительно редкий случай. Чаще имеет место турбулентное движение. Значение $Re_{кр}$ для пучков обычно принимают $Re_{кр} = 1 \cdot 10^5$. При $Re < 1 \cdot 10^5$ режим течения смешанный.

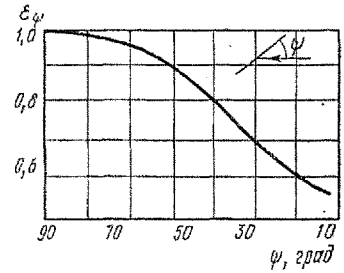


Рис. 2.46. Поправочный коэффициент для α одиночной трубы при разных углах атаки ψ

Процесс теплоотдачи в пучках осложняется тем, что трубы второго и последующих рядов лежат в вихревом следе, создаваемом трубами первых рядов. По этой причине коэффициент теплоотдачи пучка труб выше, чем одиночной трубы. Омывание первого ряда труб в шахматных и коридорных пучках одинаково. Характер теплообмена на трубках первого ряда аналогичен изменению местного коэффициента теплоотдачи на поверхности одиночной трубы. Начиная с третьего ряда, режим течения и теплообмен стабилизируются. На рис. 2.48 показано изменение коэффициента теплоотдачи по периметру труб, расположенных в первом (*1*), втором (*2*) и последующих (*3* – *7*) рядах шахматного (рис. 2.48, *а*) и коридорного (рис. 2.48, *б*) пучков при смешанном режиме течения.

Рассмотрение кривых $\alpha = f(\varphi)$ позволяет сделать следующие выводы. Для шахматных пучков всех рядов труб локальные коэффициенты теплоотдачи имеют наибольшее значение при $\varphi = 0$. Для коридорных пучков α_φ при $\varphi = 0$ больше для первого ряда, а для рядов в глубине пучка ($\varphi \approx 50°$) α_φ имеет максимальное значение, т. е. там, где струя, движущаяся в пучке, «смывает» пограничный слой, утоньшая его при ударе о поверхность трубы. Теплоотдача труб третьего ряда выше, чем первого и второго рядов.

На основании исследований теплоотдачи в пучках, проведенных Н. В. Кузнецовым и другими, можно сделать общие выводы. Средняя теплоотдача первого ряда определяется начальной турбулентностью потока. Средняя теплоотдача стабилизируется, начиная с третьего ряда,

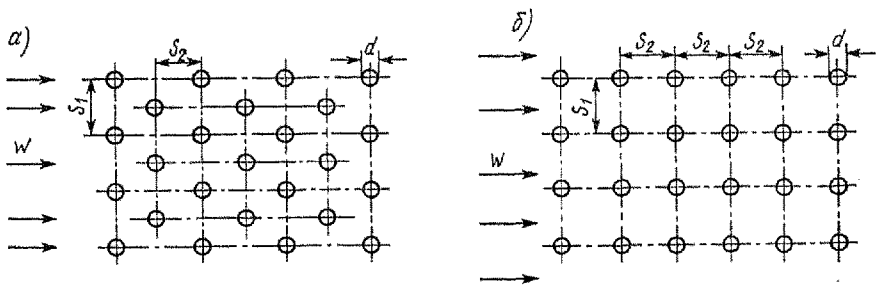


Рис. 2.47. Шахматная (*а*) и коридорная (*б*) компоновки трубных пучков

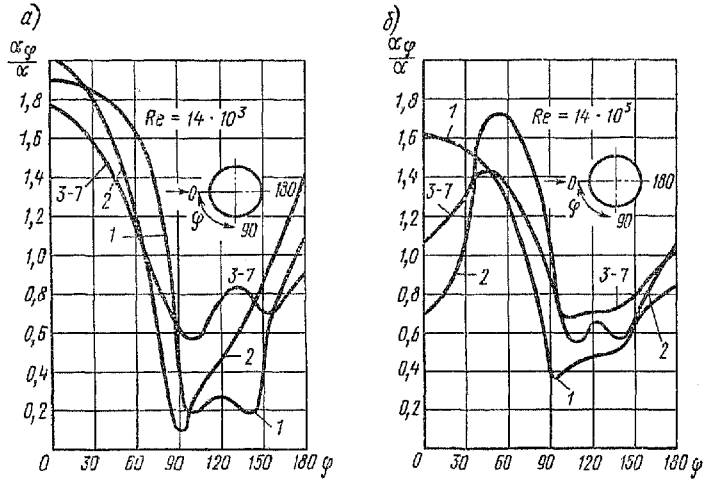


Рис. 2.48. Изменение относительного коэффициента теплоотдачи по периметру труб коридорного и шахматного пучков труб

так как первые два ряда являются по существу системой турбулизирующих устройств. В глубинных рядах устанавливаются гидродинамика и теплообмен, зависящие от геометрии пучка и числа Re.

Теплоотдача первого ряда составляет 60% от теплоотдачи третьего ряда. Теплоотдача во втором ряду несколько выше и в коридорных пучках составляет 90%, а в шахматных пучках – около 70% от теплоотдачи третьего ряда.

Расчет среднего коэффициента теплоотдачи при $10^3 \leqslant \mathrm{Re} \leqslant 10^5$ рекомендуется вести по следующей эмпирической зависимости:

$$\overline{\mathrm{Nu}}_{ж\,d} = c\,\mathrm{Re}^{n}_{ж d}\,\mathrm{Pr}^{0,33}_{ж}\,(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{c})^{0,25}\,\varepsilon_s. \qquad (2.286)$$

Для шахматного пучка $c = 0{,}41$, $n = 0{,}6$; для коридорного $c = 0{,}26$, $n = 0{,}65$. Влияние компоновочных характеристик пучка определяется поправочным коэффициентом ε_s, который определяется для шахматного пучка при $S_1/S_2 < 2$ по формуле $\varepsilon_s = (S_1/S_2)^{1/6}$ и при $S_1/S_2 \geqslant 2$ $\varepsilon_s = 1{,}12$. Для коридорного пучка $\varepsilon_s = (S_2/d)^{-0,15}$.

Решение уравнения (2.286) позволяет определить коэффициент теплоотдачи для труб третьего и последующих рядов. Для первого ряда коэффициент теплоотдачи $\alpha_{i=1} = 0{,}6\,\alpha_{i=3}$; для второго ряда шахматного пучка $\alpha_{i=2} = 0{,}70\,\alpha_{i=3}$ и коридорного $\alpha_{i=2} = 0{,}90\,\alpha_{i=3}$. В качестве определяющей температуры принята средняя температура потока жидкости, определяющим размером является наружный диаметр труб пучка. Скорость рассчитывается в самом узком сечении пучка.

Формула (2.286) применима при угле атаки $\psi = 90°$, т. е. при чисто поперечном обтекании. В том случае, когда $\psi < 90°$, средний коэффициент теплоотдачи определяется по формуле

$$\alpha_\psi = \varepsilon_\psi \alpha, \qquad (2.287)$$

где α – средний коэффициент теплоотдачи по уравнению (2.286).

Поправочный коэффициент ε_ψ может быть взят из графика (рис. 2.49).

Средний коэффициент теплоотдачи для всего пучка определяется по средним коэффициентам теплоотдачи для отдельных рядов:

$$\alpha_n = \sum_{i=1}^{n} \alpha_i F_i / \sum_{i=1}^{n} F_i, \qquad (2.288)$$

где n – число рядов в пучке; F_i – поверхность теплообмена i-го ряда.

При равных поверхностях рядов среднее значение α_n определится как среднее арифметическое

$$\alpha_n = (\alpha_{i=1} + \alpha_{i=2} + (n-2)\,\alpha_{i=3})/n. \qquad (2.289)$$

Теплоотдача при свободном движении жидкости. При свободной конвекции движение возникает под действием разности плотностей нагретых и холодных масс неравномерно нагретой жидкости. Свободное движение полностью определяется наличием теплообмена. Теплообмен – первичная причина возникновения свободного движения.

Если жидкость находится в поле силы тяжести, то наличие неоднородного поля плотностей вызывает появление результирующих подъемных сил, приводящих жидкость в движение, которое иногда называют гравитационной свободной конвекцией.

Характер свободного движения вдоль вертикальной нагретой пластины показан на рис. 2.50. Вдоль пластины снизу вверх движется ламинарный слой, толщина которого растет по мере того, как в процесс нагрева вовлекаются все новые частицы жидкости. На некоторой высоте ламинарный слой начинает разрушаться и переходит в турбулентный с ламинарным подслоем. Коэффициент теплоотдачи уменьшается с увеличением толщины ламинарного пограничного слоя и стабилизируется в области турбулентного движения.

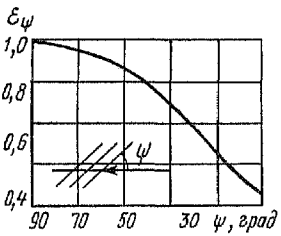


Рис. 2.49. Поправочный коэффициент для α пучка труб при разных углах атаки ψ

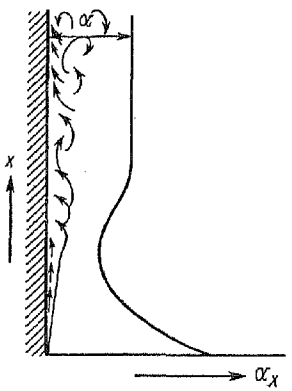


Рис. 2.50. Свободное движение теплоносителя вдоль вертикальной нагретой пластины и изменение локального коэффициента теплоотдачи

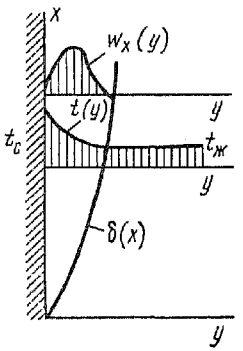


Рис. 2.51. Пограничный слой при свободном движении у нагретой вертикальной поверхности

В том случае, когда размеры теплообменной поверхности сравнительно невелики, настолько, что тепловое возмущение локализуется около этой поверхности, окружающую среду можно считать неподвижной. Распределение скорости и температуры в пограничном слое толщиной $\delta(x)$ показано на рис. 2.51.

Распределение скорости по толщине слоя напоминает параболическую эпюру. На поверхности теплообмена и на внешней границе скорость равна нулю. В отличие от вынужденного движения скорость сама является функцией определяющих параметров процесса и не входит в условия однозначности. Температура изменяется в пограничном слое, как и при вынужденном движении, от температуры теплообменной поверхности t_c до температуры $t_ж$ окружающей среды.

Для аналитического исследования теплоотдачи в условиях свободного движения могут быть использованы методы теории пограничного слоя, применяемые при исследовании теплообмена при вынужденном движении. Однако, как показывает опыт, аналитические решения не всегда совпадают с экспериментальными результатами.

В отличие от вынужденной конвекции, в уравнение движения вместо силы тяжести ρg, отнесенной к единице объема, должна быть введена подъемная сила $\rho g \beta \vartheta$.

Определяющим критерием при свободном гравитационном движении является критерий Грасгофа $\mathrm{Gr} = (\beta g \vartheta l^3)/\nu^2$, который был получен выше.

Чаще для характеристики движения и интенсивности теплообмена используют произведение $(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr})$. Опыт подтверждает, что этот комплекс однозначно определяет значение числа Nu.

Общее критериальное уравнение теплообмена при свободной конвекции имеет вид

$$\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr}). \tag{2.290}$$

Для газов уравнение (2.291) может быть упрощено

$$\mathrm{Nu} = \mathrm{f}(\mathrm{Gr}). \tag{2.291}$$

Как было отмечено выше, критериальным уравнениям придается вид степенных функций. В этом случае расчетное уравнение имеет вид*

$$\mathrm{Nu} = c(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr})_m^n. \tag{2.292}$$

На рис. 2.52 показаны результаты обработки экспериментальных данных для горизонтальных и вертикальных проволок и труб, вертикальных стенок, шаров, для капельных жидкостей и газов. Экспериментально установлено существование трех режимов, каждому из которых соответствуют пределы изменения комплекса $(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr})_m$. При достаточно малых значениях произведения $(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr})_m$ число Nu перестает от него зависеть.

Для проволок диаметром порядка миллиметра и охлаждаемых на воздухе, как показывает опыт, число Nu принимает постоянное

---

* Уравнение предложено М. А. Михеевым на основе обработки и обобщения экспериментальных данных, приведенных на рис. 2.52.

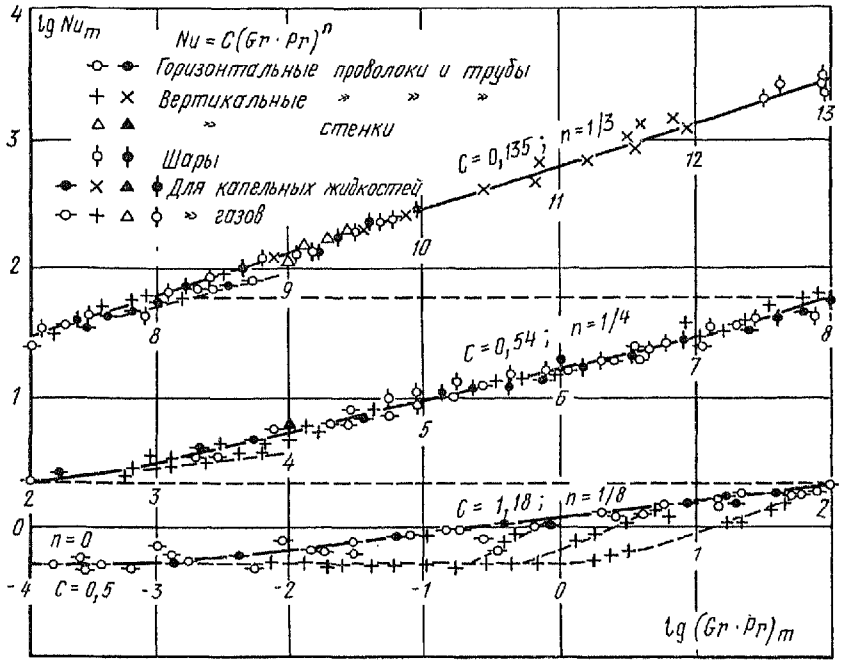


Рис. 2.52. Теплоотдача при свободном движении жидкости для различных тел

значение, равное порядка $\mathrm{Nu} = (\alpha d)/\lambda = 0{,}45 \ldots 0{,}50$. Теплота в этом случае переносится только теплопроводностью через пленку нагретого воздуха, обволакивающего проволоку. Поэтому тонкие электропроволоки выдерживают обычно большие плотности тока без пережога, так как коэффициент теплоотдачи обратно пропорционален диаметру. Значению произведения $(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr}) > 5 \cdot 10^2$ соответствует ламинарное движение, а при $(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr}) > 2 \cdot 10^7$ устанавливается турбулентный режим.

Значения c и n в формуле (2.292) для указанных трех режимов приведены ниже:

$(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr})$ . . .	$1 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^3$
c	1,18	0,54	0,135
n	1/8	1/4	1/3

При турбулентном режиме в области $n = 1/3$ коэффициент теплоотдачи от определяющего размера не зависит. Такой процесс теплообмена называют автомодельным.

Формула (2.292) применима для любых капельных и упругих жидкостей при $\mathrm{Pr} \geqslant 0{,}7$ и для тел любой формы и размера. За определяющую температуру взята средняя температура пограничного слоя $t_m = 0{,}5\,(t_ж + t_c)$. За определяющий размер для труб и шаров – диаметр, для вертикальных плит – их высота, для горизонтальных плит – их меньшая сторона. Для горизонтальных плит коэффициент теплоотдачи

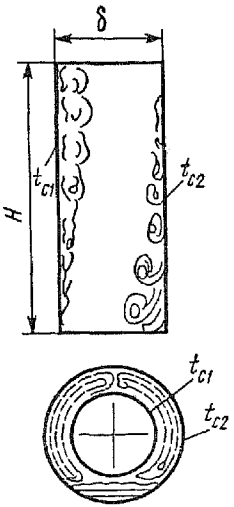


Рис. 2.53. Характер циркуляции теплоносителя в замкнутом пространстве вертикальной щели и в кольцевом пространстве

увеличивается на 30 %, если нагретая сторона плиты обращена вверх, и уменьшается на 30 %, если горячая сторона обращена вниз.

Теплоотдача при свободном движении жидкости в ограниченном пространстве зависит от формы и размеров пространства, рода жидкости и температурных характеристик поверхностей, ограничивающих пространство. Примером ограниченного пространства могут служить воздушные изоляционные прослойки.

На рис. 2.53 показан характер циркуляции в замкнутом ограниченном пространстве вертикальной щели и кольцевом пространстве. Из-за сложности процессов определить коэффициент теплоотдачи обычным путем с учетом особенностей движения не удается. В практических расчетах тепловой поток через прослойки толщиной δ рассчитывается по уравнению теплопроводности

$$q = \frac{\lambda_{экв}}{\delta}(t_{c1} - t_{c2}), \qquad (2.293)$$

где $\lambda_{экв}$ – эквивалентная теплопроводность, учитывающая конвективный перенос теплоты; t_{c1}, t_{c2} – температуры горячей и холодной поверхностей, разделенных прослойкой.

Эквивалентная теплопроводность определяется из соотношения

$$\lambda_{экв} = \varepsilon_к \lambda, \qquad (2.294)$$

где λ – теплопроводность жидкости.

Поправочный коэффициент $\varepsilon_к$, учитывающий влияние конвекции, является функцией $(Gr \cdot Pr)$ и может быть взят из графика (рис. 2.54). За определяющий размер при этом принята толщина прослойки δ, а за определяющую температуру – средняя температура жидкости $t_ƒ$.

Теплоотдача при кипении однокомпонентных жидкостей. В химической промышленности многие технологические процессы связаны с испарением жидкости: дистилляция, ректификация, выпарка и др. Теплообмен при кипении используется не только в аппаратах, предназначенных для испарения жидкости, но также как интенсивный способ охлаждения поверхности. Коэффициент теплоотдачи при кипении на несколько порядков превышает коэффициент теплоотдачи при конвективном теплообмене с однофазной жидкостью.

Движущей силой для теплового потока в процессе кипения является температурный напор, равный разности между температурой греющей поверхности и температурой насыщения жидкости при заданном давлении $\Delta t = t_c - t_н$. Условием возникновения процесса кипения является перегрев жидкости и наличие центров парообразования. Центрами парообразования могут служить неровности и дефекты поверхности, газ, адсорбированный на поверхности или загрязнения. Установлено, что

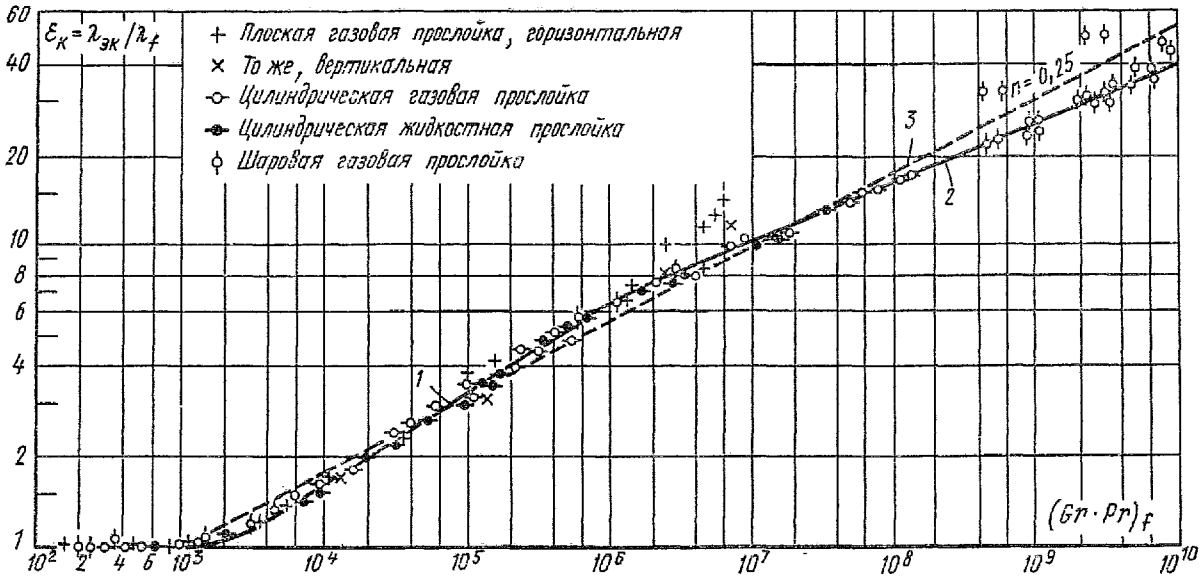


Рис. 2.54. $\varepsilon_к = f(\mathrm{Gr\,Pr})$ при естественной циркуляции в замкнутом пространстве

кипящая жидкость всегда несколько перегрета и на границе раздела фаз всегда имеется небольшая разность температур. Характерное распределение температуры в кипящей воде при атмосферном давлении показано на рис. 2.55. Максимальный перегрев жидкости имеет место у поверхности нагрева, а температура жидкости $t_ж$ превышает температуру пара $t_н$. График приведен для поверхностной плотности теплового потока $q = 22\,500$ Вт/м^2.

Перегрев может быть больше при больших плотностях теплового потока и зависит от физических свойств жидкости. В зависимости от плотности теплового потока на поверхности нагрева возникают отдельные пузырьки или образуется паровая пленка.

В первом случае режим кипения называют *пузырьковым*, во втором — *пленочным*.

При пузырьковом кипении теплообменная поверхность омывается жидкостью, пограничный слой которой разрушается образующимися пузырьками пара. Пузырьки пара при достижении определенных размеров отрываются от поверхности и всплывают, увлекая за собой столб перегретой жидкости, турбулизируют жидкость, интенсифицируя теплообмен.

При больших плотностях теплового потока, а также при увеличении температурного напора $\Delta t = t_c - t_ж$ число центров парообразования увеличивается, количество образующихся пузырьков и скорость их образования возрастают настолько, что они не успевают отрываться и, сливаясь, образуют на поверхности сплошную паровую пленку, оттесняющую жидкость от нагретой поверхности. Наступает пленочный режим кипения. Паровая пленка может образоваться при меньших тепловых нагрузках вследствие плохой смачиваемости поверхности нагрева.

Интенсивность теплоотдачи при пленочном режиме на порядок ниже, чем при пузырьковом. Это объясняется большим термическим сопротивлением парового слоя на поверхности теплообмена вследствие низкой теплопроводности пара.

На рис. 2.56 показана зависимость коэффициента теплоотдачи при кипении воды от плотности теплового потока. Верхняя возрастающая ветвь *ОА* соответствует пузырьковому кипению, нижняя ветвь *БД* — режиму пленочного кипения. В точке *А* коэффициент теплоотдачи достигает максимального значения. При дальнейшем увеличении плотности теплового потока пузырьковый режим переходит в пленочный и коэффициент теплоотдачи резко падает до значений в области точки *Г*. На участке *АБ* режим кипения называют переходным, в этом случае могут сосуществовать пузырьковый и пленочный режимы кипения. Однако при фиксированном тепловом потоке переходный режим неустойчив и стационарно существовать не может.

Возврат от пленочного кипения к пузырьковому происходит при значительно меньших тепловых потоках (точка *Б*).

Таким образом, опыт показал существование определенного гистерезиса при переходе от пленочного кипения к пузырьковому.

Изменение температурного напора $\Delta t = t_c - t_н$ в условиях фиксированного теплового потока (например, электрообогрев или излучение) показано на рис. 2.57 для кипения воды в большом объеме при нор-

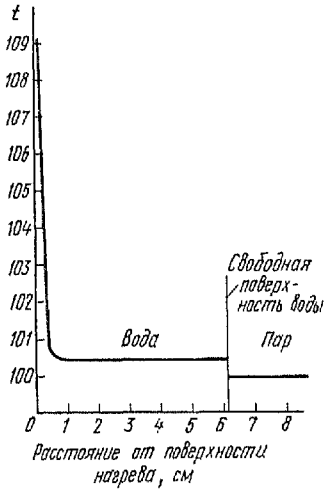


Рис. 2.55. Распределение температуры в кипящей воде при атмосферном давлении

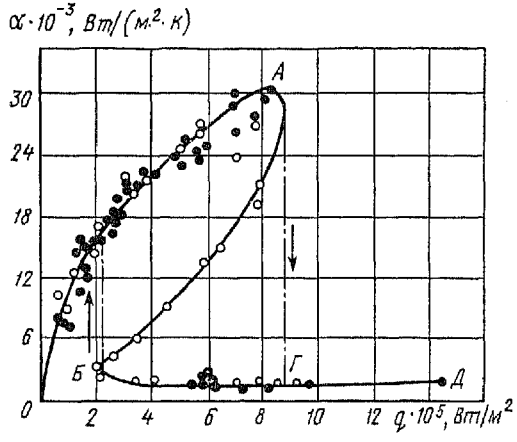


Рис. 2.56. Зависимость коэффициента теплоотдачи при кипении воды в большом объеме от плотности теплового потока

мальном давлении. Нагрев воды до начала кипения протекает при естественной конвекции (рис. 2.57, *а*). При $\Delta t > 5$ °С число действующих центров парообразования становится достаточным для начала развитого пузырькового кипения (рис. 2.57, *б*). Переход (рис. 2.57, *в*) пузырькового режима в пленочный (рис. 2.57, *г*) наступает при $\Delta t = 25$ °С (точка *А*). Стрелкой показано направление кризисного перехода («перескока») от пузырькового кипения к пленочному при постоянном q (*АГ*). В практическом отношении перерождение пузырькового кипения в пленочное крайне нежелательно. При пленочном кипении температурный напор $\Delta t = t_c - t_н$ резко возрастает и в соответствии с $q = \alpha \Delta t$ коэффициент теплоотдачи падает. Температурный напор при пленочном кипении может достичь значений порядка сотен градусов. Температура поверхности может возрасти настолько, что наступает пережог металлической стенки и ее разрушение.

При снижении q за пределы точки *Б* происходит переход («перескок») пленочного режима в пузырьковый. Эти «перескоки» можно избежать и сделать переходный режим устойчивым, если задавать не тепловую нагрузку, а тепловой напор $\Delta t = t_c - t_н$. Тогда любую точку переходного режима можно реализовать при обогреве поверхности, например, конденсирующимся паром. Тепловой поток при этом будет уменьшаться по мере ухудшения условий теплообмена (участок *АБ* графика).

Изменение механизма теплоотдачи при переходе от пузырькового кипения к пленочному или от пленочного к пузырьковому называют кризисами кипения, а параметры, им соответствующие, — критическими. Максимальная плотность теплового потока в точке *А* называется *первой критической плотностью теплового потока* $q_{кр1}$, а минимальная плотность теплового потока при пленочном режиме кипения, соответствую-

щая его переходу к пузырьковому кипению, — *второй критической плотностью теплового потока* $q_{кр2} = 2 \cdot 10^5$ Вт/м^2 (рис. 2.56, 2.57).

Такой же характер механизм кипения имеет и для других жидкостей, кипящих в большом объеме на металлических поверхностях нагрева. Значения критических параметров зависят от физической природы кипящей жидкости. Например, для воды $q_{кр1} = 8{,}5 \cdot 10^5$ Вт/м^2, для этилового спирта $q_{кр1} = 0{,}6 \cdot 10^6$ Вт/м^2, для бензола $q_{кр1} = 0{,}44 \cdot 10^6$ Вт/м^2, для н-гептана $q_{кр1} = 0{,}356 \cdot 10^6$ Вт/м^2.

Теплообмен в режиме пузырькового кипения отличается наивысшей интенсивностью и находит широкое практическое использование.

Как видно из изложенного, процесс кипения жидкости на поверхности теплообмена отличается большой сложностью. Гидродинамические условия процесса определяются характеристиками возникновения роста и отрыва пузырьков пара. К таким характеристикам относят минимальный или критический радиус возникающего на поверхности нагрева парового пузырька $R_{кр}$, отрывной диаметр пузырька D_0 и среднюю скорость роста парового пузырька на поверхности нагрева $w = D_0 f$ (м/с). Величина f (1/с) соответствует частоте отрыва паровых пузырьков и определяется как

$$f = 1/(\tau_р + \tau_о), \tag{2.295}$$

где $\tau_р$ — время роста пузырька на поверхности жидкости; $\tau_о$ — время омывания поверхности жидкостью между отрывом одного пузырька и зарождением нового.

Установлено, что пар внутри пузырька испытывает не только давление жидкости, но и сжимающее действие поверхностного натяжения. Для сферической поверхности раздела фаз давление внутри парового пузырька определяется известным уравнением Лапласа

$$p_п = p_ж + 2\sigma/R_{кр}, \tag{2.296}$$

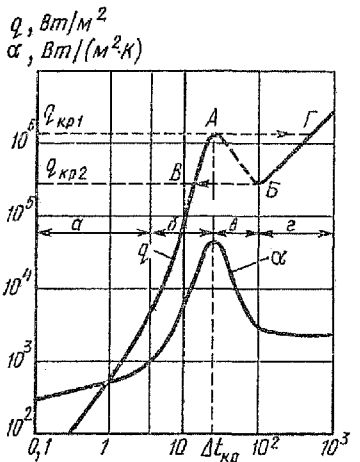


Рис. 2.57. Зависимость плотности теплового потока q и коэффициента теплоотдачи α от температурного напора $\Delta t = t_с - t_ц$

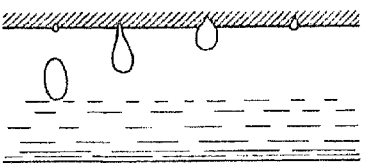


Рис. 2.58. Схема зарождения паровых пузырей в микротрещине

или

$$\Delta p = 2\sigma/R_{кр}, \tag{2.297}$$

где σ – поверхностное натяжение.

При $\Delta p \geqslant 2\sigma/R_{кр}$ паровой пузырек растет, а при $\Delta p < 2\sigma/R_{кр}$ – конденсируется и исчезает.

Чтобы вывести систему из равновесия в сторону роста пузырька, необходимо уменьшить давление в жидкости или увеличить ее перегрев. Если перегрев больше величины, соответствующей $R_{кр}$, то начинается непрерывный рост паровых пузырьков до размеров, при которых они отрываются от поверхности (рис. 2.58).

С увеличением перегрева количество активных центров парообразования возрастает, так как вступают в действие микровпадины меньших размеров, соответствующих меньшим $R_{кр}$.

Количественное соотношение между перегревом и $R_{кр}$ получим из уравнения Лапласа (2.298) и уравнения Клапейрона – Клаузиуса

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{и} = \frac{r}{T_{и}}\left(\frac{1}{1/\rho_{п} - 1/\rho_{ж}}\right). \tag{2.298}$$

Заменим производную конечными разностями. Получим

$$\frac{\Delta p}{\Delta T} = \frac{r}{T_{и}}\left(\frac{1}{1/\rho_{п} - 1/\rho_{ж}}\right). \tag{2.299}$$

Учитывая, что $\rho_{п} \ll \rho_{ж}$, получим

$$\Delta p = \frac{r(t_{c} - t_{ж})\rho_{п}}{T_{и}}. \tag{2.300}$$

Приравняем Δp [уравнения (2.297) и (2.300)] и получим окончательное выражение критического перегрева

$$\Delta t = t_{c} - t_{ж} = \frac{2\delta T}{r\rho_{п}R_{кр}}. \tag{2.301}$$

Из уравнения следует, что чем больше перегрев, тем больше активных центров парообразования, так как тем меньшего размера $R_{кр}$ микровпадины поверхности становятся действующими. На гладкой чистой поверхности (например, стекло) кипение может наступить при очень больших перегревах – порядка десятков градусов.

Среднее число действующих центров парообразования при заданном перегреве Δt определяется кроме рельефа поверхности ее адгезионными характеристиками и смачивающей способностью жидкости. Смачивающая способность жидкости определяется краевым углом θ. При $\theta < 90°$ (рис. 2.59, *а*) жидкость смачивает поверхность (например, вода, спирт, ацетон, бензол, керосин), при $\theta > 90$ (рис. 2.59, *б*) – не смачивает (ртуть).

Если кипящая жидкость смачивает поверхность, то пузырек пара имеет тонкую ножку и легко отрывается, если жидкость не смачивает поверхность, то пузырек имеет широкое основание и отрыв его от поверхности связан с большими усилиями и его объем с момента отрыва больше, чем для смачивающей жидкости.

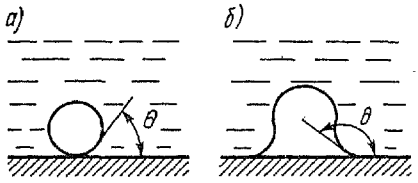


Рис. 2.59. Краевой угол θ для смачивающих (*а*) и несмачивающих (*б*) жидкостей

Рост парового пузырька на поверхности теплообмена происходит до определенного размера, при котором он отрывается от поверхности. Отрывной диаметр пузырька D_0 (м) достаточно удовлетворительно определяется формулой $D_0 = 0{,}02\theta$, где θ выражается в градусах.

Всплывающие пузырьки обычно не сферические, но за характеристический размер для удобства выбран диаметр сферы, имеющей тот же объем, что и действительный пузырек пара в момент отрыва от поверхности.

Произведение D_0 на частоту отрыва пузырьков от поверхности f (2.295) называется скоростью роста пузырьков.

Если предположить, что скорость роста $\tau_р$ пузырька равна скорости его всплытия τ_0 в большом объеме, то для этой области кипения при $\tau_р = \tau_0$ имеем

$$w = D_0 f = 0{,}59\left[\frac{\sigma g(\rho_ж - \rho_п)}{\rho_ж^2}\right]^{0,25}.$$

Скорость роста (всплытия) пузырьков зависит от подъемной силы $g(\rho_ж - \rho_п)$, поверхностного натяжения σ и плотности жидкости $\rho_ж$.

Как показывает опыт, скорость роста не зависит от материала поверхности, вязкости жидкости, тепловой нагрузки поверхности и уменьшается с ростом давления (за счет уменьшения D_0).

При отсутствии экспериментальных данных для жидкостей скорость роста пузырьков может быть определена по формуле

$$w = 0{,}36 \cdot 10^{-3}\pi^{-1,4} \qquad (2.302)$$

при $\pi = 0{,}1 \ldots 0{,}4$, где $\pi = P/P_{кр}$ — приведенное давление.

Интенсивность парообразования при кипении определяется из уравнения теплового баланса

$$w_{кип} = \frac{Q}{r\rho_п F} = \frac{q}{r\rho_п}. \qquad (2.303)$$

Как показывает опыт, действительная скорость пара w несколько выше, чем $w_{кип}$ и скорость всплытия отдельных пузырьков $D_0 f$. Обозначая согласно (2.303) $w = q_{кр}/r\rho_п$, может быть определена первая критическая плотность теплового потока $q_{кр_1}$. Коэффициент теплоотдачи при кипении выражается как

$$\alpha = q/(t_c - t_н). \qquad (2.304)$$

Ввиду сложного характера пузырькового кипения в настоящее время не существует строгой количественной теории теплообмена при кипении.

В специальной литературе описан ряд подходов к оценке эффективности теплообмена при кипении жидкости, основанных на критериаль-

ной обработке экспериментальных результатов. В качестве примера приведем некоторые из расчетных формул.

Формула, предложенная Д. А. Лабунцовым:

$$\mathrm{Nu}_{ж} = c\mathrm{Re}^{n}\mathrm{Pr}_{ж}^{1/3}, \tag{2.305}$$

где $\mathrm{Nu} = \frac{\alpha l}{\lambda_{ж}}$, $\mathrm{Re} = \frac{w_{кип} l}{\nu_{ж}}$, $\mathrm{Pr} = \frac{\nu_{ж}}{a_{ж}}$, а постоянные c и n равны: при $\mathrm{Re} \leqslant 0{,}01$ $c = 0{,}0625$; $n = 0{,}5$; при $\mathrm{Re} > 0{,}01$ $c = 0{,}125$; $n = 0{,}65$.

В качестве определяющего размера принята величина $l = \sqrt{\sigma/[g(\rho_{ж} - \rho_{п})]}$, пропорциональная отрывному диаметру парового пузырька, а $w_{кип}$ определяется формулой (2.303). Физические параметры определяются при температуре насыщения.

Формула, предложенная Г. Н. Кружилиным:

$$\mathrm{Nu} = 0{,}082\,\mathrm{Pr}^{-0{,}45} K_q^{0{,}7} K_u^{1/3}, \tag{2.306}$$

где $K_q = \frac{qP_{ж}l^2}{\lambda\sigma} \frac{\rho_{ж} - p_{п}}{\rho_{ж}}$ — критерий, определяемый числом действующих центров парообразования; $K_u = \frac{c_{ж}\sigma}{r\rho_{ж}l} \frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \frac{\rho_{ж}}{\rho_{ж} - \rho_{п}}$ — критерий, определяемый частотой отрыва пузырьков; $l = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})}}$.

В. И. Толубинский предложил достаточно простую и физически обоснованную эмпирическую зависимость вида

$$\mathrm{Nu} = 54K^{0{,}6}\mathrm{Pr}^{0{,}3}, \tag{2.307}$$

где $K = \frac{q}{r\rho_{п}D_0 f}$ — критерий кипения, представляющий собой отношение скорости кипения к скорости роста пузырьков. В качестве определяющего размера принята величина $l = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{п})}}$.

Имеются и другие формулы, которые приводятся в специальной литературе, отечественной и зарубежной.

Трудности практического использования критериальных формул связаны в основном с отсутствием опытных данных о теплофизических свойствах многих веществ.

Как показал опыт, коэффициент теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении воды зависит только от плотности теплового потока и давления насыщения. Для этого случая в диапазоне давлений $(1 \ldots 40) \cdot 10^5$ Па могут быть рекомендованы расчетные уравнения М. А. Михеева:

$$\alpha = 3{,}14q^{0{,}7}P^{0{,}15}; \tag{2.308}$$

$$\alpha = 33{,}4\,\Delta t^{2{,}33}P^{0{,}5}. \tag{2.309}$$

При вынужденном течении кипящей жидкости в трубах интенсивность теплоотдачи зависит от соотношения турбулентных возмущений, вызываемых процессом парообразования и самим движением жидкости.

При небольших скоростях потока и при достаточно большой плотности теплового потока теплоотдача определяется процессом парообразования. При больших скоростях движения жидкости теплообмен определяется законами турбулентного движения $\alpha \sim w^{0,8}$. С. С. Кутателадзе предложен простой и эффективный метод учета совместного влияния скорости циркуляции и плотности теплового потока на теплоотдачу при кипении. В этом случае влияние этих факторов оценивается соотношением предельных значений – коэффициента теплоотдачи при кипении α_{00} и коэффициента теплоотдачи к вынужденному потоку при отсутствии кипения α_0. При $\alpha_{00}/\alpha_0 < 0,5$ принимают $\alpha = \alpha_0$; при $\alpha_{00}/\alpha_0 > 2$ $\alpha = \alpha_{00}$. В области $0,5 < \alpha_{00}/\alpha_0 < 2$ коэффициент теплоотдачи рассчитывается по интерполяционной формуле

$$\alpha/\alpha_0 = (4\alpha_0 + \alpha_{00})/(5\alpha_0 - \alpha_{00}). \qquad (2.310)$$

Для пленочного кипения характерно существование паровой пленки, покрывающей поверхность нагрева. Пленочное кипение происходит при большей разности температур между твердой поверхностью и жидкостью. Для воды (и большинства органических жидкостей) при атмосферном давлении этот температурный напор составляет $\geqslant 100°$. Пленочное кипение наблюдается в быстродействующих перегонных аппаратах, при кипении криогенных жидкостей, охлаждении двигателей на химическом топливе, охлаждении реакторов и др. При высоких давлениях коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении может так возрасти, что пережога поверхности нагрева не наступает. При высоких температурах при пленочном кипении значительное количество теплоты передается излучением, поэтому коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении зависит от излучательных свойств поверхности теплообмена, поверхности жидкости и самого пара. Расчетные зависимости для коэффициентов теплоотдачи при ламинарном движении паровой пленки могут быть получены теоретическим путем. В развернутой форме эта зависимость имеет вид

$$\alpha = C \sqrt[4]{\frac{\lambda_п^3 r \rho_п (\rho_ж - \rho_п) g}{\mu_п \Delta t h}}, \qquad (2.311)$$

где C – постоянный множитель, равный 0,667 в случае вертикальной стенки при неподвижной жидкости и 0,943 – при движении жидкости со скоростью, равной скорости движения пара на границе раздела фаз; для горизонтального цилиндра $C = 0,53$ и 0,72 соответственно, а вместо h следует подставить d.

При вынужденном движении парожидкостной смеси внутри труб течение пара в пленке обычно турбулентное. В этом случае задача решается с использованием физической модели теплоотдачи однофазной жидкости. Для воды в диапазоне давлений от 4 до 20 МПа может быть рекомендована формула З. Л. Миропольского:

$$\frac{\alpha_{пл.x}}{\alpha_п} = \left[\frac{\rho_п}{\rho_ж} + x\left(1 - \frac{\rho_п}{\rho_ж}\right)\right]^{0,8}\left[1 - 0,1\left(\frac{\rho_ж - \rho_п}{\rho_п}\right)^{0,4}(1 - x^{0,4})\right], \qquad (2.312)$$

где $\alpha_{пл,x}$ – коэффициент теплоотдачи при кипении в том сечении трубы,

в котором паросодержание равно x; $\alpha_п$ – коэффициент теплоотдачи, рассчитанный по обычной формуле конвективного теплообмена при турбулентном течении однофазной жидкости при том же массовом расходе. Как видно из приведенной формулы, с ростом паросодержания x коэффициент теплоотдачи в области пленочного кипения увеличивается, что объясняется увеличением скорости движения смеси, а значит и пара в пленке.

Теплоотдача при конденсации. При соприкосновении пара с поверхностью, температура которой ниже температуры насыщения, пар конденсируется. При конденсации пара выделяется теплота фазового перехода, которая отводится через теплообменную поверхность. В зависимости от состояния поверхности конденсат образует на ней сплошную устойчивую пленку. Такая конденсация называется *пленочной*. Пленочная конденсация имеет место, если конденсат обладает способностью смачивать поверхность. Если конденсат не смачивает поверхность, например, в случае загрязнения ее маслом, то поверхность покрывается отдельными каплями конденсата. Такая конденсация называется *капельной*. При капельной конденсации пар непосредственно соприкасается с поверхностью теплообмена.

Пленочная конденсация устанавливается на шероховатых, металлических и покрытых оксидной пленкой поверхностях. Даже загрязненные поверхности под влиянием длительной эксплуатации самоочищаются и становятся смачиваемыми. Поэтому большинство промышленных аппаратов работает в режиме пленочной конденсации.

Коэффициент теплоотдачи при пленочной конденсации ниже, чем при капельной, так как стекающая пленка конденсата имеет большое термическое сопротивление. Исключение составляет пленочная конденсация паров жидких металлов, для которых характерна высокая теплопроводность.

При образовании пленки пар отделен от стенки. Принято считать, что температура поверхности пленки, обращенной к пару, равна температуре насыщения.

На рис. 2.60 показан вертикальный разрез пленки. При конденсации пара на вертикальной стенке толщина стекающей пленки конденсата увеличивается, начиная от поверхности кромки стенки. Режим течения конденсата определяют по числу Рейнольдса: $\mathrm{Re} = w\delta/\nu_ж$, где w – средняя скорость течения пленки в рассматриваемом сечении; δ – толщина пленки.

Ламинарное течение наблюдается в верхней части пленки, когда толщина пленки и количество конденсата невелики. Ламинарное течение пленки может сопровождаться волновым, носящим установившийся периодический характер. При $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{кр}$ течение пленки становится турбулентным. Для конденсации неподвижного пара принято считать $\mathrm{Re}_{кр} = 400$.

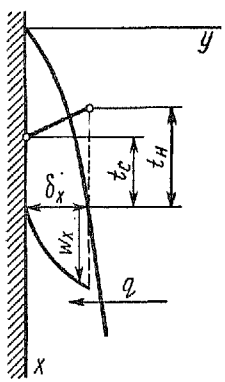


Рис. 2.60. Течение конденсата на вертикальной пластине; распределение скорости и температуры в сечении пленки конденсата

Взаимосвязь между тепловым потоком и расходом конденсата определяется уравнением

$$Q = rM, \tag{2.313}$$

где r – теплота конденсации; M – массовый расход конденсата; в сечении $f = \delta l_z$ $M = \rho_ж w \delta l_z$, где l_z – ширина пленки конденсата.

Вся теплота, выделившаяся при конденсации, отводится через пленку конденсата и по уравнению Ньютона – Рихмана равна

$$Q = \alpha \Delta t F = \alpha \Delta t x l_z. \tag{2.314}$$

Для ламинарно текущей пленки теплопроводность учитывается лишь в направлении y (рис. 2.60) и при стационарном тепловом режиме уравнение энергии (2.22) приводится к виду

$$\mathrm{d}^2 t/\mathrm{d}y^2 = 0. \tag{2.315}$$

Уравнение движения (2.29) в этом случае будет

$$\mu_ж \frac{\mathrm{d}^2 w_x}{\mathrm{d}y^2} = \rho_ж g. \tag{2.316}$$

Левая часть уравнения движения (2.35) равна нулю, так как процесс стационарный и инерционными силами пренебрегаем (w_x вдоль оси x не меняется). Градиент давления $\mathrm{d}p/\mathrm{d}x = 0$, так как он зависит от гидростатического давления пара вдоль оси x, а оно мало из-за малой плотности пара.

Граничные условия:

$$\begin{aligned} &\text{при } y = 0 \quad t = t_c; \quad w = 0; \\ &\text{при } y = \delta \quad t = t_н; \quad \mathrm{d}w_x/\mathrm{d}y = 0. \end{aligned} \tag{2.317}$$

Значение производной $\mathrm{d}w_x/\mathrm{d}y = 0$ вытекает из предположения, что скорость пара мала и трение на границе пленки конденсата отсутствует.

Интегрирование уравнения энергии с учетом граничных условий дает

$$\mathrm{d}t/\mathrm{d}y = (t_н - t_c)/\delta_x.$$

Коэффициент теплоотдачи определим из уравнений Ньютона и Фурье:

$$\alpha = \frac{|q|}{t_н - t_c} = \frac{(\lambda/\delta_x)(t_н - t_c)}{t_н - t_c} = \frac{\lambda}{\delta_x}, \tag{2.318}$$

т. е. коэффициент теплоотдачи обратно пропорционален толщине пленки конденсата и может быть определен, если известно δ_x.

Толщина пленки конденсата δ_x определяется из уравнения движения. Интегрируя уравнение (2.316) при граничных условиях (2.317), получим

$$w_x = \frac{g\rho_ж}{2\mu_ж}(2\delta y - \delta^2). \tag{2.319}$$

Параболическое распределение скорости показано на рис. 2.60. Средняя скорость течения:

$$\bar{w}_x = \frac{1}{\delta}\int_0^{\delta_x} w_x \, dy. \tag{2.320}$$

Подставим w_x из (2.319), тогда получим

$$\bar{w}_x = \rho_ж g\delta^2/3\mu_ж. \tag{2.321}$$

Определим массовый расход конденсата через поперечное сечение пленки шириной, равной единице:

$$M_x = \rho_ж \bar{w}_x \delta_x \cdot 1 = \frac{\rho_ж^2 g \delta_x^2}{3\mu_ж}. \tag{2.322}$$

В сечении, лежащем ниже на величину dx, расход конденсата увеличивается:

$$dM_x = \rho_ж d\,(\bar{w}_x \delta_x \cdot 1) = \frac{\rho_ж^2 g \delta_x d\delta_x}{\mu_ж}. \tag{2.323}$$

Это приращение может быть определено следующим образом. Выразим массу сконденсированного пара через теплоту конденсации r и теплоту, выделившуюся при конденсации:

$$M_x = \frac{|q_x|}{r} = \frac{\frac{\lambda}{\delta_x}(t_н - t_c)}{r} = \frac{\alpha \Delta th}{r}. \tag{2.324}$$

Тогда увеличение расхода жидкости определится просто:

$$dM_x = \frac{\lambda}{\delta_x}\frac{1}{r}(t_н - t_c)\,dx. \tag{2.325}$$

Приравняв правые части уравнений (2.323) и (2.325), получим

$$\frac{\rho_ж^2 g \delta_x}{\mu_ж} d\delta_x = \frac{\lambda_ж}{\delta_x}\frac{1}{r}(t_н - t_c)\,dx. \tag{2.326}$$

Интегрируя это уравнение, получим

$$x = \frac{g\rho_ж^2 r \delta_x^4}{4\lambda_ж \mu_ж (t_н - t_c)} + c.$$

Постоянная $c = 0$, так как при $x = 0$ толщина пленки $\delta = 0$.

Окончательное выражение:

$$\delta_x = \sqrt[4]{\frac{4\mu_ж \lambda_ж (t_н - t_c)_x}{\rho^2 g r}}. \tag{2.327}$$

Значение коэффициента теплоотдачи получим, подставляя (2.327) в формулу (2.318):

$$\alpha_x = \frac{\lambda}{\delta_x} = \sqrt[4]{\frac{r\rho_ж^2 g \lambda_ж}{4\mu_ж (t_н - t_c) x}}. \tag{2.328}$$

Среднее значение α по поверхности пластины найдем интегриро-

ванием (2.328) по высоте h:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{h}\int_0^h \alpha_x \, dx, \tag{2.329}$$

где h – длина участка осреднения.

После интегрирования получаем

$$\bar{\alpha} = 0{,}943 \sqrt[4]{\frac{r\rho_{ж}^2 g \lambda_{ж}^3}{\mu_{ж}(t_н - t_c)h}}. \tag{2.330}$$

В критериальном виде формула (2.330) будет

$$\overline{\mathrm{Nu}} = 0{,}943\,(\mathrm{ArPrK})^{\frac{1}{4}}, \tag{2.331}$$

где $\mathrm{Nu} = \frac{\alpha h}{\lambda_{ж}}$; $\mathrm{Ar} = \frac{gh^3}{\nu^2(1 - \rho_п/\rho_{ж})}$ – число Архимеда; $K = \frac{r}{(c_p)_{ж}\Delta t}$ – число фазового перехода.

В том случае, когда $\rho_п/\rho_{ж} \ll 1$, вместо числа Ar следует пользоваться числом Галилея $\mathrm{Ga} = gh^3/\nu^2$.

Приведенный вывод принадлежит Нуссельту и относится к чисто ламинарному режиму течения пленки. П. Л. Капица показал, что при установившемся волновом движении средняя толщина пленки конденсата меньше, чем при строго ламинарном. Д. А. Лабунцов предложил поправку к (2.330) на волновое течение в виде функции от числа Рейнольдса

$$\varepsilon_v = \mathrm{Re}^{0{,}04}. \tag{2.332}$$

Для чисто ламинарного течения ($\mathrm{Re} < 10$) эта поправка близка к единице.

Таким образом, коэффициент теплоотдачи при конденсации чистого неподвижного пара определяется по формуле

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_N \varepsilon_v \varepsilon_t, \tag{2.333}$$

где $\bar{\alpha}_N$ – коэффициент теплоотдачи по формуле Нуссельта (2.330); ε_t – коэффициент, учитывающий влияние температуры на физические свойства конденсата и определяемый из зависимости

$$\varepsilon_t = (\lambda_c/\lambda_п)^{3/8}(\mu_п/\mu_c)^{1/8}. \tag{2.334}$$

Поправка ε_t справедлива при $0{,}5 < \lambda_п/\lambda_c < 2$ и $0{,}1 < \mu_п/\mu_c < 1$.

Для наклонных поверхностей вместо g следует ввести проекцию вектора ускорения свободного падения на ось x: $g_x = g\cos\beta$, где β – угол между вектором силы тяжести и направлением движения пленки. Тогда для наклонных поверхностей $\alpha_{нак} = \alpha_{верт}\sqrt[4]{\cos\beta}$.

Полученные результаты применимы также при конденсации на наружных и внутренних поверхностях вертикальных труб, диаметр которых больше толщины пленки конденсата.

Для горизонтальной цилиндрической трубы в случае непрерывного стекания конденсата величина β переменна. Для этого случая Нуссельт получил среднее значение коэффициента теплоотдачи на одиночной горизонтальной трубе в виде

$$\bar{\alpha} = 0{,}725 \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 \rho^2 g r}{\mu_{ж} (t_н - t_c) d}}. \quad (2.335)$$

За определяющий размер в этом случае принят наружный диаметр трубы d.

Для горизонтальных пучков коэффициент теплоотдачи меньше, чем для одиночной трубы, и рассчитывается по формуле $\alpha_{пуч} = \alpha \varepsilon_z$.

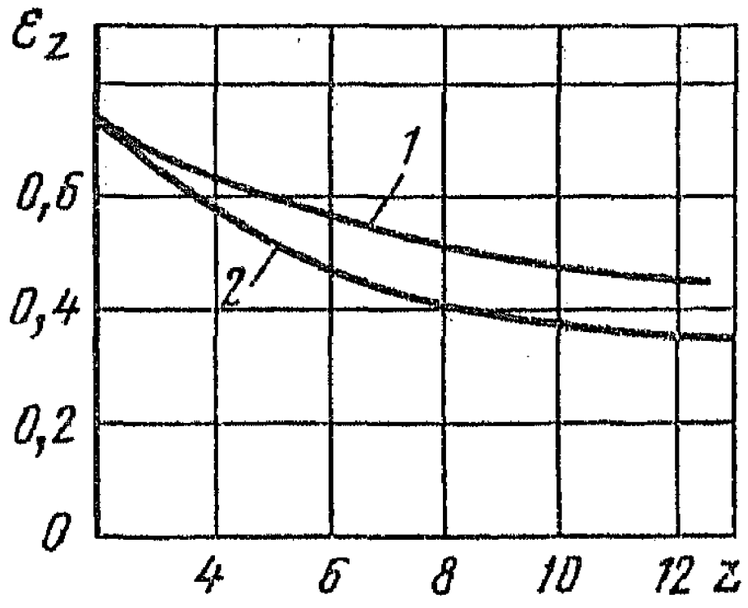


Рис. 2.61. График для определения поправочного коэффициента ε_z к формуле (2.335)

Поправка ε_z берется по графику рис. 2.61 и зависит от расположения труб в пучке и числа рядов z. На рисунке кривая *1* для шахматного, кривая *2* для коридорного расположения труб. Уменьшение α в пучках связано с увеличением толщины пленки на трубах, расположенных в нижних рядах, где накапливается стекающий конденсат.

На вертикальных трубах для отвода конденсата с целью уменьшения толщины пленки устанавливаются специальные конденсатоотводные колпачки.

При конденсации перегретого пара следует учитывать теплоту перегрева $q_{пп}$ и вместо теплоты конденсации в расчет вводить сумму $r + q_{пп}$, где $q_{пп} = h_{пп} - h''$, а $h_{пп}$ и h'' — энтальпии перегретого и насыщенного паров. Обычно перегрев незначительно меняет α и во многих случаях теплотой перегрева можно пренебречь.

Содержание в паре неконденсирующихся газов существенно снижает коэффициент теплоотдачи. Так, содержание 1 % воздуха в водяном паре снижает коэффициент теплоотдачи на 55...60 %, а 2 % — почти в три раза. Это уменьшение α объясняется накоплением у стенки неконденсирующихся газов, чему способствует снижение парциального давления пара в парогазовой смеси. Пограничный слой с неконденсирующимся газом создает дополнительное термическое сопротивление.

Температурный напор $\Delta t = t_н - t_c$ в этом случае также снижается, так как снижается температура насыщения, соответствующая парциальному давлению пара.

В промышленных конденсационных установках воздух из пара удаляется специальными воздушными насосами.

§ 2.6. ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

Особенностью теплообмена излучением является то, что такой теплообмен не требует непосредственного контакта тел. Излучение рассматривается как процесс распространения электромагнитных волн, испускаемых телом. Излучение энергии сводится к преобразованию внутренней энергии тела в лучистую энергию электромагнитных колебаний. Излучение электромагнитных волн свойственно всем телам. Спектр излучения большинства твердых и жидких тел сплошной, непрерывный. Это значит, что эти тела обладают способностью

излучать (и поглощать) лучи всех длин волн. Распределение энергии в спектре излучающего тела определяется температурой тела. Носителями тепловой лучистой энергии являются волны инфракрасной части спектра излучения с длиной волны $0{,}4 \cdot 10^{-3} \ldots 0{,}8$ мкм.

Суммарное излучение с поверхности тела по всем длинам волн спектра называется *интегральным или полным лучистым потоком.* При постоянной плотности интегрального излучения E излучающей поверхности полный лучистый поток Q (Вт) определяется в соответствии с (2.8) соотношением

$$Q = EF. \tag{2.336}$$

В общем случае тело, на которое падает лучистый поток, частично поглощает его, частично отражает и частично пропускает (рис. 2.62). На основании закона сохранения энергии можно написать:

$$Q_{\text{пад}} = Q_A + Q_R + Q_D$$

или для плотностей излучения

$$E_{\text{пад}} = E_A + E_R + E_D. \tag{2.337}$$

В безразмерном виде

$$A + R + D = 1. \tag{2.338}$$

Здесь $A = E_A/E_{\text{пад}}$ называется коэффициентом поглощения; $R = E_R/E_{\text{пад}}$ — коэффициент отражения; $D = E_D/E_{\text{пад}}$ — коэффициент проницаемости.

Коэффициенты поглощения, отражения и проницаемости зависят от природы тел, состояния их поверхности. Как видно из формулы (2.331), их значения могут изменяться в пределах от 0 до 1. Тело, которое полностью поглощает всю падающую на него лучистую энергию, следовательно, для которого $A = 1$, $R = D = 0$, называют *абсолютно черным телом.* Если $R = 1$, $A = D = 0$, то такое тело называют *абсолютно белым телом,* а если $D = 1$, $A = R = 0$ — *абсолютно прозрачным (диатермическим) телом.* В дальнейшем все величины, относящиеся к абсолютно черному телу, будут обозначаться индексом «0», например $A_0 = 1$.

В природе абсолютно черных, белых и прозрачных тел не существует. Наиболее близки к абсолютно черному телу сажа и бархат ($A = 0{,}97 \ldots 0{,}98$), к абсолютно белому телу — полированные металлы ($R = 0{,}97$). Одно- и двухатомные газы практически диатермичны.

У большинства твердых и жидких тел поглощение тепловых лучей воспринимается лишь поверхностными слоями и для них $D = 0$, а $A + R = 1$. Тела, у которых коэффициент поглощения $0 < A < 1$ и поглощательная способность не зависит от длины волны падающего излучения, называются *серыми телами.* Большинство твердых тел можно рассматривать как серые тела.

Тела, которые излучают и поглощают лучи только в определенных диапазонах длин волн, обладают так называемым селективным (избирательным) излучением. Для них $A = f(\lambda, t)$. К их числу относятся, например, многоатомные газы (трехатомные и более).

Общая энергия, излучаемая телом, состоит из двух составляющих: собственного излучения E, зависящего от физической природы тела и его температуры, и отраженной лучистой энергии E_R.

Сумма собственного и отраженного излучений носит название эффективного излучения (рис. 2.63):

$$E_{эф} = E + E_R = E + RE_{пад} = E + (1 - A)\,E_{пад} =$$

$$= E + (1 - A)\frac{E_A}{A} = E + E_A\left(\frac{1}{A} - 1\right) = E + E_A\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right). \quad (2.339)$$

Для абсолютно черного тела $A = 1$ и, следовательно, $E_{эф} = E = E_0$. Эффективное излучение тел может быть измерено соответствующими приборами — радиометрами, актинометрами и др.

Лучистый перенос теплоты характеризуется результирующим излучением $E_р$, которое определяется разностью между собственным излучением E и поглощенным лучистым потоком $E_{погл} = AE_{пад}$:

$$E_р = E - AE_{пад}. \quad (2.340)$$

Результирующее излучение $E_р$ также может быть определено в соответствии с (2.339) и (2.340) как разность эффективного и падающего излучений:

$$E_р = E_{эф} - E_{пад}. \quad (2.341)$$

Основные законы теплового излучения. Излучение абсолютно черного тела подчиняется следующим законам, которые подробнее изложены в курсе физики.

Закон Планка, устанавливающий зависимость между интенсивностью излучения J_0, длиной волны λ и термодинамической температурой T:

$$J_0 = \frac{dE_0}{d\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5\left[\exp\dfrac{C_2}{\lambda T} - 1\right]}, \quad (2.342)$$

где C_1 и C_2 — постоянные величины.

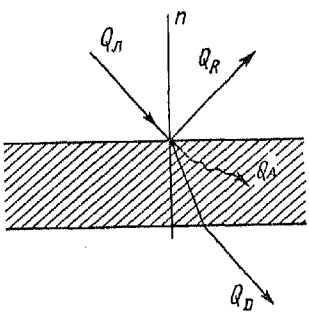


Рис. 2.62. Распределение лучистого теплового потока, падающего на тело

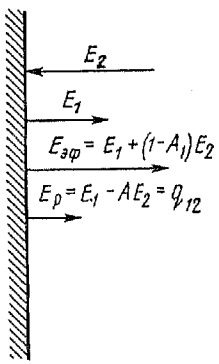


Рис. 2.63. К определению видов теплового излучения

Как видно из формулы (2.342) и рис. 2.64, при $\lambda = 0$ и $\lambda \to \infty$, так же как и при $T = 0$, интенсивность излучения $J_0 = 0$. Поэтому при $T = \text{const}$ и некотором значении λ_m интенсивность излучения достигает максимума.

Закон Вина исходя из закона Планка дает зависимость между λ_m и T:

$$\lambda_m T = 2{,}9 \cdot 10^{-3}. \tag{2.343}$$

Как видно из формулы (2.343), с повышением температуры длина волны, соответствующая максимальной интенсивности излучения, смещается в сторону более коротких длин волн.

Закон Стефана – Больцмана дает возможность определить плотность лучистого потока E_0 абсолютно черного тела путем интегрирования уравнения (2.342). Этот закон был установлен И. Стефаном экспериментально в 1879 г. и Л. Больцманом теоретически в 1884 г. Исходя из закона Планка, можно доказать, что E_0 пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры:

$$E_0 = \int_0^\infty J_0 \, d\lambda = \sigma_0 T^4, \tag{2.344}$$

где $\sigma_0 = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м$^2 \cdot$ К^4) – константа излучения абсолютно черного тела.

В технических расчетах закон Стефана – Больцмана удобно применять в форме

$$E_0 = C_0 (T/100)^4,$$

где $C_0 = \sigma_0 \cdot 10^8 = 5{,}67$ Вт/(м$^2 \cdot$ К^4) – коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Для серых тел, у которых интенсивность излучения меньше, чем у черных тел при той же температуре, $E < E_0$. Отношение $E/E_0 < 1$ называют степенью черноты серого тела $\varepsilon = E/E_0$. Пользуясь понятием о степени черноты, плотность лучистого потока для серого тела можно выразить следующим уравнением:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon C_0 (T/100)^4 = C (T/100)^4, \tag{2.345}$$

где $C = \varepsilon C_0$ – коэффициент излучения серого тела.

Закон Кирхгофа устанавливает связь между излучательной и поглощательной способностью тел. Для вывода этой зависимости составим баланс лучистого теплообмена между параллельно расположенными неограниченными серой *1* и абсолютно черной *2* пластинами (рис. 2.65). Примем вначале $T > T_0$. Тогда количество теплоты, передаваемой серым телом черному,

$$E_р = E - E_A = E - E_0 A. \tag{2.346}$$

В частном случае, при равенстве температур тел, участвующих в лучистом теплообмене ($T = T_0$), имеет место тепловое равновесие, при котором $E_р = 0$. При этом на основании формулы (2.346) $E - E_0 A = 0$, или

$$E/A = E_0. \tag{2.347}$$

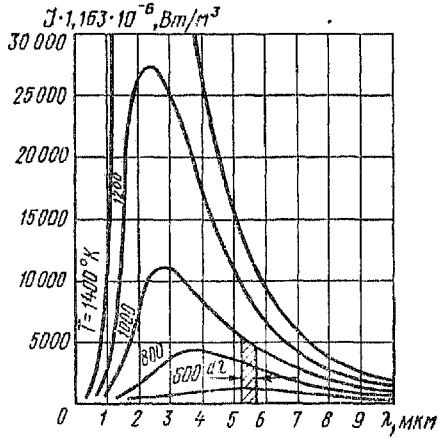


Рис. 2.64. Зависимость спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела от длины волны и температуры

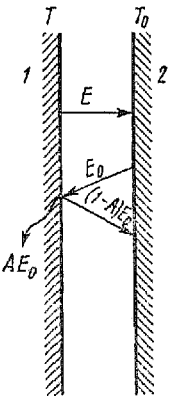


Рис. 2.65. К выводу закона Кирхгофа

Уравнение (2.347) составляет содержание закона Кирхгофа: отношение энергии излучения тела к его поглощательной способности для всех тел одинаково и равно энергии излучения абсолютно черного тела при той же температуре.

Уравнение (2.347) может быть преобразовано следующим образом:

$$A = E/E_0 = \varepsilon, \qquad (2.348)$$

т. е. коэффициент поглощения численно равен степени черноты данного тела.

Закон Ламберта дает возможность определить зависимость изменения энергии лучистого потока от его направления по отношению к поверхности тела. Наибольшей интенсивностью обладает излучение по нормали к поверхности E_n. По остальным направлениям оно меньше, равно E_φ и выражается формулой

$$E_\varphi = E_n \cos \varphi, \qquad (2.349)$$

где φ – угол между направлением излучения и нормалью (рис. 2.66).

Из закона Ламберта следует, что плотность полусферического излучения в пределах телесного угла $\omega = 2\pi : E = E_n\pi$, откуда $E_n = E/\pi$, где E – плотность интегрального полусферического излучения, определяемого по закону Стефана – Больцмана по формуле (2.345); E_n – плотность излучения по нормали. Соответственно по направлению φ плотность излучения определяется по формуле (2.349), или после подстановки E_n: $E_\varphi = (E/\pi)\cos\varphi$.

Лучистый теплообмен между телами. Рассмотрим стационарный лучистый теплообмен между телами *1* и *2* (рис. 2.67) при условии, что эти тела образуют замкнутую систему, лучистый теплообмен происходит только между ними и степень черноты этих тел не зависит от температуры.

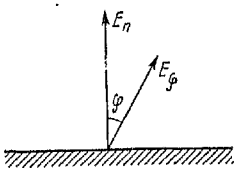


Рис. 2.66. К выводу закона Ламберта

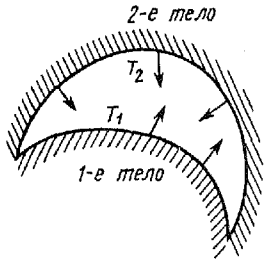


Рис. 2.67. Лучистый теплообмен между телами в замкнутой системе

Обозначим температуру, поверхность и степень черноты более нагретого тела T_1, F_1 и ε_1, а менее нагретого тела – T_2, F_2 и ε_2 соответственно. При произвольном расположении в пространстве тел, участвующих в лучистом теплообмене, не вся лучистая энергия, излучаемая одним телом, падает на другое. Доля полного лучистого потока одного тела, которая попадает на другое тело, называется угловым коэффициентом излучения, или коэффициентом облученности φ.

Для двух тел, участвующих в лучистом теплообмене, коэффициент облученности первого тела

$$\varphi_{12} = Q_{12}/Q_1; \tag{2.350}$$

второго

$$\varphi_{21} = Q_{21}/Q_2. \tag{2.351}$$

При равных температурах двух абсолютно черных тел, участвующих в лучистом теплообмене, $Q_{12} = Q_{21}$. Найдем значения Q_{12} и Q_{21} из уравнений (2.336), (2.350) и (2.351):

$$Q_{12} = \varphi_{12} F_1 E_{эф1}; \quad Q_{21} = \varphi_{21} F_2 E_{эф2}.$$

Но для абсолютно черных тел при одинаковых температурах эффективное излучение равно собственному $E_{эф1} = E_{эф2} = E_0$, тогда

$$\varphi_{12} F_1 = \varphi_{21} F_2 = F_л. \tag{2.352}$$

Уравнение (2.352) называется уравнением взаимности, а $F_л$ называется лучевоспринимающей или взаимной поверхностью. По уравнению (2.352) взаимная (лучевоспринимающая) поверхность пары тел равна произведению площади поверхности одного из тел на угловой коэффициент излучения от этого тела на другое. Понятием взаимной поверхности пользуются при расчетах лучистого теплообмена.

Результирующий лучистый тепловой поток от первого тела на второе:

$$Q_л = \varphi_{12} E_{эф1} F_1 - \varphi_{21} E_{эф2} F_2 = (E_{эф1} - E_{эф2}) F_л. \tag{2.353}$$

Подставив значения эффективного излучения (2.339) для первого тела $E_{эф1} = E_1 + E_{A1}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)$ и для второго $E_{эф2} = E_2 + E_{A2}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)$, получим

$$Q_л = \left[E_1 + E_{A1}\left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) - E_2 - E_{A,2}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)\right] F_л. \qquad (2.354)$$

Исключим из уравнения (2.354) величины E_{A1} и E_{A2}. Для этого напишем значение $Q_л$ для каждого из тел, участвующих в теплообмене:

для первого тела

$$Q_л = (E_1 - E_{A1}) F_1; \qquad (2.355)$$

для второго тела

$$Q_л = (E_{A2} - E_2) F_2. \qquad (2.356)$$

Решая совместно (2.354), (2.355) и (2.356), находим

$$Q_л = \left(\frac{E_1}{\varepsilon_1} - \frac{E_2}{\varepsilon_2}\right) F_л \Big/ \left[1 + \frac{F_л}{F_1}\left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) + \frac{F_л}{F_2}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)\right]. \qquad (2.357)$$

После подстановки значений $E_1 = \varepsilon_1 C_0 (T_1/100)^4$ и $E_2 = \varepsilon_2 C_0 (T_2/100)^4$, а также значений угловых коэффициентов φ_{12} и φ_{21} в уравнение (2.357) получим

$$Q_л = \left\{ C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right] F_л \right\} \Big/ \left[1 + \varphi_{12}\left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) + \varphi_{21}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)\right]. \qquad (2.358)$$

Обозначив

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{1 + \varphi_{12}\left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) + \varphi_{21}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)}. \qquad (2.359)$$

окончательно получим расчетную формулу для определения количества теплоты, передаваемой одним телом другому путем излучения:

$$Q_л = \varepsilon_{пр} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right] F_л. \qquad (2.360)$$

Величина $\varepsilon_{пр}$ называется приведенной степенью черноты замкнутой системы двух серых тел.

Полученное выражение (2.360) является общей формулой для замкнутой системы двух серых тел, произвольно расположенных в пространстве.

Применим эту формулу для ряда частных случаев:

а) 1-е тело, не имеющее вогнутостей, находится внутри 2-го и все его эффективное излучение полностью падает на 2-е тело (рис. 2.68). Тогда $\varphi_{12} = 1$, а согласно формуле (2.352) $F_л = F_1 = \varphi_{21} F_2$ и, следовательно, $\varphi_{21} = F_1/F_2$. Поэтому для этого случая

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)}, \qquad (2.361)$$

а $Q_л = \varepsilon_{пр} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right] F_1.$

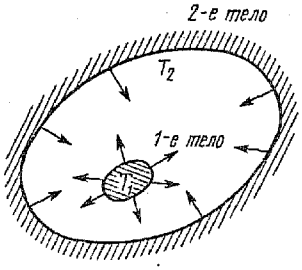


Рис. 2.68. Лучистый теплообмен между телом и оболочкой

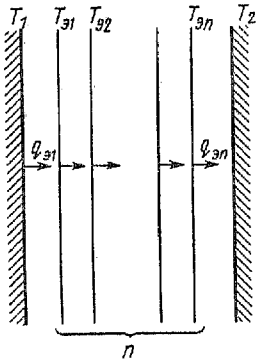


Рис. 2.69. Лучистый теплообмен при наличии экранов

б) тот же случай, но при $F_1 \ll F_2$. При этих условиях согласно формуле (2.361) имеем $\varepsilon_{пр} \approx \varepsilon_1$, т. е. приведенная степень черноты определяется степенью черноты меньшего тела;

в) оба тела представляют собой параллельные неограниченные пластины. В этом случае $\varphi_{12} = \varphi_{21} = 1$, $F_1 = F_2 = F$, а приведенная степень черноты согласно формулам (2.359) и (2.361):

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1}, \tag{2.362}$$

а

$$Q_л = \varepsilon_{пр} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F. \tag{2.363}$$

Методы изменения интенсивности лучистого теплообмена между телами. Основное уравнение лучистого теплообмена между телами (2.360) показывает, что для интенсификации лучистого теплообмена необходимо увеличить степень черноты тел, температуру излучающего тела T_1, а также применять такое расположение тел, чтобы увеличить угловой коэффициент φ_{12}. По мере увеличения температуры нагреваемого тела T_2 интенсивность лучистого теплообмена между телами снижается.

В качестве эффективного мероприятия для уменьшения лучистого теплообмена между телами применяется установка между ними экранов. Последние представляют собой тонкие листы, перепадом температур по толщине которых можно пренебречь. Рассмотрим влияние экранов на уменьшение теплообмена между двумя параллельными пластинами, температуры которых обозначим T_1 и T_2, а степень черноты $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_э$ (рис. 2.69).

Для упрощения вывода примем, что все экраны, число которых обозначим через n, имеют ту же степень черноты ε, что и пластины.

При стационарном тепловом режиме плотность лучистого потока энергии между пластинами и экранами будет одинакова, т. е.

$$q_э = \frac{Q_л}{F} = \varepsilon_{пр} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{э,1}}{100} \right)^4 \right] = \varepsilon_{пр} C_0 \left[\left(\frac{T_{э,1}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{э,2}}{100} \right)^4 \right] = \ldots$$

$$\ldots = \varepsilon_{пр} C_0 \left[\left(\frac{T_{э(n-1)}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{э,n}}{100} \right)^4 \right] = \varepsilon_{пр} C_0 \left[\left(\frac{T_{э,n}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \qquad (2.364)$$

где $\varepsilon_{пр}$ вычисляется по формуле (2.362).

При n экранах число таких равенств будет равно $n + 1$. Складывая их почленно, получим выражение, в котором все промежуточные температуры экранов взаимно сократятся, т. е.

$$(n + 1)\, q_э = \varepsilon_{пр} C_0 \left[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4 \right].$$

Отсюда плотность лучистого потока при установке экранов

$$q_э = \frac{\varepsilon_{пр} C_0}{n + 1} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \qquad (2.365)$$

При отсутствии экранов плотность того же потока будет

$$q = \varepsilon_{пр} C_0 \left[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4 \right]. \qquad (2.366)$$

Следовательно, при установке n экранов плотность лучистого потока уменьшается в $n + 1$ раз. Решая совместно (2.365) и (2.366), получим

$$q_э = q/(n + 1). \qquad (2.367)$$

Как видно из формулы (2.365), лучистый теплообмен между телами зависит как от числа экранов n, так и от приведенной степени черноты $\varepsilon_{пр}$. Согласно формуле (2.363) последняя уменьшается с уменьшением степени черноты экранов. Поэтому, выбрав экраны с очень малой ε (из хорошо отполированного металла), можно резко сократить число необходимых экранов.

Температура экранных поверхностей может быть определена из уравнения (2.364), после того как по формуле (2.365) подсчитана величина $q_э$. В частности, при установке одного экрана

$$\left(\frac{T_э}{100} \right)^4 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 + \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \qquad (2.368)$$

Экраны применяются для повышения термического сопротивления ограждающих конструкций зданий и транспортных устройств, а также при изоляции тепловых аппаратов и приборов.

Излучение газов. Отличительными особенностями излучения газов являются: а) излучают и поглощают только трех- и многоатомные газы (CO_2, H_2O и др.); одно- и двухатомные газы практически диатермичны; б) газы излучают и поглощают всем своим объемом в отличие от твердых и жидких тел, у которых излучают и поглощают лишь поверхностные слои; в) излучение многоатомных газов селективное (избирательное), т. е. спектр их излучения не сплошной, как у других тел, а прерывистый, имеет полосы поглощения (рис. 2.70).

Поглощение лучистой энергии многоатомными газами также селективное, причем поглощают они лучи тех же длин волн, которые сами излучают.

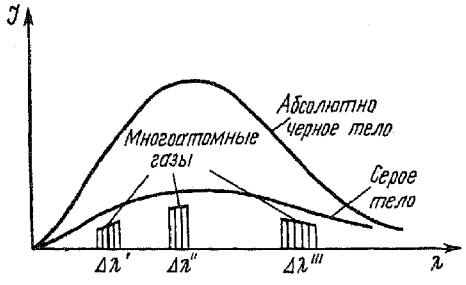


Рис. 2.70. Спектры излучения многоатомных газов и твердого тела

Так как в излучении газов участвуют все молекулы, заполняющие объем, то излучательная способность газов зависит от их плотности ρ, температуры T и длины пути луча, проходящего через слой газов l:

$$\varepsilon_г = \frac{E_г}{E_0} = f(\rho, T, l).$$

В практических расчетах вместо плотности газов в формулы вводится их парциальное давление p, т. е. принимают

$$\varepsilon_г = f(p, T, l). \qquad (2.369)$$

У разных газов зависимость степени черноты от указанных факторов различна. Так, например, по опытным данным для углекислого газа при повышенных температурах

$$\varepsilon_{CO_2} = C_1 (pl)^{1/3} T^{-0,5},$$

а для водяного пара

$$\varepsilon_{H_2O} = C_2 p^{0,8} l^{0,6} T^{-1}.$$

Вместо подсчетов по формулам значения ε_{CO_2} и ε_{H_2O} обычно находят по графикам, приведенным на рис. 2.71 и 2.72, *а*, которые построены по опытным данным. Для пользования этими графиками надо знать температуру газов t (°С), парциальное давление газов p_{CO_2} и p_{H_2O} и определить среднюю длину пути луча l (м). Последнюю можно подсчитать по следующей приближенной формуле:

$$l = C(V/F), \qquad (2.370)$$

где V — объем газа, м^3; F — облучаемая поверхность, м^2; коэффициент $C = 3,4$ при $l \leqslant 1$ м, $C = 3,6$ при $l > 1$ м.

Так как для водяного пара зависимости ε_{H_2O} от p_{H_2O} и l различны, то учет влияния его парциального давления проводится по графику, приведенному на рис. 2.72, *б*. Величину ε_{H_2O} надо умножить на поправочный коэффициент β.

Если применить к излучению газов формулу Стефана – Больцмана, то количество теплоты, излучаемой газами в пустоту, которую можно рассматривать как абсолютно черное тело при $T = 0$ °К:

$$E_г = \varepsilon_г E_0 = \varepsilon_г C_0 (T_г/100)^4. \qquad (2.371)$$

Следует отметить, что применение для подсчета излучения газов закона Стефана – Больцмана носит формальный характер, так как $\varepsilon_г$ является величиной переменной, а не постоянной, как у серых тел. Однако такой метод подсчета применяется в практических расчетах в целях унификации методики расчета лучистого теплообмена для различных видов тел.

В действительных условиях теплообмен имеет место между газами и облучаемой ими поверхностью и поэтому приходится учитывать количество теплоты, отраженной поверхностью и поглощаемой газами.

Применяемая для практических расчетов формула лучистого теплообмена между газами и облучаемой поверхностью имеет следующий вид:

$$q_{\text{г,с}} = \frac{\varepsilon_w + 1}{2} C_0 \left[\varepsilon'_{\text{г}} \left(\frac{T_{\text{г}}}{100} \right)^4 - \varepsilon''_{\text{г}} \left(\frac{T_{\text{с}}}{100} \right)^4 \right], \qquad (2.372)$$

где ε_w – степень черноты облучаемой поверхности; $\varepsilon'_{\text{г}}$ – степень черноты излучающих газов при температуре газов $T_{\text{г}}$; $\varepsilon''_{\text{г}}$ – то же, при температуре стенки $T_{\text{с}}$.

Для дымовых газов: $\varepsilon_{\text{г}} = \varepsilon_{CO_2} + \varepsilon_{H_2O}$. Значения ε_{CO_2} и ε_{H_2O} определяются по рис. 2.71 и 2.72.

Излучение горящего пламени (факела), учитываемое при расчете теплообмена в топках, подсчитывается по специальным формулам.

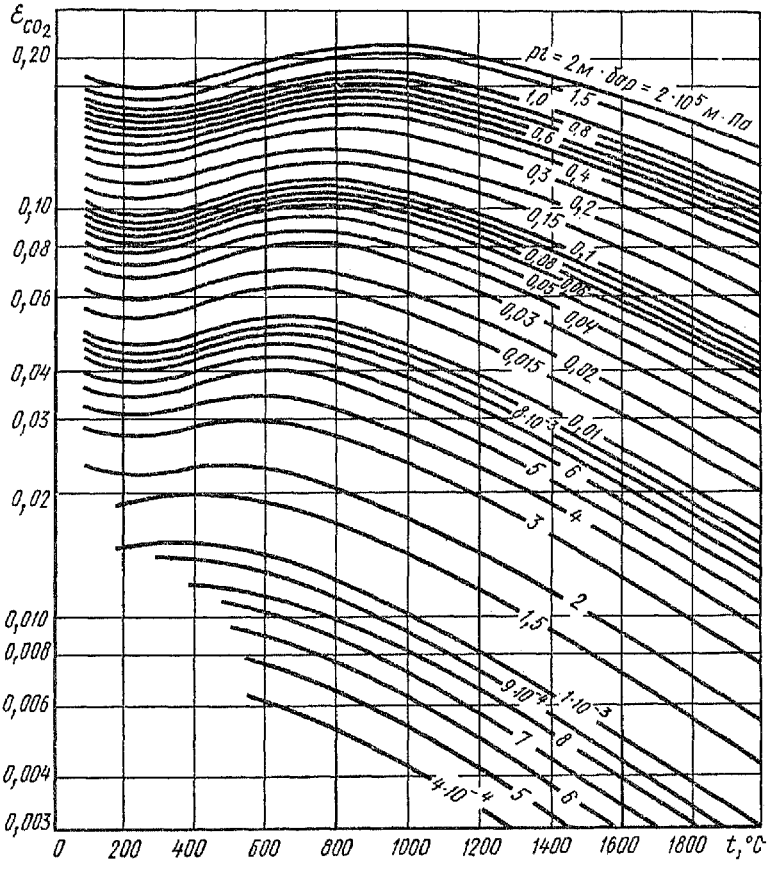


Рис. 2.71. Степень черноты газового объема CO_2

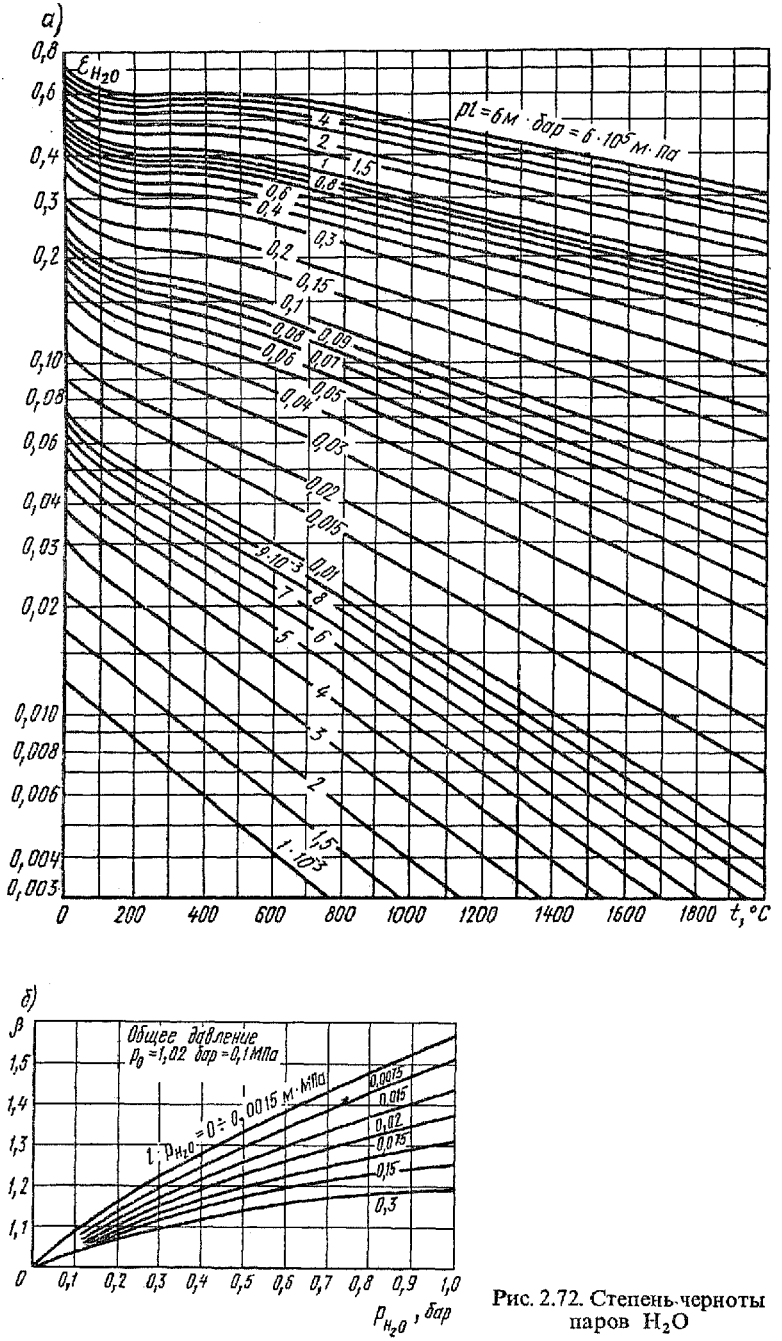


Рис. 2.72. Степень черноты паров H_2O

§ 2.7. ОСНОВЫ ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ

Теплообменные аппараты нашли широкое распространение в химической технологии и применяются в процессах нагревания, охлаждения, испарения, конденсации, плавления, кристаллизации и т. д. Теплообменным аппаратом называется устройство, предназначенное для передачи теплоты от греющей среды к нагреваемой.

По принципу действия теплообменные аппараты делятся на поверхностные и смесительные. К поверхностным теплообменным аппаратам относятся рекуперативные, если теплоносители движутся одновременно относительно разделяющей их стенки, и регенеративные, если одна и та же поверхность нагрева омывается периодически то горючим, то холодным теплоносителем. В смесительных теплообменных аппаратах теплообмен происходит при смешении теплоносителей без разделяющей их твердой поверхности.

Особое место среди теплообменных аппаратов разных типов занимают тепловые трубы. Тепловой трубой называется испарительно-конденсационное устройство, представляющее собой закрытую камеру, внутренняя полость которой выложена слоем капиллярно-пористого материала (фитилем). Один конец тепловой трубы служит зоной подвода, а противоположный – зоной отвода теплоты. За счет подвода теплоты жидкость, насыщающая фитиль, испаряется. Пар под действием возникшей разности давлений перемещается к зоне конденсации и конденсируется, отдавая теплоту парообразования. Конденсат под действием капиллярных сил возвращается по фитилю в испарительную зону. Происходит непрерывный перенос теплоты парообразования от зоны нагрева к зоне охлаждения (конденсации). Тепловые трубы не требуют затрат энергии на перекачку теплоносителя, они работают при малом температурном напоре, поэтому обладают большой эффективной теплопроводностью, превышающей на несколько порядков теплопроводность серебра или меди – наиболее теплопроводных материалов из всех известных. Для тепловых труб используется большое разнообразие теплоносителей в зависимости от интервала рабочих температур.

Тепловые трубы могут оказаться эффективным теплообменным устройством во многих химических производствах, где возникает необходимость термостатирования или регулирования технологического процесса. Особенности работы тепловых труб позволяют использовать их в условиях невесомости.

В большинстве случаев теплообмен можно с достаточной для практических расчетов точностью рассматривать как процесс, протекающий при постоянном давлении ($p = \text{const}$). Исходя из этого положения, для установившегося теплового режима, можно написать следующие основные уравнения:

уравнение теплового баланса

$$Q = -m_1 \Delta h_1 \eta_{ап} = m_2 \Delta h_2, \tag{2.373}$$

уравнение теплопередачи

$$Q = kF \Delta t. \tag{2.374}$$

В этих уравнениях индекс 1 относится к теплоносителю с более высокой температурой, а индекс 2 — с более низкой температурой; $\eta_{ап}$ — к. п. д. аппарата, учитывающий потери теплоты в окружающую среду. В общем случае $\Delta h_1 = h_1^к - h_1^н$; $\Delta h_2 = h_2^к - h_2^н$.

Если теплоноситель представляет собой однофазную жидкость, то $\Delta h = c_{pm}(t_1^к - t_1^н)$, а в области двухфазной жидкости (конденсирующийся пар или кипящая жидкость) $\Delta h = r\,\Delta x$, где r — теплота фазового перехода (испарения, конденсации), Δx — изменение паросодержания.

Из уравнения теплового баланса (2.373) обычно определяется расход теплоносителя или любая искомая температура, а из уравнения теплопередачи (2.374) — при конструктивном расчете — необходимая поверхность нагрева теплообменника.

При расчете теплообменных аппаратов особое значение имеет определение коэффициента теплопередачи k. Поверхностные теплообменники обычно изготовляют из труб, отношение толщины стенок которых к диаметру $\delta/d < 0{,}1$. В таких случаях коэффициент теплопередачи рассчитывается по формуле для плоской стенки:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{n} \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}. \qquad (2.375)$$

Часто теплообмен между стенкой и теплоносителем происходит не только путем конвекции, но и излучения. Так, например, в котлах, печах и сушилках, обогреваемых продуктами сгорания топлива, при температурах выше 400 °С необходимо учитывать излучение в межтрубном пространстве трехатомных газов; при расчете теплоотдачи отопительных приборов и ограждающих поверхностей зданий и аппаратов учитывается лучистый теплообмен с окружающей средой и при невысоких температурах. При подсчетах α руководствуются оптимальными скоростями теплоносителей, зависящими от гидравлических сопротивлений аппаратов.

С увеличением скорости движения теплоносителей увеличиваются $\mathrm{Re} = wl/\nu$, коэффициент теплоотдачи α и плотность теплового потока $q = \alpha\,\Delta t$. Однако вместе со скоростью пропорционально w^2 растет гидравлическое сопротивление и расход мощности на насосы, прокачивающие теплоноситель через теплообменный аппарат. Существует оптимальное значение скорости, определяемое сопоставлением увеличения интенсивности теплообмена и более интенсивного роста гидравлических сопротивлений с увеличением скорости.

Средний температурный напор. Расчет теплопередачи по уравнению (2.374) может быть сделан, если температуры теплоносителей в процессе теплообмена остаются постоянными, что бывает лишь в случае фазовых переходов (при конденсации и кипении). Чаще в процессе теплопередачи температуры теплоносителей изменяются. В таком случае тепловой поток определяется уравнением в интегральной форме:

$$Q = \int_F k\,\Delta t\,dF. \qquad (2.376)$$

При постоянном коэффициенте теплопередачи

$$Q = k \int_F \Delta t \, dF = k \, \Delta t_{ср} F, \qquad (2.377)$$

где

$$\Delta t_{ср} = \frac{1}{F} \int_F \Delta t \, dF. \qquad (2.378)$$

Величина $\Delta t_{ср}$ называется средним температурным напором или средней разностью температур. Значение $\Delta t_{ср}$ зависит от схемы взаимного движения теплоносителей. Если направления движения теплоносителей совпадают, то такое течение называют *прямотоком*. На рис. 2.73, *а – г* показаны различные схемы движения.

Для определения $\Delta t_{ср}$ прямотока воспользуемся уравнением теплопередачи для элемента поверхности dF (рис. 2.74) и уравнением теплового баланса:

$$dQ = k \, \Delta t \, dF; \qquad (а)$$

$$dQ = -m_1 c_1 \, dt_1; \qquad (б)$$

$$dQ = m_2 c_2 \, dt_2, \qquad (в)$$

где c_1, c_2 – удельные теплоемкости теплоносителей, Дж/(кг · К); m_1, m_2 – массовые расходы теплоносителей, кг/с.

Знак в уравнениях (б) и (в) разный, потому что для прямотока при увеличении поверхности на dF в направлении x температура горячего теплоносителя понижается, а холодного увеличивается.

Из уравнений (б) и (в) определяем

$$dt_1 - dt_2 = d(\Delta t) = -\left(\frac{1}{m_1 c_1} + \frac{1}{m_2 c_2}\right) dQ; \; dQ = -\frac{d(\Delta t)}{A}, \qquad (г)$$

где $A = \dfrac{1}{m_1 c_1} + \dfrac{1}{m_2 c_2}$.

Интегрируя выражение (г), получим

$$Q = -\frac{1}{A} \int_{\Delta t_м}^{\Delta t_б} d(\Delta t) = -\frac{1}{A} (\Delta t_б - \Delta t_м), \qquad (д)$$

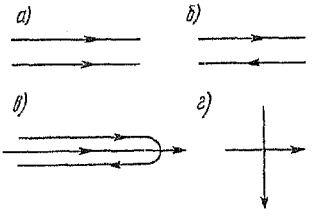


Рис. 2.73. Схемы движения теплоносителей: прямоток (*а*); противоток (*б*); смешанный (*в*) и перекрестный (*г*) ток

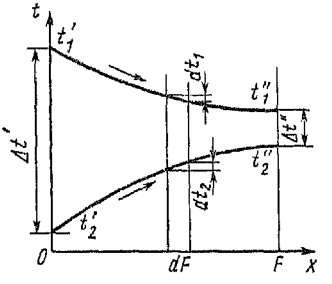


Рис. 2.74. Характер изменения температур теплоносителей при прямотоке

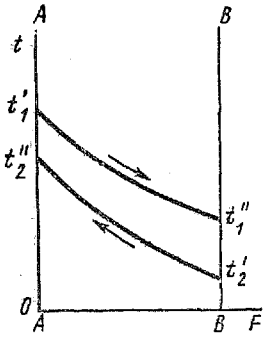


Рис. 2.75. Характер изменения температур при противотоке

где $\Delta t_б$ — бóльшая разность температур на входе в теплообменник; $\Delta t_м$ — меньшая разность температур на выходе из теплообменника.

Решим уравнение (г) совместно с уравнением теплопередачи (а), тогда получим

$$k\,dF = dQ/\Delta t = -d(\Delta t)/(A\,\Delta t). \qquad (е)$$

Интегрируем полученное выражение по поверхности F в пределах граничных значений температурного напора $\Delta t_б - \Delta t_м$ и получаем

$$kF = \int_F k\,dF = -\frac{1}{A}\int_{\Delta t_м}^{\Delta t_б} \frac{d(\Delta t)}{\Delta t} =$$

$$= -\frac{1}{A}\ln\frac{\Delta t_б}{\Delta t_м}. \qquad (ж)$$

Из полученного уравнения (ж) следует, что в любом промежуточном сечении теплообменника, соответствующем поверхности F_x, значение температурного напора Δt_x может быть найдено по одному из известных значений Δt:

$$-AkF_x = \ln(\Delta t_x/\Delta t).$$

Из последней формулы следует, что температурный напор изменяется по длине теплообменного аппарата по экспоненциальному закону: $\Delta t_x = \Delta t \exp(-A\,kF_x)$.

Подставим полученные значения Q (д) и kF (ж) в уравнение теплопередачи (2.378) и получим окончательную формулу:

$$\Delta t_{ср} = Q/(kF) = (\Delta t_б - \Delta t_м)/\ln(\Delta t_б/\Delta t_м), \qquad (2.379)$$

где $\Delta t_б = t'_1 - t'_2$; $\Delta t_м = t''_1 - t''_2$.

Для противотока вывод аналогичен и выражение для $\Delta t_{ср}$ имеет тот же вид:

$$\Delta t_{ср} = (\Delta t_б - \Delta t_м)/\ln(\Delta t_б/\Delta t_м),$$

где $\Delta t_б$ и $\Delta t_м$ — граничные температурные напоры $\Delta t_б = t''_1 - t'_2$; $\Delta t_м = t'_1 - t''_2$ (рис. 2.75).

При одинаковых температурах теплоносителей среднелогарифмический температурный напор $\Delta t_{ср}$ для противотока всегда больше, чем для прямотока. При постоянной температуре одного из теплоносителей средние температурные напоры при прямотоке и противотоке одинаковы. Если $\Delta t_б/\Delta t_м < 2$, можно вместо среднелогарифмического использовать среднеарифметическое значение температурного напора

$$\Delta t_{ср} = (\Delta t_б + \Delta t_м)/2. \qquad (2.380)$$

Ошибка составляет 4%, что допустимо для прикидочных технических расчетов.

Для более сложных схем движения теплоносителей (смешанное, перекрестное и др.) средний температурный напор меньше $\Delta t_{ср}$ противо-

тока и рассчитывается по формуле

$$\Delta t_{ср} = \varepsilon \, \Delta t_{ср.пр}, \qquad (2.381)$$

где ε — поправка, определяемая графически по справочникам как функция температур теплоносителей $\varepsilon = f(P, R)$, где

$$P = (t''_2 - t'_2)/(t'_1 - t'_2); \; R = (t'_1 - t''_1)/(t'_2 - t''_2).$$

В качестве примера на рис. 2.76, *а*, *б*, приведены графики для двух схем сложных теплообменников.

В зависимости от цели расчет может быть проектировочным или проверочным. В первом случае определению подлежат поверхность теплообмена и основные конструктивные характеристики, во втором случае искомыми являются температуры теплоносителей; начальные — на входе в теплообменный аппарат или конечные — на выходе из аппарата.

При проектировочном расчете теплообменного аппарата выбирают диаметры труб по ГОСТу, а также задают оптимальные скорости теплоносителя. Коэффициент теплопередачи подсчитывают предварительно по формуле (2.14) или задают его значение по опытным данным. Определив по формуле (2.369) поверхность нагрева, скомпонованного из труб теплообменного аппарата, подсчитывают число труб и их длину l по формуле $F = \pi d l n$.

Сечение труб f, необходимое для обеспечения объемного расхода теплоносителя V_c со скоростью w: $f = V_c/w$.

При продольном обтекании труб поток теплоносителя может про-

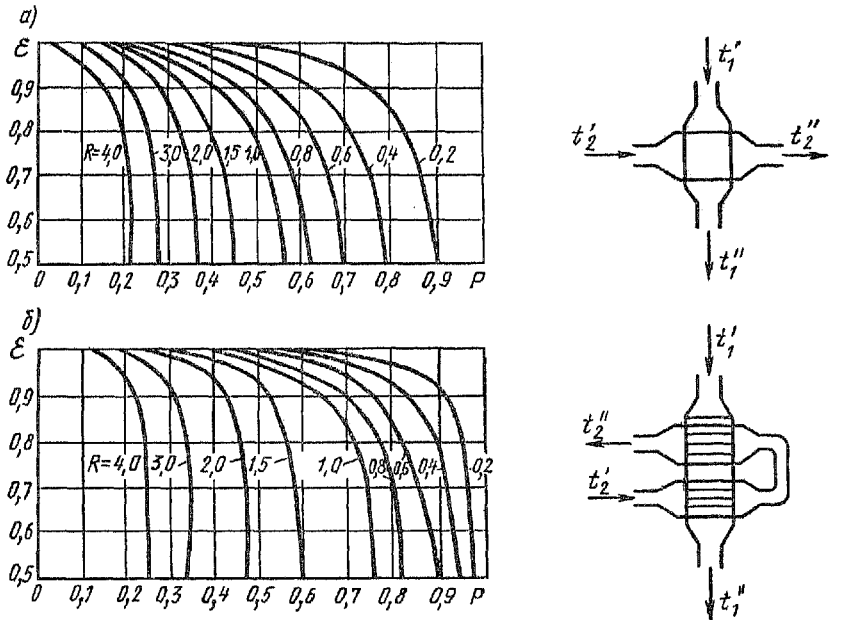


Рис. 2.76. Графики определения поправки $\varepsilon(P, R)$

текать как внутри, так и снаружи труб. Живое сечение для движения потока внутри труб подсчитывается по формуле

$$f_{вн} = n\pi d^2_{вн}/4;$$

для внешнего продольного обтекания трубного пучка:

$$f_{нар} = (S_1 S_2 - \pi d^2_{нар}/4)\, n,$$

где n – число труб рассчитываемого участка; S_1 и S_2 – шаг между трубами, м.

При поперечном обтекании пучка труб

$$f = (S_1 - d_{нар})\, l n_1,$$

где l – длина труб рассчитываемого участка, м; n_1 – число труб в одном поперечном ряду; S_1 – расстояние между осями труб в одном ряду, м.

Число ходов в теплообменниках выбирается таким, чтобы получить сечения, обеспечивающие оптимальные скорости теплоносителя. При окончательном выборе основных конструктивных характеристик аппарата – n, n_1, l, $n_2 = n/n_1$ и числа ходов необходимо стремиться к наилучшему конструктивному решению, определяемому рациональным соотношением габаритных размеров аппарата. Для этой цели часто приходится выполнять несколько вариантов расчета.

При проверочных расчетах теплообменников, когда известны их поверхность нагрева и ее конструктивные характеристики, а также расходы теплоносителей и их начальные температуры, определению подлежат конечные температуры теплоносителей.

Оптимальный вариант конструкции теплообменника может быть получен при автоматизированном проектировании с применением ЭВМ. Оптимальным теплообменником является аппарат, в котором процесс передачи теплоты удовлетворяет условию существования экстремума выбранного критерия оптимальности. В качестве критериев оптимизации могут быть выбраны технологические, конструктивные, термодинамические или технико-экономические показатели.

ГЛАВА 3
ТОПЛИВО, ОСНОВЫ ГОРЕНИЯ И ОРГАНИЗАЦИЯ СЖИГАНИЯ ТОПЛИВА

§ 3.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОПЛИВА

Основным источником энергии в настоящее время является органическое топливо — твердое, жидкое и газовое.

Топливом называют горючие вещества, которые сжигают для получения в промышленных целях необходимого количества теплоты. Топливо в том виде, в каком оно поступает к потребителю, называется рабочим топливом. Элементарный состав рабочей массы (индекс «р») твердого топлива дается на 1 кг массы топлива, %:

$$C^р + H^р + O^р + N^р + S^р_{ор+к} + A^р + W^р = 100. \qquad (3.1)$$

К горючим элементам топлива относятся углерод С, водород Н и сера S. Сера содержится в топливе в трех видах: органическая $S_{ор}$, колчеданная $S_к$ и сульфатная $S_с$. Органическая входит в состав сложных органических соединений топлива, колчеданная входит в виде соединений с металлами типа железного колчедана FeS_2. Сульфатная сера входит в состав топлива в виде сульфатов $CaSO_4$ и $FeSO_4$, поэтому в процессе горения дальнейшему окислению не подвергается, а переходит в золу. Зола топлива $A^р$ представляет собой смесь негорючих минеральных соединений, которые остаются после сгорания топлива. В состав золы входят SiO_2, Al_2O_3, FeO_4 и Fe_2O_3, CaO, MgO, K_2O и Na_2O, сульфаты и др. Эти соединения могут образовывать в топках эвтектические смеси, способные плавиться при более низких температурах, чем температуры плавления отдельных компонентов смеси.

Плавкость золы, зависящая от ее состава, является важной характеристикой, с которой необходимо считаться при выборе способа сжигания данного топлива. Температурными характеристиками плавкости золы являются t_1 — температура начала деформации золы, t_2 — температура размягчения и t_3 — температура жидкоплавкого состояния.

Зола вместе с влагой составляет негорючую часть топлива и называется внешним балластом. Внешний балласт снижает ценность топлива, к тому же часть теплоты расходуется на испарение влаги и уносится с дымовыми газами через трубу в атмосферу.

Кислород $O^р$ и не участвующий в горении азот $N^р$ называют внутренним балластом топлива.

Составом топлива на рабочую массу обычно пользуются при расчетах процессов горения топлива. Для характеристики свойств топлива, кроме того, пользуются понятиями сухой (индекс «с») и горю-

чей (индекс «г») масс топлива. При полном отсутствии влаги состав топлива характеризуется сухой массой, %:

$$C^c + H^c + O^c + N^c + S^c_{op+к} + A^c = 100. \quad (3.2)$$

Беззольно-безводный состав топлива характеризует его горючую массу, %:

$$C^r + H^r + O^r + N^r + S^r_{op+к} = 100. \quad (3.3)$$

Пересчет состава топлива с одной массы на другую производится умножением на коэффициенты, приведенные в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Заданная масса топлива	Коэффициент пересчета на массу		
	рабочую	сухую	горючую
Рабочая	1	$\frac{100}{100 - W^p}$	$\frac{100}{100 - (W^p + A^p)}$
Сухая	$\frac{100 - W^p}{100}$	1	$\frac{100}{100 - A^c}$
Горючая	$\frac{100 - (W^p + A^p)}{100}$	$\frac{100 - A^c}{100}$	1

Важнейшими техническими характеристиками топлива являются теплота сгорания, выход летучих веществ и свойства кокса.

Теплотой сгорания топлива называется количество теплоты, выделяющееся при полном сгорании 1 кг массы твердого или жидкого топлива или 1 м³ газового топлива при нормальных физических условиях.

Различают высшую и низшую теплоты сгорания. Высшей теплотой сгорания $Q^p_в$ называется количество теплоты, выделяющейся при сгорании топлива с учетом теплоты конденсации водяных паров, образующихся при сгорании водорода H^p и испарении влаги топлива W^p. Низшей теплотой сгорания $Q^p_н$ называется теплота сгорания топлива при условии, что влага, образующаяся при сгорании водорода топлива $9H^p$, и влага топлива W^p находятся в парообразном состоянии.

Связь между высшей и низшей теплотой горения топлива выражается формулой

$$Q^p_н = Q^p_в - 0{,}025\,(9H^p + W^p), \quad (3.4)$$

где коэффициент 0,025 — теплота парообразования воды, МДж/кг; величина $9H^p$ соответствует количеству воды, образующейся при сгорании H^p топлива, по стехиометрическому уравнению:

$$2H_2 + O_2 = 2H_2O. \quad (3.5)$$

Высшая теплота сгорания твердого и жидкого топлив определяется лабораторным путем методом калориметрирования. Точное аналитическое определение теплоты сгорания твердого и жидкого топлив по

их элементарному составу невозможно, так как последний не отражает структуру органических соединений, образующих горючую массу.

Теплота сгорания топлива (МДж/кг) может быть рассчитана по эмпирическим формулам, наиболее точная из которых принадлежит Д. И. Менделееву. Для твердых и жидких топлив она имеет вид

$$Q_{\text{н}}^{p} = 0{,}339C^{p} + 1{,}03H^{p} - 0{,}109\,(O^{p} - S_{\text{ор+к}}^{p}) - 0{,}025W^{p}. \qquad (3.6)$$

В формуле (3.6) коэффициенты подобраны экспериментально и несколько отличаются от теплот сгорания отдельных элементов.

Низшая теплота сгорания сухого газообразного топлива (МДж/м^3) может быть определена по формуле

$$Q_{\text{н}}^{p} = 0{,}127CO + 0{,}108H_2 + 0{,}358CH_4 + 0{,}234H_2S + 0{,}59C_2H_4 + \\ + 0{,}638C_2H_6 + 0{,}913C_3H_8 + 1{,}4C_6H_6. \qquad (3.7)$$

Для сравнения энергетической ценности различных видов топлива вводится понятие условного топлива, теплота сгорания которого принята равной $Q_{\text{усл}} = 29{,}33$ МДж/кг (7000 ккал/кг).

Пересчет расхода данного топлива B в условное $B_{\text{усл}}$ проводится по формуле

$$B_{\text{усл}} = B\,(Q_{\text{н}}^{p}/Q_{\text{усл}}). \qquad (3.8)$$

Понятием условного топлива пользуются также при планировании добычи и потребления топлива.

Если твердое топливо нагреть без доступа воздуха, то оно делится на две части: кокс и летучие вещества. Объем летучих веществ на рабочую массу топлива обозначается V^{p}, на горючую массу $V^{\text{г}}$. Содержание летучих в топливе оказывает большое влияние на процесс воспламенения топлива и полноту его сгорания, учитывается при конструировании топочных устройств и влияет на их эксплуатационные характеристики. Наибольший объем летучих содержится в дровах и других «молодых» топливах. По мере увеличения геологического возраста топлива содержание летучих веществ в нем уменьшается. Для антрацитов выход летучих составляет 4 %.

Определение выхода летучих проводится в строго определенных стандартных условиях: воздушно-сухое топливо массой 1 г нагревается при температуре 850 °С в течение 7 мин без доступа воздуха.

В состав твердой части – коксового остатка – входят часть углерода топлива и зола. Угли со сплавленным нелетучим остатком являются ценнейшим технологическим топливом и идут в первую очередь для производства кокса. По своему химическому составу кокс представляет собой почти чистый углерод (~ 97 %). Значение выхода летучих и характеристика коксового остатка положены в основу классификации каменных углей (табл. 3.2).

В табл. 3.3 приведена классификация углей по размерам кусков.

В табл. 3.4 приведены характеристики некоторых месторождений твердых и жидких топлив. Угли с высокой степенью углефикации ($C^{\text{г}} = 90...93$ %) и с малым выходом летучих ($V^{\text{г}} = 2...9$ %) относят к антрацитам (марка А). К бурым углям (марка Б) относят угли с

Таблица 3.2

Уголь	Марка	V^l, %	Характеристика кокса
Длиннопламенный	Д	36	От порошкообразного до слабоспекающегося
Газовый	Г	35	Спекающийся
Газовый жирный	ГЖ	31...37	»
Жирный	Ж	24...37	»
Коксовый жирный	КЖ	25...33	»
Коксовый	К	17...33	»
Отощенный спекающийся	ОС	14...27	»
Тощий	Т	9...17	Порошковый и слабоспекающийся
Слабоспекающийся	СС	17...37	»

неспекающимся коксом, выходом летучих $V^r > 40\,\%$ и $Q_н^р = 10{,}5...15{,}9$ МДж/кг.

Торф – наиболее молодое ископаемое топливо с большим выходом летучих порядка 70%, высокой влажностью $W^р = 40...50\,\%$ и низкой теплотой сгорания $Q_н^р = 8{,}38...10{,}47$ МДж/кг.

Сланцы – топливо с большой зольностью $A^р = 50...60\,\%$, повышенной влажностью $W^р = 15...20\,\%$, низкой $Q_н^р = 5{,}87...10$ МДж/кг при высокой $Q_н^г = 27{,}2...33{,}5$ МДж/кг. Сланцы относятся к легко воспламенимым топливам вследствие высокого содержания водорода $H^г = 7{,}5...9{,}5\,\%$ и летучих $V^г = 80...90\,\%$. Сланцы относят к местным топливам, так как вследствие большой зольности и влажности транспортировка его на дальние расстояния неэкономична.

Большое значение в топливном балансе СССР имеют природные газы. Основной горючей составляющей их является метан CH_4 (80–98%). Теплота сгорания сухого природного газа $Q_н^с = 33{,}52...35{,}61$ МДж/м^3. Состав газообразного топлива задается в процентах по объему горючих составляющих CH_4, CO, H_2, углеводородов C_nH_{2n+2} и негорючих газов CO_2, O_2, N_2, H_2O.

Природный газ – дешевое и высококачественное топливо.

Теплоту сгорания газового топлива определяют в газовом калориметре и относят к м^3 сухого газа. При отсутствии опытных данных

Таблица 3.3

Наименование кусков	Обозначение	Размер, мм	Наименование кусков	Обозначение	Размер, мм
Плита	П	100	Семечко	С	6–13
Крупный	К	50–100	Штыб	Ш	6
Орех	О	25–50	Рядовой	Р	Не ограничен
Мелкий	М	13–25			

Таблица 3.4

Топливо, бассейн, месторождение	Марка	Состав, %							Низшая теплота сгорания $Q_н^р$, кДж/кг	Выход летучих $V^г$, %
		$W^р$	$A^р$	$S^р_{ор+к}$	$C^р$	$H^р$	$N^р$	$O^р$		
Угли										
Донецкий бассейн	Д	13,0	21,8	3,0	49,3	3,6	1,0	8,3	19,7	43,0
» »	А	8,5	22,9	1,7	63,8	1,2	0,6	1,3	22,6	3,5
Кузнецкий бассейн	Д	12,0	13,2	0,3	58,7	4,2	1,9	9,7	22,8	42,0
Карагандинский бассейн	К	8,0	27,6	0,8	54,7	3,3	0,8	4,8	21,4	26,0
Подмосковный бассейн	Б	32,0	25,2	2,7	28,7	2,2	0,6	8,6	10,4	47,0
Волынское месторождение, Львовская обл.	Г	10,0	19,8	2,6	55,5	3,7	0,9	7,5	22,0	39,0
Ткварчельское месторождение, Грузинская ССР	Ж	11,5	35,0	1,3	42,5	3,2	0,8	5,7	16,7	37,0
Экибастузский бассейн	СС	7,0	38,1	0,8	43,4	2,9	0,8	7,0	16,7	24,0
Артемовское месторождение, Приморский край	Б	24,0	24,3	0,3	35,7	2,9	0,7	12,1	13,3	50,0
Сланцы горючие										
Эстонская ССР	—	13,0	40,0+ +14,4*	1,6	24,1	3,1	0,1	3,7	11,0	90,0
Фрезерный торф	—	50,0	6,3	0,1	24,7	2,6	1,1	15,2	8,13	70,0
Дрова	—	40,0	0,6	—	30,3	3,6	0,4	25,1	10,2	85,0
Мазут										
Малосернистый	—	3,0	0,05	0,3	84,6	11,7	0,3		40,3	—
Высокосернистый	—	3,0	0,1	2,8	83,0	10,4	0,7		38,7	—

* Первое слагаемое — зола, второе — углекислота карбонатов.

ее определяют как сумму теплот сгорания горючих газов, входящих в состав газового топлива, по формуле

$$Q_н^с = 0{,}01\,(CH_4 \cdot Q_{CH_4} + Q_{C_2H_6} \cdot C_2H_6 + Q_{C_3H_8} \cdot C_3H_8 + \ldots), \qquad (3.9)$$

где Q_{CH_4}, $Q_{C_2H_6}$, $Q_{C_3H_8}$, ... – теплота сгорания соответствующих газов, МДж/м^3; CH_4, C_2H_6, C_3H_8, ... – содержание горючих газов в сухом газовом топливе, %.

Характеристики некоторых газовых топлив приведены в табл. 3.5.

Таблица 3.5

Наименование	Состав, %											
	CH_4	C_2H_6	C_3H_8	C_4H_{10}	C_5H_{12}	N_2	CO_2	H_2S	O_2	CO	H_2	$Q_н^с$, МДж/м^3
Газ доменных печей	0,3	–	–	–	–	55,0	12,5	–	0,2	27,0	5,0	3,8
Газ подземной газификации подмосковного угля	1,8	–	–	–	–	63,6	9,5	0,6	–	10,0	14,5	3,62
Природный газ по газопроводам:												
Саратов – Москва	84,5	3,8	1,9	0,9	0,2	30,2	0,1	–	–	–	–	36,0
Ставрополь – Москва	93,8	2,0	0,8	0,3	0,1	2,6	0,4	–	–	–	–	36,3
Саушино – Лог – Волгоград	96,1	0,7	0,1	0,1	0	2,8	0,2	–	–	–	–	35,2
Бухара – Урал	94,9	3,2	0,4	0,1	0,1	0,9	0,4	–	–	–	–	36,7
Средняя Азия – Центр	93,8	3,6	0,7	0,2	0,4	0,7	0,6	–	–	–	–	36,8

§ 3.2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ И ОРГАНИЗАЦИЯ СЖИГАНИЯ ТОПЛИВА

Горение – сложный физико-химический процесс взаимодействия топлива с окислителем, сопровождающийся интенсивным выделением теплоты и быстрым подъемом температуры.

Если топливо и окислитель находятся в одинаковом фазовом состоянии, то горение называется *гомогенным*. Если топливо и окислитель находятся в разных фазовых состояниях, то горение называется *гетерогенным*. Горение газового топлива является процессом гомогенным, а горение, например, кокса в потоке воздуха – гетерогенным.

Скорость химического взаимодействия может быть выражена через изменение концентраций реагирующих веществ в единицу времени

$w = \mathrm{d}C/d\tau$. В соответствии с законом действия масс скорость реакции в каждый момент пропорциональна произведению концентраций реагирующих веществ.

Для обратимой реакции, протекающей при постоянной температуре:

$$\alpha A + \beta B \rightleftarrows \gamma C + \delta D;$$

скорость прямой реакции выражается уравнением

$$w_1 = k_1 C_A^{\alpha} C_B^{\beta} \tag{3.10}$$

и соответственно скорость обратной реакции будет

$$w_2 = k_2 C_C^{\gamma} C_D^{\delta}, \tag{3.11}$$

где k_1 и k_2 – константы скорости прямой и обратной реакций.

Константа скорости для простейшего случая реакции первого порядка выражается уравнением

$$w = \mathrm{d}C/\mathrm{d}\tau = -kC, \text{ или } \ln(C/C_0) = -k\tau. \tag{3.12}$$

Интегрирование уравнения (3.12) позволяет получить кинетическое уравнение вида

$$C = C_0 e^{-k\tau}, \tag{3.13}$$

где C_0 – начальная концентрация вещества.

Иногда для реакции первого порядка удобнее другая, тождественная форма: выражая уменьшение концентрации реагирующего вещества за время τ через $a = C_0 - C$, подставим в (3.13) значение C и получим $(C_0 - a)/C_0 = e^{-k\tau}$, или $1 - \alpha = e^{-k\tau}$, откуда

$$\alpha = 1 - e^{-k\tau}, \tag{3.14}$$

где $\alpha = a/C_0$ – доля прореагировавшего вещества или глубина процесса (степень превращения, конверсии).

Единица константы скорости для реакции второго порядка – 1 с. Для реакции второго порядка, когда реагируют, сталкиваясь, две молекулы, скорость реакции пропорциональна концентрации обоих реагирующих компонентов:

$$w = kC_1C_2. \tag{3.15}$$

Кинетическое уравнение часто пишут в форме, аналогичной (3.12):

$$\alpha = 1 - e^{-k\tau^n}, \tag{3.16}$$

где n – порядок реакции [см. также уравнение (2.177)].

Закон действующих масс можно применять и для гетерогенных реакций. В этом случае в выражения закона действующих масс входят только концентрации газообразных веществ.

Скорость реакции в сильной степени зависит от температуры. Как известно, эта зависимость выражается законом Аррениуса:

$$k = k_0 e^{-E/(RT)}, \tag{3.17}$$

где k_0 – постоянная, определяемая экспериментально; R – газовая постоянная, кДж/(моль · К); T – термодинамическая температура, К; E – энергия активации.

Увеличение скорости горения при изменении температуры от T_1 до T_2 может быть определено согласно (3.10) и (3.17):

$$w_1/w_2 = e^{-\frac{E}{R}\left(\frac{1}{T_1}-\frac{1}{T_2}\right)}. \tag{3.18}$$

Значение отношения скоростей при T_1 и $T_2 = T_1 + 10$ называется *температурным коэффициентом скорости реакции* и равно 2...4; при высоких температурах снижается, приближаясь к единице.

По мере расходования исходных веществ их концентрация падает и скорость прямой реакции падает. Одновременно возникает возможность обратной реакции, скорость которой растет по мере накопления продуктов C и D. Суммарная скорость реакции равна разности скоростей прямой и обратной реакций. При $w_1 = w_2$ наступает подвижное равновесие, соответствующее термодинамическому равновесию. Основным признаком равновесия является постоянство состава реагирующей системы при неизменности внешних условий.

Отношение констант скорости реакции k_1 и k_2 называется *константой равновесия*:

$$K = \frac{k_1}{k_2} = \frac{C_C^{\gamma} C_D^{\delta}}{C_A^{\alpha} C_B^{\beta}}. \tag{3.19}$$

Константа равновесия не зависит от концентраций, так как от них не зависят константы скорости k_1 и k_2.

Для гомогенной реакции, протекающей в газовой фазе, константу равновесия можно также выразить через парциальные давления:

$$K = \frac{p_C^{\gamma} p_D^{\delta}}{p_A^{\alpha} p_B^{\beta}}. \tag{3.19 а}$$

Значения констант равновесия, полученные по (3.19) и (3.19 а), могут не совпадать.

Зависимость константы равновесия от температуры выражается уравнением

$$\mathrm{d}(\ln K)/\mathrm{d}T = -\Delta H/(RT^2), \tag{3.20}$$

где ΔH – тепловой эффект реакции.

Из этой зависимости видно, что умеренные температуры способствуют протеканию прямых экзотермических реакций, а высокие температуры – развитию обратных эндотермических реакций. Так, известно, что при высоких температурах порядка 2000 °С в топочной камере возникают явления термической диссоциации продуктов полного горения CO_2 и H_2O. Следует, однако, заметить, что влияние температуры на константу равновесия не столь велико, как на константу скорости.

Гомогенное горение. Экспериментальное изучение многих газовых реакций показывает, что механизм этих реакций отличается от механизма, соответствующего закону действующих масс. Многие газовые реакции протекают через промежуточные стадии с более низким порядком реакций и меньшей энергией активации, минуя высокий энергетический барьер. При протекании таких реакций активными промежуточными продуктами или активными центрами чаще всего являются

свободные атомы или радикалы. Реакции с подобным механизмом называются цепными. Теория цепных реакций разработана Н. Н. Семеновым. Согласно этой теории, горение представляет собой цепную реакцию с разветвляющимися цепями, когда один активный центр, вступая в реакцию, вызывает образование двух или более новых активных центров. В таких реакциях концентрация активных центров значительно выше равновесной и возрастает в ходе реакции. В связи с этим растет резко и скорость реакции.

Примером такой реакции является реакция горения водорода. Цепная реакция горения водорода протекает через промежуточное образование атомов водорода, кислорода и радикалов по следующему механизму:

$$H_2 + M = 2H + M, \qquad (а)$$

где M – инертная молекула.
Далее,

$$H + O_2 = OH + O; \qquad (б)$$

$$O + H_2 = OH + H; \qquad (в)$$

$$OH + H_2 = H_2O + H. \qquad (г)$$

Суммарная реакция может быть записана в виде уравнения

$$H + 3H_2 + O_2 = 2H_2O + 3H. \qquad (д)$$

Реакция (б) имеет наивысшую энергию активации и протекает медленнее, чем реакции (в) и (г), и определяет суммарную скорость процесса. Атомы водорода в этой реакции являются основными активными центрами.

Как видно из суммарного уравнения (д), вступление в реакцию одного атома водорода вызывает появление трех активных атомов H, начинается разветвление цепи, развивающееся далее по схеме:

$$\begin{array}{l} \qquad\qquad\quad O + H_2 \swarrow H + \ldots \\ H + O_2 \swarrow \qquad\quad OH + H_2 \swarrow H + \ldots \\ \qquad\qquad\quad OH + \quad H_2 \swarrow H_2O \end{array} \qquad (3.21)$$

Изменение скорости w цепной разветвленной реакции показано на рис. 3.1. По истечении индукционного периода $\tau_{инд}$ заканчивается накопление концентрации активных центров, после чего реакция саморазгоняется и скорость падает по мере израсходования реагирующих веществ.

Характерной особенностью реакции горения является их высокая экзотермичность. Поэтому на увеличение скорости горения будет оказывать влияние и температура.

Горение окиси углерода и углеводородов протекает также по механизму цепных реакций с разветвленными цепями. Экспериментально установлено, что скорость горения углеводородов меньше, чем H_2 и CO.

Процесс горения газового топлива состоит из нескольких стадий:

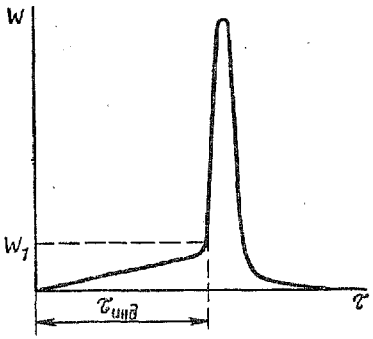


Рис. 3.1. Изменение скорости цепной разветвленной реакции

образования горючей смеси, подогрева смеси до температуры воспламенения и горения летучих.

Минимальная температура, при которой газ воспламеняется, называется температурой воспламенения. Эта температура не является физико-химической характеристикой, а зависит для каждого топлива от условий подвода и отвода теплоты и некоторых других факторов. Температура воспламенения водорода лежит в пределах 580...590 °С, оксида углерода 644...658 °С, метана 650...750 °С, этилена 542...547 °С, ацетилена 406...440 °С. Знание температуры воспламенения имеет большое практическое значение с точки зрения организации безопасного процесса горения, так как пределы воспламенения и пределы взрываемости газов совпадают.

Полное время сгорания топлива $\tau_г$ складывается из времени $\tau_д$, необходимого для подвода окислителя к топливу (смесеобразование) — диффузионная стадия процесса и времени $\tau_к$, необходимого для протекания самой химической реакции горения — кинетическая стадия горения:

$$\tau_г = \tau_д + \tau_к. \qquad (3.22)$$

При сжигании газа возможны два предельных случая. Если $\tau_д \gg \tau_к$, то $\tau_г \approx \tau_д$ и горение называется диффузионным. В этом случае процесс горения лимитируется в основном временем смесеобразования. Если $\tau_к \gg \tau_д$, то $\tau_г \approx \tau_к$ и горение лимитируется временем самой химической реакции.

В зависимости от способа подачи воздуха, необходимого для горения, возможны следующие виды сжигания газа: 1) горение однородной газовой смеси, когда сжигается предварительно подготовленная горючая смесь; 2) диффузионное горение, когда газ и воздух подаются порознь; 3) горение с недостаточным объемом воздуха (газ подается вместе с воздухом, но объем последнего недостаточен для полного горения).

Важнейшим условием интенсивного и полного горения является хороший контакт окислителя с горючим и хорошее смесеобразование газа с воздухом.

Диффузионный принцип сжигания осуществляется при раздельной подаче газа и воздуха. Различают диффузионное горение, ламинарное и турбулентное в зависимости от характера движения пламени (факела).

Особенностью ламинарного горения является крайне медленное смесеобразование и низкая интенсивность процесса из-за плохой теплопроводности газов. При ламинарном движении газа и воздуха смешение происходит только за счет молекулярной диффузии, а устойчивый фронт пламени, т. е. слой, отделяющий несгоревшую смесь от продуктов сгорания, устанавливается только в зоне стехиометрического состава смеси. Для реакций, протекающих в пламени при ламинарном режиме горе-

ния, в качестве основной характеристики принимают скорость нормального распространения пламени $u_н$ (м/с), представляющую собой линейную скорость перемещения фронта пламени по направлению, нормальному к поверхности фронта в данной точке. В смеси, движущейся навстречу пламени со скоростью $w = u_н$, фронт пламени занимает стационарное положение. Выражение для расчета нормальной скорости может быть получено из теплового баланса для стационарного плоского фронта пламени как равенство теплоты, воспринимаемой продуктами горения $u_н c_р (T_г - T_0)$ и теплотой, передаваемой теплопроводностью свежей горючей смеси, $q = -\lambda (\partial t/\partial n) = (\lambda/\delta)\Delta t$.

Считая δ равной толщине зоны горения $\delta_{хим} = u_н \tau_{хим}$, получим

$$u_н = \sqrt{a/\tau_{хим}}, \qquad (3.23)$$

где a – коэффициент температуропроводности; τ – время химической реакции в зоне горения (время сгорания).

Из выражения (3.23) следует важный качественный вывод, что скорость распространения пламени зависит от теплофизических свойств горючей смеси и времени сгорания $\tau_{хим}$. Так как время сгорания $\tau_{хим}$ пропорционально средней скорости химических превращений и зависит от температуры и состава смеси в зоне реакции, то $u_н$ зависит существенно от этих параметров. Таким образом, нормальная скорость распространения пламени в известной степени может характеризовать закономерности химических превращений, происходящих в зоне горения.

Распределение температур и концентраций в зоне горения зависит от соотношения между коэффициентами температуропроводности и диффузии. Особенностью ламинарного диффузионного горения является растянутый характер факела (рис. 3.2).

Сжигание термически неустойчивых газов в этом случае сопряжено с большим химическим недожогом, поэтому такое сжигание в практике используется редко.

Диффузионное горение газа в турбулентном потоке характеризуется более сложным механизмом горения по сравлению с ламинарным. Сильное влияние на длину факела оказывает закручивание струи газа и воздуха и угол встречи этих струй. Меняя эти параметры, можно управлять длиной факела в очень широких пределах. Благодаря преимуществам закрученного потока обеспечивается хорошее смесеобразование и интенсивное горение.

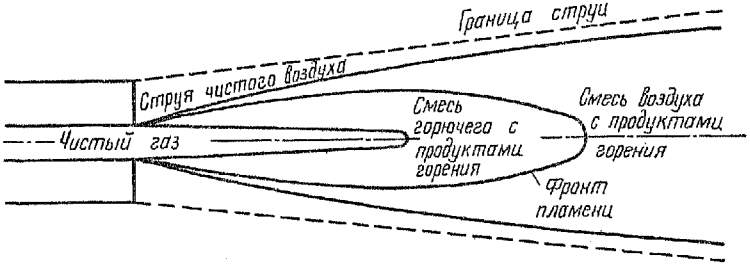


Рис. 3.2. Структура ламинарного диффузионного факела

Переход ламинарного диффузионного горения в турбулентное для большинства газов происходит при числах Рейнольдса $Re > 2200$.

Турбулентная скорость распространения пламени больше, чем нормальная скорость при ламинарном горении за счет интенсивного перемешивания слоев газа, за счет турбулентной составляющей температуропроводности и турбулентной составляющей диффузии. Скорость химического взаимодействия (горения) при этом увеличивается, а $\tau_к$ сокращается. Турбулентная скорость распространения пламени может быть определена зависимостью $u_т = \sqrt{(a + a_t)/\tau}$, а соотношение скоростей — формулой

$$u_т/u_н \sim \sqrt{Re}. \qquad (3.24)$$

Величина химической неполноты сгорания в турбулентном потоке значительно ниже, так как при высокой интенсивности процесса уменьшается время нагрева газа и снижается возможность термического разложения углеводородов.

Турбулентный диффузионный факел обеспечивает более равномерное распределение температур и более равномерную теплоотдачу в рабочем пространстве топочной камеры и применяется в основном, когда газ сжигается в больших количествах.

Сжигание газа с недостаточным количеством воздуха применяется с целью получения нейтральной защитной атмосферы в муфельных и электрических нагревательных печах. Нагрев стальных изделий в защитной атмосфере предохраняет их от окисления и обезуглероживания. При сжигании газа с количеством воздуха, составляющим 0,7...0,8 от теоретического, в продуктах горения содержатся CO и H_2, а при снижении количества воздуха обнаруживаются метан и тяжелые углеводороды. Сжигание при малом количестве воздуха сопровождается крекингом углеводородов с выделением сажи.

Для устойчивого горения газа с малым содержанием воздуха, например, для природного газа и бутана (< 0,6), для коксового газа (< 0,45) требуется дополнительный обогрев реактора для поддержания температуры в зоне горения не ниже 1000 °C. При температуре порядка 1000 °C, как показывает опыт, можно считать, что продукты горения находятся в условиях химического равновесия. Поэтому в основу расчета составов защитных атмосфер могут быть положены значения констант равновесия газовых реакций и уравнений материального баланса.

При горении жидкого топлива физическими стадиями процесса являются распыление топлива, прогрев его, испарение и образование горючей смеси. В связи с этим при сжигании жидкого топлива возможны два случая:

сжигание легко испаряющихся топлив, когда топливо заранее испаряется, смешивается с воздухом и горючая гомогенная смесь подается в камеру сгорания. В этом случае механизм и закономерности горения жидкого топлива ничем не отличаются от горения газообразного;

сжигание топлива в жидком состоянии. Такое сжигание применяют в случае трудноиспаряющихся топлив (мазут, смолы, соляровое масло) в топках паровых котлов, в промышленных печах, в дизелях. В настоя-

щее время не существует достаточно строгой теории горения топлива в жидком состоянии. Установлено, что горение жидкого топлива возможно только в паровой фазе, так как температура кипения жидких топлив всегда ниже температуры самовоспламенения.

Существуют нижний и верхний пределы вспышки жидкого топлива. Нижний предел соответствует наинизшей температуре жидкого топлива, при которой пары над ним в смеси с воздухом способны загораться от внешнего источника зажигания. Верхнему пределу соответствует температура жидкого топлива, при которой оно воспламеняется и горит вслед за вспышкой паров.

При нагревании жидкого топлива с недостатком воздуха происходит испарение углеводородов и их разложение. Продукты разложения, сажистый углерод и высокомолекулярные углеводороды дожигаются с большими трудностями. В этом случае воздушный распыл топлива по сравнению с паровым способствует окислительным процессам горения. Парообразные углеводороды окисляются с образованием CO_2 и H_2:

$$2C_mH_n + mO_2 = 2mCO_2 + nH_2.$$

Интенсификация сжигания жидкого топлива связана главным образом с интенсификацией распыливания и испарения. Для тонкого однородного распыления и смесеобразования служат форсунки различного типа (механические, паровые, воздушные и др.). Назначение процесса распыливания или пульверизации состоит в увеличении поверхности контакта жидкости с воздухом. За счет излучения в топочном пространстве испарение и термическое разложение интенсифицируются.

В случае наличия в зоне горения сажистого углерода факел получается красным светящимся. Сжигание с предварительным смешением паров топлива воздуха изменяет характер пламени, делает его синеватым, прозрачным.

Воспламенение топлива происходит не сразу на выходе из форсунки, а на некотором расстоянии, там, где создаются благоприятный состав смеси и достаточно высокая температура (рис. 3.3). В том случае, когда обеспечиваются турбулизация струи и ее закручивание, как и при

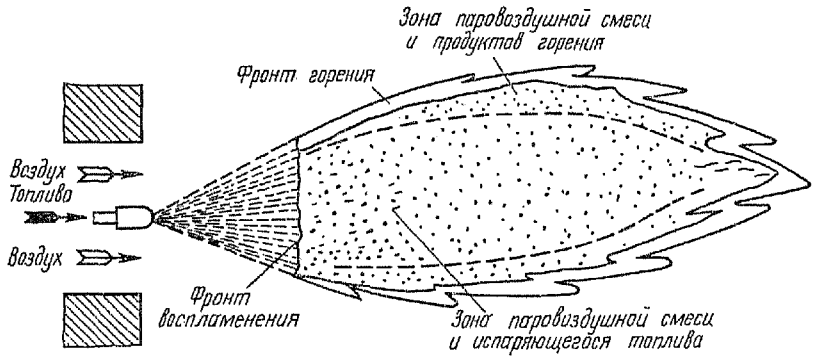


Рис. 3.3. Структура факела жидкого топлива

сжигании газа, факел получается короткий, а сжигание более полное. Высокая эффективность горения жидкого топлива достигается в циклонных топках.

Тепловое напряжение топочного пространства в этом случае может достигать 5...10 мВт/м^3.

Гетерогенное горение. Горение твердого топлива представляет собой сложный физико-химический процесс, состоящий из ряда последовательных и параллельных стадий: тепловая подготовка, включающая подсушку, выделение летучих и образование кокса; горение летучих и кокса с образованием дымовых газов и негорючей золы.

Влага из топлива испаряется при температуре порядка 100 °С, а температура начала выхода летучих зависит от геологического возраста топлива. Так, для бурых углей выделение летучих начинается при 150...170 °С, а для антрацита – при температуре порядка 400 °С.

Механизм горения топлива определяется горением кокса – углерода, составляющего основную горючую часть твердого топлива.

Летучие вещества оказывают влияние на горение кокса, так как воспламеняются раньше и способствуют прогреву частиц кокса, горение кокса начинается обычно после выгорания летучих.

Зола топлива является нежелательной примесью. Она снижает теплоту сгорания топлива, уменьшает горючую часть и при значительных количествах ее в топливе затрудняет доступ окислителя к коксу. Горение может быть осложнено шлакованием частиц горючего, если температура в зоне горения превышает температуру плавления золы.

В общем виде горение углерода может быть описано следующей схемой:

$$C + O_2 = CO_2; \qquad (а)$$

$$2C + O_2 = 2CO; \qquad (б)$$

$$C + CO_2 = 2CO; \qquad (в)$$

$$2CO + O_2 = 2CO_2. \qquad (г)$$

При пористой структуре углерода (кокса) процесс горения протекает не только на поверхности, но и в объеме частицы. Горение может протекать как в кинетической, так и в диффузионной областях, результирующая скорость горения определяется более медленным процессом.

При относительно низкой температуре (< 900 °С) скорость химической реакции меньше, чем скорость диффузии окислителя к поверхности углеродного тела, скорость горения определяется кинетикой химической реакции на поверхности.

При очень высоких температурах скорость химической реакции настолько возрастает, что процесс горения в целом начинает определяться скоростью диффузии, скоростью подвода окислителя, т. е. гидродинамическими факторами. Зависимость изменения скорости горения от температуры t и соотношение кинетической и диффузионной областей горения показано на рис. 3.4. Скорость диффузионного горения не зависит от температуры и растет с увеличением относительной скорости w газового потока окислителя и уменьшением размера d частиц.

Часто процесс горения твердого топлива характеризуется скоростями

горения, лежащими в промежуточной области. Для оценки возможности интенсификации горения твердого топлива можно воспользоваться выражением для скорости выгорания углерода:

$$\frac{dC}{d\tau} = k_p C S_v,$$

где k_p – результирующая константа скорости реакции; C – концентрация окислителя; S_v – относительная поверхность топлива в единице объема топочной камеры, занятого горящим топливом.

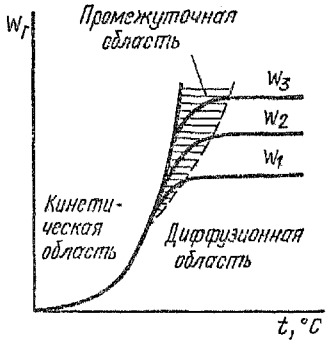


Рис. 3.4. Изменение скорости горения от температуры

§ 3.3. РАСЧЕТЫ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ ТОПЛИВ

Все расчеты процессов горения топлив ведутся на основе стехиометрических уравнений.

Расход воздуха на сжигание 1 кг топлива. Объем воздуха, необходимый для сжигания 1 кг твердого или жидкого топлива, определяется на основе расчета стехиометрических уравнений реакции горения. Ниже приведены реакции полного горения топлива:

$$C + O_2 = CO_2;\ 2H_2 + O_2 = 2H_2O;\ S + O_2 = SO_2.$$

Относя эти уравнения к 1 кг топлива и выражая расход кислорода в объемных единицах, получим необходимый объем ($м^3$) кислорода на 1 кг каждой составляющей горючей массы топлива:

для углерода

$$12{,}01 \text{ кг } C + 32 \text{ кг } O_2 = 44{,}01 \text{ кг } CO_2;$$

для дожигания 1 кг углерода до CO_2 требуется кислорода

$$1 \text{ кг } C + 1{,}866 \text{ м}^3 \ O_2 = 1{,}866 \text{ м}^3 \ CO_2.$$

Аналогично ведется расчет для водорода:

$$4 \text{ кг } H_2 + 32 \text{ кг } O_2 = 36 \text{ кг } H_2O;$$

$$1 \text{ кг } H_2 + 5{,}56 \text{ м}^3 \ O_2 = 11{,}12 \text{ м}_3 \ H_2O.$$

Для серы

$$32 \text{ кг } S_{op+k} + 32 \text{ кг } O_2 = 64 \text{ кг } SO_2;$$

$$1 \text{ кг } S_{op+k} + 0{,}7 \text{ м}^3 \ O_2 = 0{,}7 \text{ м}^3 \ SO_2.$$

Суммируя затраты кислорода на сжигание горючих элементов, содержащихся в 1 кг топлива и вычитая кислород топлива, получим теоретически необходимый объем кислорода для сжигания 1 кг твердого или жидкого топлива V_{O_2} ($м^3$/кг) при нормальных условиях:

$$V^0_{O_2} = 1{,}866 \frac{C^p}{100} + 5{,}56 \frac{H^p}{100} + 0{,}7 \frac{S^p_{op+k}}{100} - \frac{O^p}{100\rho_{O_2}}, \qquad (3.25)$$

где $C^р$, $H^р$, $S^р$, $O^р$ – массовое содержание горючих элементов в топливе, %, которое берут на основании лабораторных анализов или из таблиц топлив; ρ_{O_2} – плотность кислорода при нормальных физических условиях, равная 1,428 кг/м^3.

Для сгорания 1 м^3 газового топлива теоретически необходимый объем кислорода (м^3/м^3) рассчитывается аналогично:

$$V^0_{O_2} = 0{,}01\left[0{,}5CO + 0{,}5H_2 + 1{,}5H_2S + \sum\left(m + \frac{n}{4}\right)C_mH_n - O_2\right]. \quad (3.26)$$

В атмосферном воздухе содержится 21 % кислорода по объему, поэтому теоретический его расход на горение составляет, м^3/кг (м^3/м^3):

$$V^0 = V^0_{O_2}/0{,}21. \quad (3.27)$$

Объем теоретически необходимого воздуха для сжигания 1 кг твердого или жидкого топлива выразится формулой, м^3/кг:

$$V^0 = 0{,}0889\,(C^р + 0{,}375S^р_{ор+к}) + 0{,}265H^р - 0{,}0333O^р. \quad (3.28)$$

При сжигании сухого газового топлива расчет ведется по формуле, м^3/м^3:

$$V^0 = 0{,}0476\left[0{,}5CO + 0{,}5H_2 + 1{,}5H_2S + \sum\left(m + \frac{n}{4}\right)C_mH_n - O_2\right]. \quad (3.29)$$

В практических условиях работы топочных устройств не удается осуществить полное горение топлива с теоретическим количеством воздуха. Причинами этого могут быть неравномерная подача воздуха, плохое перемешивание воздуха с топливом, несовершенства топочных устройств и др. Для достижения полноты горения топлива воздух в топочную камеру подают с некоторым избытком $V_д > V^0$. Отношение действительного объема воздуха $V_д$ к теоретически необходимому V^0 называется коэффициентом избытка воздуха:

$$\alpha = V_д/V^0 > 1, \quad (3.30)$$

откуда действительный объем воздуха

$$V_д = \alpha V^0. \quad (3.31)$$

Избыточный объем воздуха

$$V_{изб} = \Delta V = V_д - V^0 = (\alpha - 1)\,V^0. \quad (3.32)$$

Коэффициент избытка воздуха в зависимости от вида топлива и способа его сжигания колеблется в пределах 1, 01 ... 1,5 и выше. Чем благоприятнее условия для смешивания воздуха с топливом, тем избыток воздуха может быть меньшим.

Состав и объем продуктов сгорания 1 кг топлива. При полном сгорании топлива топочные газы содержат продукты полного окисления элементов горючей массы топлива, т. е. CO_2 и H_2O. Поэтому состав сухих газов в процентах по объему может быть представлен суммой:

$$CO_2 + SO_2 + O_2 + N_2 = 100. \quad (3.33)$$

Обозначая объем трехатомных газов RO_2, получим выражение (3.15)

в виде

$$RO_2 + O_2 + N_2 = 100. \quad (3.34)$$

Полный объем топочных газов представляет сумму сухих газов $V_{с.г}$ и водяных паров $V_{в.п}$, м^3/кг:

$$V_г = V_{с.г} + V_{в.п}, \quad (3.35)$$

где $V_{с.г} = V_{RO_2} + V_{O_2} + V_{N_2}$ и $V_{RO_2} = V_{с.г}\frac{RO_2}{100}$; $V_{O_2} = V_{с.г}\frac{O_2}{100}$; $V_{N_2} = V_{с.г}\frac{V_{N_2}}{100}$.

Для твердых и жидких топлив (кроме сланцев) объем трехатомных газов определяется, как и расход кислорода, на основании расчета уравнения соответствующей реакции. Для углерода $C + O_2 = CO_2$, или 12 кг $C + 32$ кг $O_2 = 44$ кг CO_2; 1 кг $C + (32/12)$ кг $O_2 = 44/(12 \cdot 1{,}964)$ м^3 CO_2, т. е. на 1 кг углерода топлива получается следующий объем углекислого газа:

$$44/(12 \cdot 1{,}964) = 1{,}866 \text{ м}^3.$$

Здесь 1,964 – плотность CO_2 при нормальных условиях, кг/м^3. Аналогично определяются V_{SO_2} и V_{H_2O}.

Суммарный объем трехатомных газов определяется по формуле, м^3/кг:

$$V_{RO_2} = 1{,}866\frac{C^р}{100} + 0{,}7\frac{S^р_{ор+к}}{100} = 0{,}01866(C^р + 0{,}0375S^р_{ор+к}) = 0{,}01866K^р, \quad (3.36)$$

где $K^р = C^р + 0{,}0375S^р_{ор+к}$.

При сжигании сланцев объем трехатомных газов дополнительно включает в себя продукты разложения карбонатов.

Теоретический объем азота топлива и воздуха в продуктах горения определяется по формуле

$$V^0_{N_2} = \frac{79}{21}V^0_{O_2} + \frac{N^р}{100 \cdot 1{,}251} = 3{,}76V^0_{O_2} + 0{,}008N^р,$$

или

$$V^0_{N_2} = 0{,}79V^0 + 0{,}008N^р, \quad (3.37)$$

где 1,251 – плотность азота при нормальных условиях, кг/м^3.

Водяной пар в топочных газах получается в результате сгорания водорода в количестве $9H^р/(100 \cdot 0{,}804) = 0{,}111H^р$ и испарения влаги топлива $W^р/(100 \cdot 0{,}804) = 0{,}0124W^р$. Кроме того, влага поступает с воздухом, идущим на горение. При влагосодержании воздуха $d_в = 10$ г/кг или 13 г/м^3 объем водяного пара при испарении влаги воздуха составит

$$d_в V^0/(1000 \cdot 0{,}804) = 0{,}0161.$$

При наличии парового (форсуночного) дутья $G_ф$ (кг/кг) в продуктах горения будет содержаться этот пар в объеме $G_ф/0{,}804 = 1{,}24G_ф$. В этих формулах 0,804 – плотность водяного пара при нормальных условиях, кг/м^3.

Таким образом, теоретический объем водяного пара определяется

суммированием по формуле, м³/кг:

$$V^0_{H_2O} = 0{,}111H^p + 0{,}0124W^p + 0{,}016V^0 + 1{,}24G_ф. \quad (3.38)$$

Аналогично определяется объем продуктов сгорания газового топлива. Расчетные формулы в этом случае имеют следующий вид, м³/м³:

$$V_{RO_2} = 0{,}01\,(CO_2 + CO + H_2S + \sum mC_mH_n); \quad (3.39)$$

$$V^0_{N_2} = 0{,}79V^0 + 0{,}01N_2; \quad (3.40)$$

$$V^0_{H_2O} = 0{,}01\left(H_2 + H_2S + \sum \frac{n}{2}C_mH_n + 0{,}124d_г + 0{,}124d_в V^0\right), \quad (3.41)$$

где $d_г$ – влагосодержание газового топлива, г/м³.

При коэффициенте расхода воздуха $\alpha > 1$ продукты сгорания содержат дополнительный объем воздуха и влагу этого воздуха. Поэтому для твердого, жидкого и газового топлив расчет объема продуктов сгорания ведется по формулам, м³/кг (м³/м³):

$$V_{с.г} = V_{RO_2} + V^0_{N_2} + (\alpha + 1)\,V^0; \quad (3.42)$$

$$V_{H_2O} = V^0_{H_2O} + 0{,}0161\,(\alpha - 1)\,V^0; \quad (3.43)$$

$$V_г = V_{с.г} + V_{H_2O}. \quad (3.44)$$

При испытании действующих агрегатов для определения состава дымовых газов пользуются различными газоанализаторами, из которых наибольшее распространение нашел химический газоанализатор Орса, основанный на избирательном поглощении продуктов сгорания соответствующими реактивами.

Водяные пары конденсируются и полученные результаты анализа относятся только к сухим продуктам сгорания. Для полного горения: $V_{с.г} = V_{RO_2} + V_{N_2} + V_{O_2}$, или в процентах по объему: $RO_2 + N_2 + O_2 = 100$.

Так как $V_{с.г} = (V_{RO_2}/RO_2)\,100$, то подставив V_{RO_2} из (3.36), получим

$$V_{с.г} = 0{,}01866K^p/RO_2, \quad (3.45)$$

где $K^p = C^p + 0{,}375S^p$; C^p и S^p – в %.

Зная состав продуктов горения по данным анализа газов, можно определить коэффициент избытка воздуха при полном горении

$$\alpha = \frac{V_д}{V^0} = \frac{V_д}{V_д - V_{изб}} = 1/\left(1 - \frac{V_{изб}}{V_д}\right) = 1/\left(1 - \frac{79O_2}{21N_2}\right) =$$

$$= 1/\left(1 - \frac{79}{21}\,\frac{O_2}{100 - (RO_2 + O_2)}\right), \quad (3.46)$$

где $V_{изб}$ – избыточный объем воздуха; коэффициенты 79 и 21 – объемное содержание азота и кислорода в воздухе, %. В случае неполного горения до CO коэффициент избытка воздуха рассчитывается по формуле

$$\alpha = 1/\left(1 - \frac{79}{21}\,\frac{O_2 - 0{,}5CO}{N_2}\right) = 1/\left(1 - 3{,}67\frac{O_2 - 0{,}5CO}{100 - (RO_2 + O_2)}\right). \quad (3.47)$$

При расчетах топочных устройств, печей и парогенераторов необходимы данные о парциальном давлении трехатомных газов и водяных паров, обладающих излучательной способностью. В этом случае парциальные давления определяются по объемным долям компонентов по формулам для газовых смесей:

$$p_{RO_2} = p\,(V_{RO_2}/V_г); \tag{3.48}$$

$$p_{H_2O} = p\,(V_{H_2O}/V_г), \tag{3.49}$$

где p — общее давление продуктов сгорания, равное при отсутствии наддува атмосферному, т. е. 0,0981 МПа.

Энтальпия продуктов сгорания. Энтальпия продуктов сгорания 1 кг твердого топлива или 1 м^3 газообразного топлива может быть вычислена по известной формуле

$$H = V_г c_г t_г, \tag{3.50}$$

где $V_г$ — объем продуктов сгорания, м^3/кг; $c_г$ — средняя объемная теплоемкость при постоянном давлении продуктов сгорания, МДж/м^3; $t_г$ — температура газа, °С.

Обычно в таблицах наряду с теплоемкостями приводятся объемные энтальпии продуктов сгорания $h = c_p t$. Тогда расчет энтальпии продуктов полного горения при $\alpha = 1$ проводится по формуле, МДж/кг (МДж/м^3):

$$H_г^0 = V_{RO_2}\,(ct)_{RO_2} + V_{N_2}^0\,(ct)_{N_2} + V_{H_2O}\,(ct)_{H_2O}. \tag{3.51}$$

С учетом избыточного воздуха $(\alpha - 1)\,V^0$:

$$H_г = H_г^0 + (\alpha - 1)\,H_в^0, \tag{3.52}$$

где $H_в^0 = V^0\,(ct)_в$ — энтальпия теоретически необходимого объема воздуха и $(ct)_в$ — энтальпия 1 м^3 влажного воздуха, МДж/м^3.

При определении $(ct)_{RO_2}$ учитывается, что содержание SO_2 в продуктах сгорания относительно мало и значение энтальпии берется, как для CO_2.

По приведенным формулам могут быть рассчитаны энтальпии продуктов сгорания заданного топлива для разных значений коэффициентов избытка воздуха α и построена Ht-диаграмма.

Пользуясь Ht-диаграммой, можно легко определить энтальпию продуктов горения при любой заданной температуре.

§ 3.4. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ТОПОЧНЫХ УСТРОЙСТВ

Топочным устройством или топкой называется часть промышленной установки, предназначенная для сжигания топлива с целью получения продуктов сгорания высокой температуры и высокой энтальпии.

По определению Г. Ф. Кнорре, с точки зрения химической технологии топочное устройство представляет собой своеобразный реактор, в котором поддерживается необходимый уровень протекания окислительного процесса и производительность которого определяется вводи-

мой в него в единицу времени массой горючей смеси и объемом отводимых продуктов сгорания.

В зависимости от вида и свойств сжигаемого топлива топочные устройства делятся на слоевые и камерные. В слоевых топках основная масса твердого топлива сжигается в слое. В камерных топках может сжигаться топливо любого агрегатного состояния во взвешенном состоянии. Однако, если сжигание газообразного и жидкого топлива не требует предварительной подготовки, твердое топливо должно быть размолото до пылевидного состояния в специальных пылеприготовительных установках.

Промежуточным типом между слоевыми и камерными топками являются топки с «кипящим» слоем топлива, когда слой топлива разрыхляется потоком воздуха, проходящим через слой с большой скоростью.

Основным показателем, характеризующим работу топки, является тепловое напряжение топочного объекта q_v (кВт/м^3), представляющее собой отношение

$$q_v = \frac{BQ_н^р}{V_т}, \tag{3.53}$$

где B – расход топлива, кг/с; $Q_н^р$ – низшая теплота сгорания рабочей массы топлива, кДж/кг; $V_т$ – объем топочного пространства, м^3.

Оптимальное значение q_v лежит в пределах 140...460 кВт/м^3 и зависит от конструкции топки, качества топлива и способа его сжигания. При увеличении q_v увеличиваются потери теплоты в топке от химического q_3 и механического q_4 недожога.

Для топок слоевого сжигания необходимой характеристикой, кроме того, является тепловое напряжение зеркала горения, кВт/м^2:

$$q_R = \frac{BQ_н^р}{R}, \tag{3.54}$$

где R – площадь колосниковой решетки (зеркала горения), м^2.

Оптимальные значения q_R лежат в пределах 900...3000 кВт/м^2 и зависят от характеристик топлива и типа топочного устройства.

Потеря теплоты от химической неполноты сгорания имеет место в том случае, если в дымовых газах появляются продукты неполного горения (CO, H_2 и др.). Химическая неполнота сгорания увеличивается при недостаточном количестве воздуха в топке, недостаточно интенсивном перемешивании воздуха с горючими газами в топке, низкой температуре в топке или недостаточно развитом объеме топочной камеры.

Потеря теплоты q_4 от механической неполноты сгорания связана с тем, что частицы твердого топлива не сгорают полностью, а уносятся из топки с дымовыми газами, проваливаются через прорезы колосниковой решетки или удаляются из топки со шлаками. Потери от механической неполноты сгорания зависят от свойств топлива, конструкции топочного устройства и ее конфигурации, а также от тепловой нагрузки зеркала горения.

При проектировании топочных устройств оптимальные значения q_v, q_R, q_3 и q_4 задают, исходя из практики эксплуатации аналогичных устройств.

При расчете теплообмена в топке важной характеристикой является теоретическая температура горения, под которой понимают адиабатическую температуру горения при существующем коэффициенте избытка воздуха в топке. Теоретическая температура горения – это та, которую можно получить при отсутствии теплообмена в топке, она является максимально возможной при сжигании данного топлива. Вследствие интенсивного лучистого теплообмена в топочной камере температура продуктов сгорания, естественно, всегда ниже. Наряду с теоретической температурой горения важным параметром, характеризующим работу топки, является температура газов, покидающих топку. Эта температура должна быть ниже размягчения золы данного топлива. Для большинства отечественных твердых топлив она составляет 1100 °С. Снижение температуры в топке до этого значения достигается чаще всего установкой дополнительных трубчатых теплообменных поверхностей, которые называются экранами.

Камерные топки для сжигания газообразного и жидкого топлив. Если сжигается газовое или жидкое топливо (или газовое вместе с жидким), то топочная камера выполняется с горизонтальным или слегка наклонным подом. Тепловое напряжение топочного объема при сжигании газового и жидкого топлив одно и то же, поэтому в камерных топках для сжигания газа можно сжигать и мазут. Форсунки для подачи и распыления жидкого топлива, а также газовые горелки располагаются фронтально, встречно или по углам топки.

По способу распыливания жидкого топлива форсунки делятся на механические, паровоздушные и комбинированные. Распыливание топлива в механических форсунках (рис. 3.5, *а – в*) происходит под действием кинетической энергии струи самого мазута, вытекающего через сопловые отверстия в головке форсунки.

В паровоздушных форсунках (рис. 3.5, *г, д*) для распыливания мазута используется кинетическая энергия струи пара (или воздуха). Тонкость распыливания связана со скоростью паровой струи. В комбинированных форсунках (рис. 3.5, *е*) мазут распыливается за счет совместного действия давления струи топлива и энергии распыливающей среды. Паровые форсунки просты по конструкции, но расходуют много пара и поэтому применяются лишь в качестве растопочных устройств.

Более экономичны форсунки с механическим распыливанием. Тонкость распыливания в механических форсунках зависит от размера отверстий форсунок и вязкости мазута. Для уменьшения вязкости мазут перед подачей подогревают до 100...120 °С. В этом случае оборудование получается более дорогим, однако расходы на 1 кг сжигаемого топлива ниже, чем при паровых форсунках.

Мазут к форсункам подается насосом под давлением 2,5...3,5 МПа. Производительность механических форсунок 0,055...1,1 кг/с. При сжигании мазута в установках средней и большой производительности стены топочной камеры экранируют, а под выкладывают огнеупорным кирпичом с воздушным или водяным охлаждением.

В последние годы для сжигания мазута все чаще используют циклонные топки. Принципиальная схема циклонного процесса показана на рис. 3.6. Циклонные топки применяются в энерготехнологических

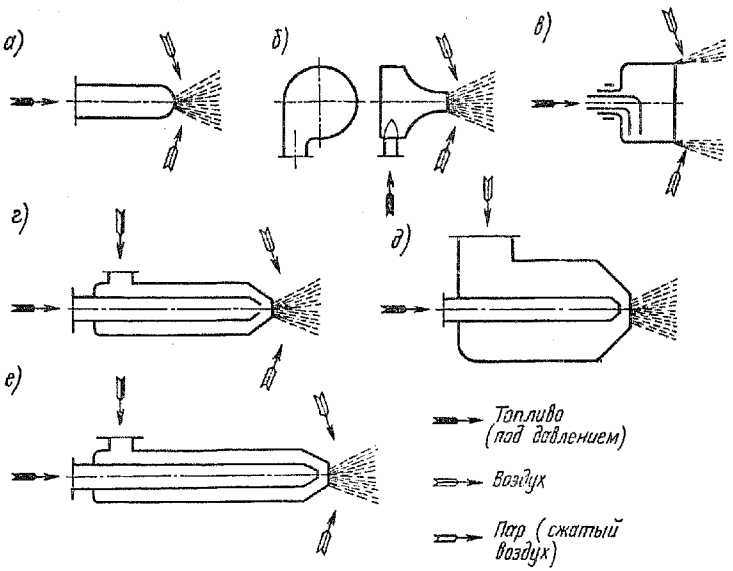


Рис. 3.5. Форсунки для жидкого топлива: прямоструйная (*а*); центробежная (*б*); вращающаяся (*в*); высокого (*г*) и низкого (*д*) давления; комбинированная (*е*)

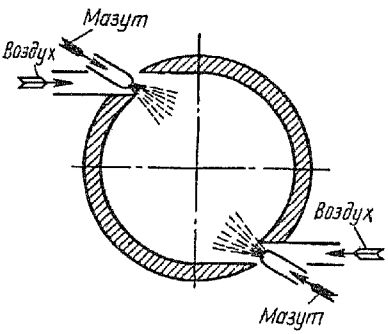


Рис. 3.6. Схема установки мазутных форсунок в соплах циклонной камеры

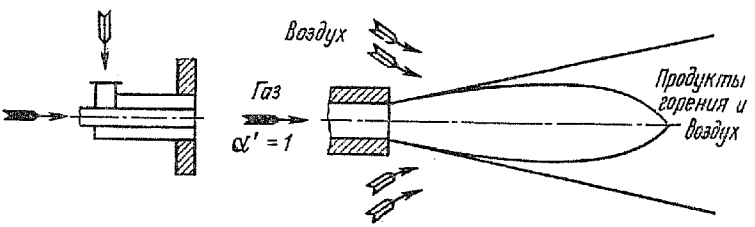


Рис. 3.7. Принципы организации сжигания газового топлива

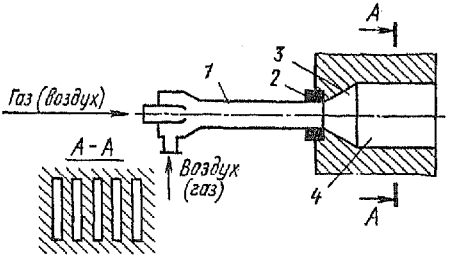


Рис. 3.8. Схема беспламенной горелки:
1 – смесительное устройство;
2 – водоохлаждаемая форма;
3 – форкамера; *4* – разделительные кирпичные столбики

циклонных установках для комбинированной выработки технологической и энергетической продукции.

Для сжигания природного газа применяются горелки с внешним смещением и горелки инжекционного типа. Горелки служат для подачи газа и воздуха в топку в количествах, необходимых для устойчивого процесса горения.

Для горелок с внешним смешением газа и воздуха характерен длинный видимый светящийся факел с диффузионным режимом горения. Такие горелки называются диффузионными. Для обеспечения наиболее благоприятных условий сгорания газа необходимо весь воздух подавать к корню факела, к устью горелки (рис. 3.7).

Смешение газа и воздуха происходит в самой топочной камере.

Инжекционные горелки с полным внутренним смешением газа с воздухом дают короткий несветящийся факел. Такие горелки называют беспламенными (рис. 3.8). Сжигание газа в таких горелках идет по кинетическому механизму.

В зависимости от давления подаваемого газа горелки делятся на горелки низкого (до 2000 Па) и среднего давления (до 70 000 Па). В газовых горелках скорость выхода воздуха 20...35 м/с, выхода газа 25...150 м/с. Важным показателем работы горелки и организации сжигания топлива является соотношение объемов сжигаемого газа и воздуха. Для сжигания, например, 1 м^3 доменного газа, отличающегося низкой теплотой горения, требуется около 1,6 м^3 горячего воздуха при 270 °С, а при сжигании природного газа, теплота сгорания которого на порядок выше, требуется около 20 м^3 горячего воздуха на 1 м^3 газа. При сжигании природного газа в топках развиваются высокие температуры, поэтому топки должны быть экранированы.

В табл. 3.6 приводятся основные характеристики камерных топок для различных видов топлива.

Таблица 3.6

Топливо	q_v, кВт/м^3	$\alpha_т$	q_3	q_4
Мазут	280	1,10	0,5	0
Природный или попутный газ, коксовый газ	350...460	1,10	0,5	0
Доменный газ	230	1,10	0,5	0

Основные типы слоевых топок для сжигания твердых топлив. Топочные устройства для слоевого сжигания топлива просты в эксплуатации, пригодны для различных топлив, не требуют больших объемов топочной камеры и большого расхода энергии на собственные нужды. Обслуживание топок со слоевым сжиганием включает операции подачи топлива в топку, шурование (перемешивание) топлива и шлакоудаление. По методу обслуживания и степени механизации этих операций топки подразделяются на топки (рис. 3.9): *а* – с ручным обслуживанием; *б* – полумеханизированные; *в* – механизированные.

В топках с ручным и механическим забросом топлива свежее топливо подается на слой горящего, а воздух поступает снизу под решетки. Структура горящего слоя при верхней загрузке топлива может быть представлена в виде трех зон (рис. 3.10): свежее топливо, горящий кокс и непосредственно на колосниковой решетке – шлак. В верхнем слое свежая порция топлива прогревается, подсушивается, из топлива выделяется влага, затем выделяются летучие, в основном сгорающие в топочной камере. На процесс подготовки топлива к горению затрачивается часть теплоты, выделяющейся при горении. Образующийся после выделения летучих кокс постепенно опускается, сгорает, а шлак стекает вниз, охлаждается, гранулируется, скапливается на колосниковой решетке и с нее удаляется. Шлак защищает решетку от перегрева и при условии регулярной шуровки слоя способствует равномерному распределению воздуха по слою. Воздух, подаваемый под слой топлива, называется первичным. Если воздух подается дополнительно, минуя слой топлива, непосредственно в топочную камеру, то такой воздух называется вторичным.

Нижняя зона горящего слоя топлива называется окислительной (зона с избытком кислорода). В слоях, расположенных выше, концентрация кислорода снижается, а концентрация CO_2 достигает максимальных значений. В этой зоне, которая называется восстановительной, диоксид углерода восстанавливается до оксида по уравнению

$$CO_2 + C = 2CO.$$

Реакция восстановления эндотермическая, поэтому температура по высоте слоя снижается. Восстановительная зона толще, чем окислительная, а интенсивность дутья на толщину зон не влияет, так как скорость химических реакций в слое во много раз больше скорости смесеобразования и реакция протекает в диффузионной области.

В слоевых топках оптимальная толщина слоя топлива зависит главным образом от размера кусков топлива. Предел утолщения слоя устанавливается появлением CO в продуктах сгорания. Для крупнокускового топлива толщина слоя больше, чем для мелкого. Бурые угли, например, сжигаются в слое до 70 мм, а дрова – в слое до 700 мм. В топках для сжигания влажных низкосортных топлив устанавливаются отражательные своды. В топках с механическими забрасывателями подача топлива осуществляется вращающимся ротором с лопастями или пневматическим забрасывателем (ПМЗ) – струей воздуха.

Топка (см. рис. 3.9, *в*) с ПМЗ предназначена для установок малой мощности и сжигания бурых, каменных углей и малозольных антра-

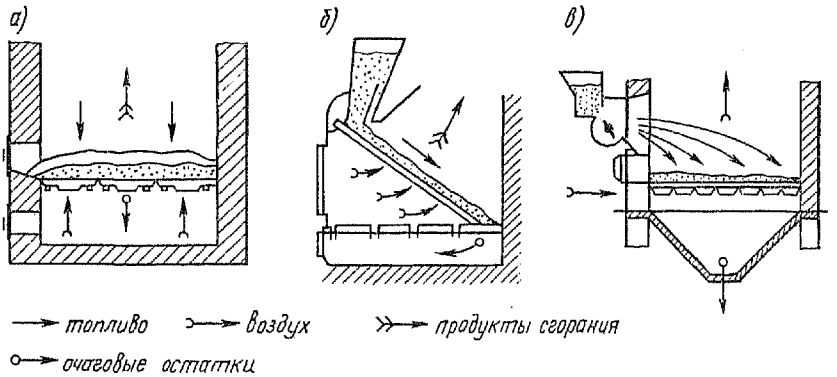


Рис. 3.9. Схемы топок для сжигания топлива в слое: с ручной горизонтальной колосниковой решеткой (*а*), с наклонной решеткой (*б*), механизированная (*в*)

цитов. Для сжигания кускового торфа в установках малой мощности используются шахтные топки с наклонной решеткой (см. рис. 3.9, *б*). Угол наклона решетки (30...35 °) рассчитан на то, чтобы топливо по мере сгорания под действием своего веса продвигалось вниз. На горизонтальных колосниках происходит догорание топлива.

В топке осуществляется зонное дутье, т. е. подается воздух в разном количестве на разные участки решетки в соответствии со стадиями горения в той или иной зоне. Наименьшее количество воздуха подается на начало решетки в зону подогрева и подсушки, а также в конец решетки в зону дожига. В центральную зону на собственно процесс горения воздуха подается больше.

В шахтной топке может сжигаться и фрезерный торф. В этом случае его подают через загрузочное отверстие в своде на слой горящего кускового торфа в количестве 30...35 % от общего количества торфа в топке.

К полумеханическим топкам относится топка с наклонно-переталкивающей решеткой для сжигания горючих сланцев, бурых углей с большой влажностью и зольностью и каменных углей с большим выходом летучих (рис. 3.11). Перемещение топлива по решетке происходит в результате возвратно-поступательного движения колосников. Такие топки устанавливаются под котлами средней производительности. В топках с наклонным зеркалом горения могут сжигаться также промышленные и бытовые отходы.

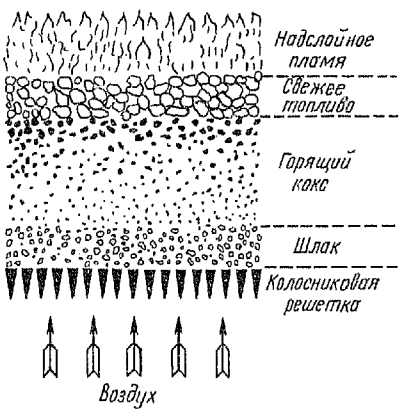


Рис. 3.10. Структура горящего топлива при верхней загрузке топлива

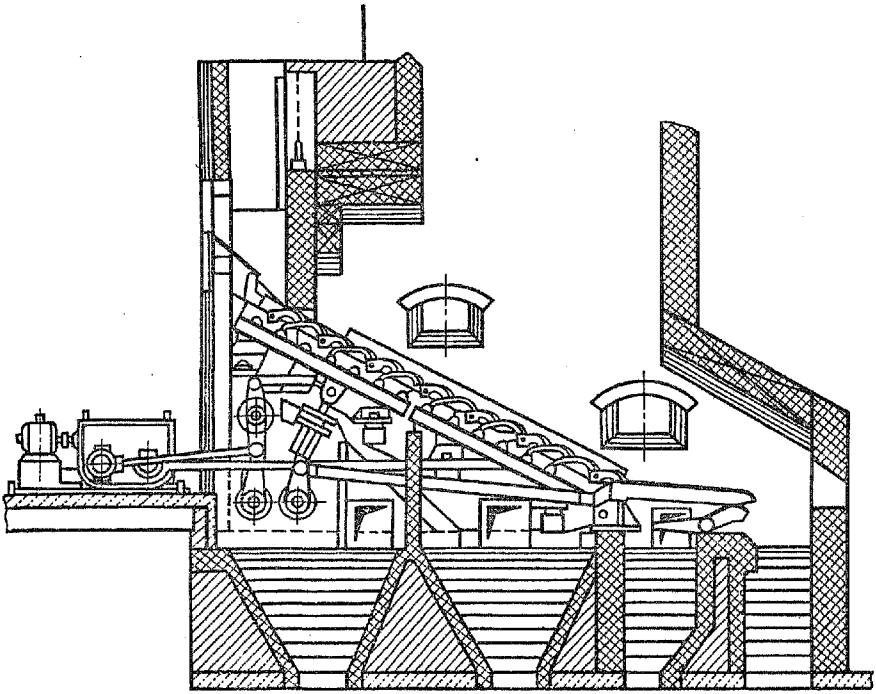


Рис. 3.11. Полумеханическая топка с наклонно-переталкивающей решеткой

Наиболее совершенной механической топкой слоевого сжигания является топка с цепной решеткой (рис. 3.12). Цепная решетка *1* представляет собой транспортер в виде бесконечного колосникового полотна, движущегося вместе с расположенным на нем слоем топлива. Между верхним и нижним полотнами решетки расположены каналы для зонного дутья воздуха под слой топлива. Топливо подается в бункер *2*, толщина слоя топлива на цепной решетке регулируется задвижкой *3*.

Рабочая длина решетки 5,5...8,0 м. В конце решетки устанавливается шлакосниматель *4*, который, кроме прямого назначения, несколько тормозит слой, что способствует более полному дожиганию топлива.

Камерные топки для сжигания твердого топлива. Твердое топливо в камерных топках сжигается в пылевидном состоянии. Преимущества такого способа сжигания состоят в возможности экономного сжигания с высоким к. п. д. практически любого твердого топлива, полной механизации и автоматизации топочного процесса, легкости регулирования работы топок.

Большие дополнительные затраты на оборудование и эксплуатацию пылеугольных топок окупаются экономией топлива, так как в этих топках потери теплоты от химической и механической неполноты сгорания существенно ниже, чем при слоевом сжигании.

Процесс смешивания пыли с воздухом происходит в горелках. Топливная пыль, попадая в топку, нагревается, высушивается, газифицируется и сгорают летучие и кокс. Так как кокс горит во взвешенном состоянии и дольше, чем летучие, то объем топочной камеры при факельном горении значительно больше, чем при слоевом. Поэтому тепловое напряжение топочного объема топки для сжигания пылевидного топлива меньше, чем для слоевых топок. Процесс горения топлива в камерной топке интенсифицируют путем турбулизации аэропыли и использования горячего воздуха (90...400 °С).

Пылеугольные топки, как правило, полностью экранированы. Схема пылеугольной топки показана на рис. 3.13. Охлаждаемые водой топочные экраны, представляющие собой лучевоспринимающую поверхность топки, состоят из ряда труб, расположенных вдоль стен топочной камеры и включенных в самостоятельные циркуляционные контуры. Экранные трубы чаще бывают гладкими, но иногда экраны компонуются из плавниковых труб (труб с продольными ребрами – плавниками, расположенными на противоположных сторонах образующей поверхности трубы). Экраны располагают вплотную к обмуровке или отступая от стенки топочной камеры. При сжигании малореакционных

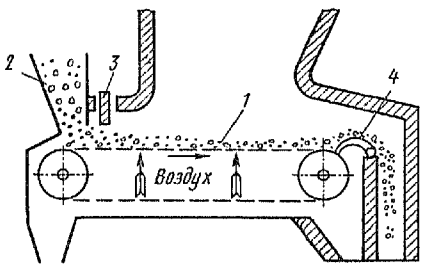


Рис. 3.12. Механическая топка с цепной решеткой

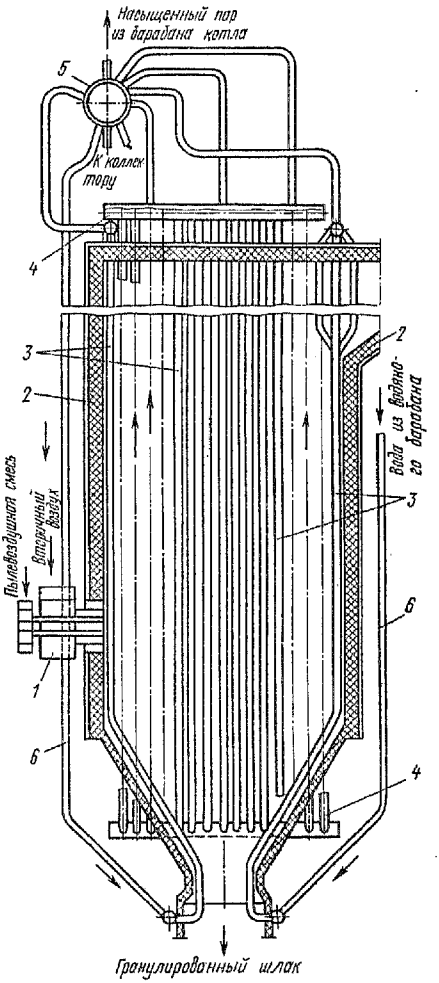


Рис. 3.13. Схема пылеугольной топки:
1 – пылеугольные горелки; *2* – стены топочной камеры; *3* – топочные экраны; *4* – коллектор бокового экрана; *5* – барабан котла; *6* – опускные трубы переднего и заднего экранов

углей (например, АШ) для повышения устойчивости горения часть экранных поверхностей в области горелок изолируют огнеупорным покрытием, называемым зажигательным поясом. Установкой экранов снижается температура в топке. При проектировании пылеугольных топок принимают температуру в конце топки равной 1050...1150 °С при сжигании углей и 950 °С при сжигании торфа.

Горелки внутри топочной камеры размещают на фронтальной стенке, встречно или по углам топки. По высоте топки горелки могут располагаться в один или несколько ярусов.

Пыль транспортируется в горелку воздухом (первичный воздух).

Угольная пыль приготовляется в системе аппаратуры, в которой центральное место занимает мельница для размола топлива. Для размола многозольных твердых топлив, например АШ, применяют шаровые мельницы (рис. 3.14). Топливо размалывается при вращении барабана насыпанными в него чугунными или базальтовыми шарами разного размера. Скорость вращения барабана около 20 об/мин. Для

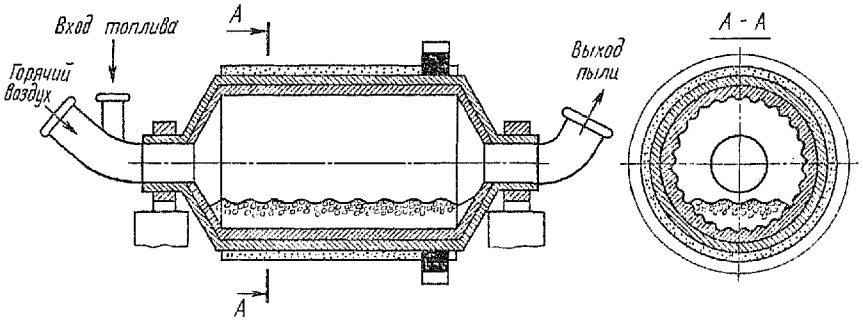


Рис. 3.14. Шаровая мельница для размола твердых топлив

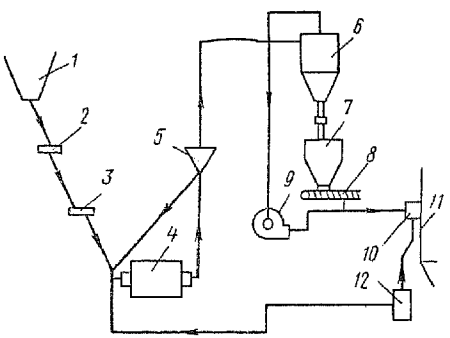


Рис. 3.15. Схема пылеприготовления с промежуточным бункером:

1 – бункер сырого угля; *2* – весы; *3* – питатель; *4* – мельница; *5* – сепаратор; *6* – циклон; *7* – промежуточный бункер пыли; *8* – питатели; *9* – эксгаустер; *10* – горелки; *11* – топка; *12* – коллектор горячего воздуха

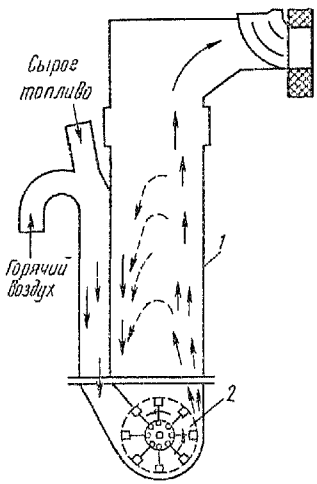


Рис. 3.16. Гравитационный сепаратор с молотковой мельницей

размола более мягких топлив с большим выходом летучих, бурых углей и торфа применяются молотковые мельницы. Схема пылеприготовительной установки с шаровой мельницей показана на рис. 3.15.

Молотковые мельницы *2* (рис. 3.16) работают в сочетании с шахтой из листовой стали, играющей роль гравитационного сепаратора. Тонкость помола топлива определяется скоростью горячего воздуха в шахте. Крупные частицы топлива выпадают из потока и дополнительно размалываются. Сушка топлива заканчивается практически в области ротора. Топливо через шахту *1*, заканчивающуюся амбразурой — горелкой, подается в топку.

По способу удаления шлаков различают пылеугольные топки с твердым и жидким шлакоудалением. Для гранулирования шлака используют холодные воронки, скаты которой обычно покрывают экранными трубами, расположенными впритык друг к другу.

При жидком шлакоудалении температура в топочной камере должна поддерживаться на уровне, превышающем температуру плавления шлаков и гарантирующем их удаление из топки в жидком состоянии. Достоинство жидкого шлакоудаления состоит в том, что при этом способе золы улавливается значительно больше, чем при твердом шлакоудалении, когда существенная доля золы уносится дымовыми газами.

Основные характеристики камерных топок с твердым шлакоудалением приведены в табл. 3.7 (в таблице D — производительность парогенератора), с жидким шлакоудалением — в табл. 3.8.

Таблица 3.7

Топливо	q, кВт/м³ при D, кг/с			$\alpha_т$	q_3	q_4 при D, кг/с		
	7	10	14			7	10	14
Каменные угли	250	210	190	1,2	0,5	5	3	2...3
Бурые угли	290	240	210	1,2	0,5	3	1,5...2,0	1...2
Фрезерный торф	250	210	190	1,2	0,5	1,5	1,5...2,0	1...2

Таблица 3.8

Топливо	q_v, кВт/м³	$\alpha_т$	q_3	q_4
Антрациты	140	1,2...1,25	0	6...4
Тощие угли	160	1,2...1,25	0	2
Каменные угли	175	1,2	0	2...3
Бурые угли	190	1,2	0	1,0...1,5
Фрезерный торф	160	1,2	0	0,5...1
Сланцы	115	1,2	0	0,5...1

Интенсификация процесса горения твердого топлива и значительное повышение степени улавливания золы достигаются в циклонных топках. В циклонной камере развивается температура порядка 1700...1800 °С, при которой зола плавится и жидкий шлак удаляется через летки в нижней части топочного устройства. Улавливание золы достигает 85...90 %.

ГЛАВА 4
ПЕЧИ ХИМИЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

§ 4.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Промышленная печь представляет собой энерготехнологический агрегат, предназначенный для термической обработки материалов с целью придания им необходимых свойств.

В печах химической промышленности термическая переработка материала связана со сложными химическими и физико-химическими процессами.

Источником теплоты в топливных (пламенных) печах служат различные виды углеродного топлива (газ, мазут и др.). Процесс генерации теплоты в печах химического производства органически сочетается с теплообменом в зоне технологического процесса.

Современные печные установки часто представляют собой крупные механизированные и автоматизированные агрегаты высокой производительности.

Тепловая работа печей отличается большой сложностью и представляет собой комплекс процессов получения теплоты, ее преобразования и использования для осуществления технологического процесса в заданном режиме. Наибольшее значение для выбора режима имеет оптимальная температура технологического процесса, которая определяется термодинамическим и кинетическим расчетами процесса. Кинетические характеристики необходимо учитывать с точки зрения выхода продуктов и размеров печи, так как по мере приближения к равновесию скорости реакций существенно снижаются и для достижения полного равновесия размеры печи пришлось бы чрезмерно увеличивать.

Термодинамические расчеты позволяют получить величину и знак теплового эффекта реакций в печи, а также определить возможный механизм процесса термической переработки материала.

Оптимальным температурным режимом процесса называют температурные условия, при которых обеспечивается максимальная производительность по целевому продукту в данной печи.

Обычно рабочая температура в печи несколько ниже оптимальной. Рабочая температура зависит от условий сжигания топлива, условий теплообмена, изоляционных свойств и стойкости футеровки печи, теплофизических характеристик перерабатываемого материала и других факторов. Например, для обжиговых печей рабочая температура находится в интервале между температурой активного протекания окислительных процессов и температурой спекания продуктов обжига.

Выбранная по требованиям технологического процесса температура определяет тепловой режим печи и распределение температуры в ра-

бочем пространстве по периодам работы. Под тепловым режимом печи понимают совокупность процессов генерации теплоты, тепло- и массообмена и механики сред, обеспечивающих распределение теплоты в зоне технологического процесса. Тепловой режим зоны технологического процесса определяет тепловой режим всей печи.

На режим работы печей оказывает большое влияние состав газовой атмосферы в печи, необходимый для правильного протекания технологического процесса. Для окислительных процессов газовая среда в печи должна содержать кислород, количество которого колеблется от 3 до 15% и больше. Для восстановительной среды характерно низкое содержание кислорода (до 1...2%) и присутствие восстанавливающих газов (CO, H_2 и др.) 10...20% и больше. Состав газовой фазы определяет условия сжигания топлива в печи и зависит от количества воздуха, поступающего на горение.

Движение газов в печи оказывает существенное влияние на технологический процесс, на горение топлива и теплопередачу, а в печах, например, «кипящего слоя» или вихревых печах движение газов является основным и определяющим фактором устойчивой работы печи. Вынужденное (принудительное) движение газов осуществляется дымососами и вентиляторами.

Движение материала, подвергающегося термообработке, также тесно связано с тепловым режимом печи и оказывает большое влияние на скорость технологического процесса. Так, движение расплава в реакторе фосфорных или хлорбариевых печей играет решающую роль в равномерном нагреве расплава, а движение твердых материалов, например во вращающихся барабанных печах, имеет определяющее влияние на скорость и полноту процесса переработки, так как от интенсивности движения и перемешивания зависят величина активной реакционной поверхности и теплообмен в зоне контакта.

Таким образом, сложность печного процесса заключается в сложности комплекса явлений горения топлива, генерации теплоты, его преобразования, передачи теплоты в зоне технологического процесса и процессов газомеханики.

Схема печной установки включает следующие элементы:

топочное устройство для сжигания топлива и организации теплообмена, конструкции и их работа описаны в гл. 3;

рабочее пространство печи для выполнения целевого технологического режима;

теплообменные устройства для регенерации теплоты дымовых газов (подогрев газов, воздуха и др.). Расчет теплообмена в таких теплообменниках может быть проведен в соответствии с указаниями в гл. 2;

утилизационные установки (запечные котлы-утилизаторы) для использования теплоты уходящих газов, основные характеристики и принцип действия их приведены в гл. 7;

тяговое и дутьевое устройство (дымососы, вентиляторы) для удаления продуктов сгорания топлива и газообразных продуктов термической обработки материалов и подачи воздуха к горелкам, форсункам под колосники;

очистительные устройства (фильтры и т. п.).

§ 4.2. КЛАССИФИКАЦИЯ ПЕЧЕЙ ХИМИЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Широкое применение высокотемпературной тепловой обработки различных химических материалов привело к созданию большого разнообразия химических печей. Печи химической промышленности могут быть классифицированы по различным признакам. М. Ш. Исламовым предлагается классификация печей химической промышленности по производственной принадлежности (для производства серной кислоты, фосфорной кислоты, соляной кислоты и т. д.). В составе каждой производственной группы печи подразделяются дополнительно по технологическому назначению, теплотехническим особенностям и конструктивным признакам. По технологическому назначению печи подразделяются на группы в зависимости от технологического процесса и организации этого процесса. Например, в группу печей сернокислотного производства входят печи обжига колчедана и печи сжигания сероводорода. Печи периодического или непрерывного действия.

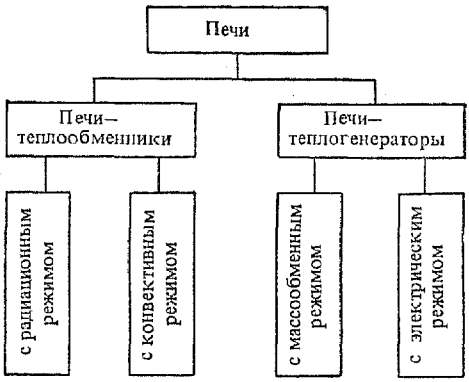


Рис. 4.1. Классификация печей по тепловым режимам

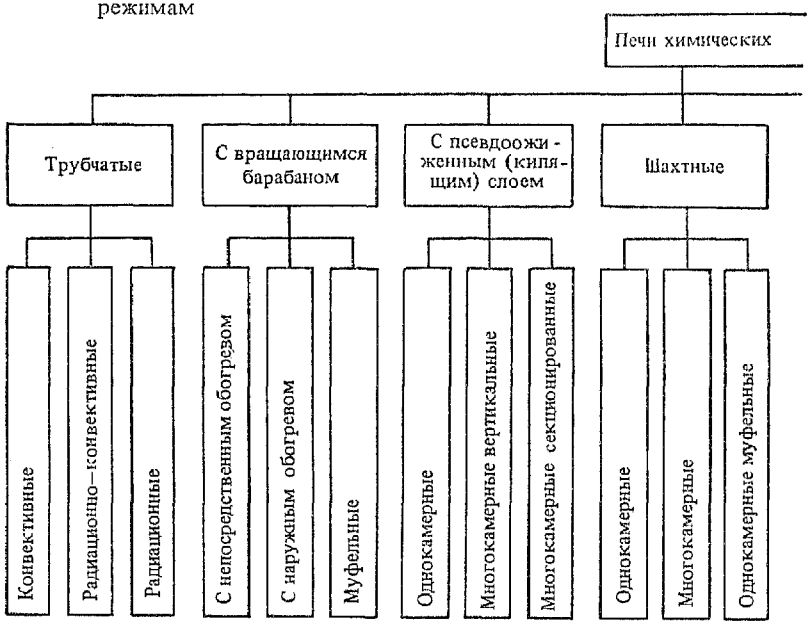


Рис. 4.2. Классификация печей по

Классификация по теплотехническим особенностям включает различия по тепловому эффекту технологического процесса, по способу подвода теплоты (внутрь реакционного пространства, например печи с «кипящим слоем», с подводом теплоты через поверхности теплообмена, например трубчатые печи нефтехимического производства). Наконец, печи могут подразделяться по виду источника теплоты (топливные и электрические – дуговые, сопротивления, индукционные и плазменные).

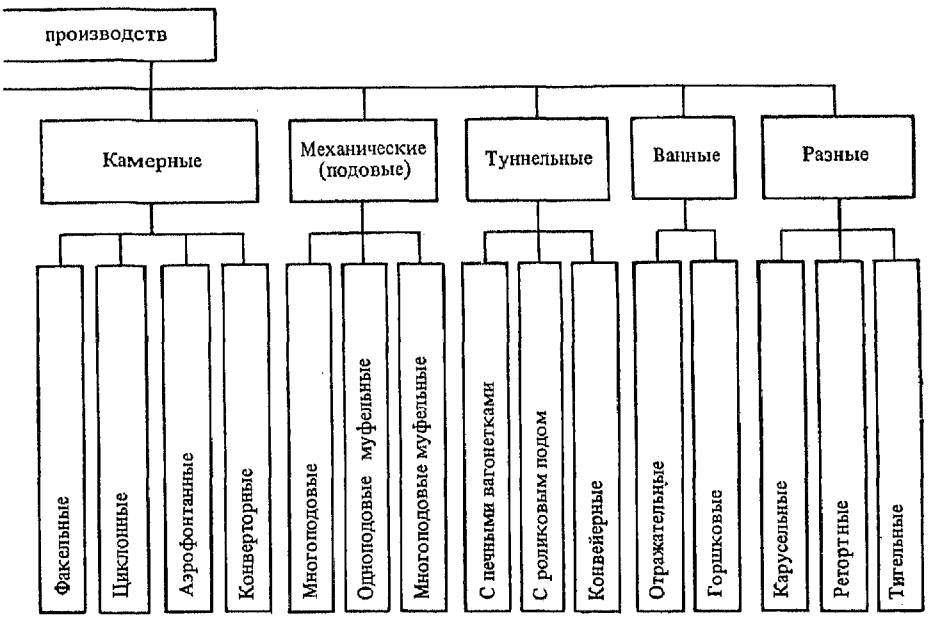
На основе анализа тепловых режимов печей все огромное многообразие печей может быть заменено ограниченным числом физических моделей, каждой из которых присущ свой тепловой режим.

Различают четыре основных типа режимов: радиационный, конвективный, массообменный и электрический. Первые два режима характерны для печей-теплообменников. В печах-теплообменниках для целей обеспечения условий теплообмена в зоне технологического процесса служит топочное устройство.

Массообменный режим связан с химическим превращением вещества и характерен для печей теплогенераторов. В печах-теплогенераторах зоны технологического процесса и теплогенерации совмещены. Пример печи-теплогенератора – печь для обжига в «кипящем слое».

На рис. 4.1 приведена классификация типовых тепловых режимов печей.

Технологические и теплотехнические процессы взаимосвязаны: многообразие технологических процессов, протекающих в печах, различа-



конструктивным особенностям

ется в той мере, в какой различается энергетика этих процессов. Технологические и теплотехнические процессы практически определяют конструктивные особенности печей.

Построение классификации по признаку основных конструктивных особенностей имеет свои преимущества и может быть принято как первичное, особенно в химическом машиностроении. Классификация по конструктивным признакам в известной мере традиционна, сводит многообразие печей к сравнительно небольшому числу типов, позволяет стандартизовать печи и методы их расчета. Ю. Х. Локшин приводит классификацию печей по конструктивным особенностям (рис. 4.2), построенную по десятичной системе, что позволяет механизировать поиск информационных материалов по печам.

§ 4.3. НЕКОТОРЫЕ ТИПЫ ПЕЧЕЙ ХИМИЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Ниже рассмотрены технологические особенности и характеристики некоторых печей в соответствии с классификацией по основным конструктивным особенностям.

Трубчатые печи. Трубчатые печи широко распространены в химической, нефтяной и нефтеперерабатывающей промышленности и применяются для таких технологических процессов, как термический и каталитический крекинг, перегонка нефти, очистка масел и др.; отличаются высокой тепловой эффективностью, так как теплота передается трубчатой поверхности не только конвекцией, но и радиацией.

Трубчатые печи могут сооружаться высокой тепловой мощности, поэтому являются достаточно компактными агрегатами. Однако по сравнению с паровыми котлами они обладают меньшими коэффициентами теплоотдачи со стороны нагреваемой среды, а отложение кокса на внутренней поверхности трубок снижает эффективность использования теплообменной поверхности.

В настоящее время на основе достижений современной теплотехники в области общей комплексной теории печных процессов по вопросам сжигания топлива и интенсификации процессов теплопередачи создан ряд конструкций высокопроизводительных трубчатых печей.

Трубчатая печь представляет собой непрерывный змеевик, по трубам которого прокачивают перерабатываемый продукт. Змеевик такой печи составлен из прямых труб, соединенных между собой калачами или специальными перепускными двойниками. Шаг между трубами составляет $(1{,}8 \ldots 2)\,d$, где d – наружный диаметр трубы. Обычно трубчатые печи относятся к радиационно-конвективному типу. Только конвективные или только радиационные печи применяются редко.

На рис. 4.3 показан разрез типовой двухкамерной печи с наклонным сводом радиационно-конвективного типа. Наклонный свод способствует равномерному поглощению лучистой теплоты. Форсунки для подачи топлива размещаются в специальных муфелях. Основным видом топлива в трубчатых печах являются газ и мазут. Распыл мазута осуществляется паром. Горение длиннопламенное. Коэффициент избытка воздуха в топке $\alpha_т = 1{,}4 \ldots 1{,}8$. При воздушном распыле мазута коэффициент избытка воздуха в топке снижается до $\alpha_т = 1{,}2 \ldots 1{,}3$, что

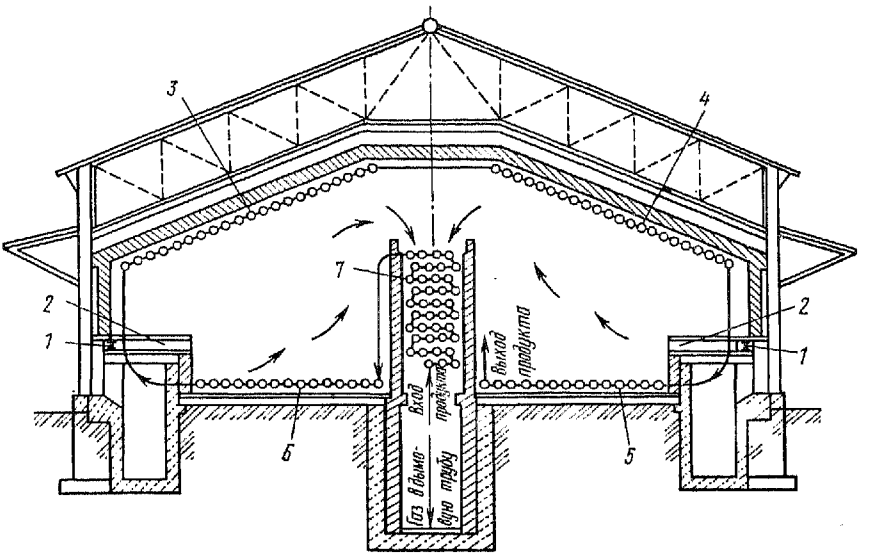


Рис. 4.3. Двухкамерная печь с наклонным сводом:
1 – форсунки; *2* – муфели; *3*, *4* – потолочные экраны; *5*, *6* – подовые экраны; *7* – конвекционная камера

ведет к снижению потерь теплоты с уходящими газами. К. п. д. трубчатых печей составляет 50...70 % и достигает 80 % при утилизации теплоты уходящих газов.

Тепловая мощность трубчатых печей не превышает 27 кВт. Тепловое напряжение топочного объема составляет 27...83 кВт, а теплонапряжение поверхности нагрева радиационных труб – 16...55 кВт/м^2.

Скорость дымовых газов в трубном пучке составляет 3...4 м/с при обычной естественной тяге, которая обеспечивается дымовой трубой высотой 40...50 м. Скорость жидкой среды в трубах составляет 0,5...3 м/с, а при переработке газов и паров – 20...150 м/с.

На рис. 4.4 приведена схема конвективной трубчатой печи с горизонтальным расположением труб. Регулирование температуры дымовых газов на входе в конвективный пучок достигается рециркуляцией уходящих газов. Преимуществом печей конвективного типа является большая степень равномерности нагрева труб по сравнению с радиационным обогревом труб в однорядном экране.

Высокой эффективностью отличаются трубчатые печи с излучающими стенками. В этих печах боковые стенки составляются из беспламенных панельных горелок, позволяющих сжигать топливо с малым коэффициентом избытка воздуха без потерь от химической неполноты сгорания и при больших тепловых напряжениях топочного объема (рис. 4.5). Необходимое для горения количество воздуха инжектируется топливным газом непосредственно из атмосферы. Газовоздушная смесь поступает через распределительную камеру горелки в керамические туннели, равномерно расположенные по всей поверхности горелки

(рис. 4.6). Полное горение заканчивается в туннеле. Производительность горелок регулируется изменением давления горючего газа перед соплом инжектора.

Высокое значение к. п. д. печей с излучающими стенами связано с работой горелок на малых $\alpha_т$, что способствует снижению потерь с уходящими газами, а также потерь в окружающую среду вследствие малых габаритов печи.

Печи с вращающимся барабаном. На рис. 4.7 показана печь с вра-

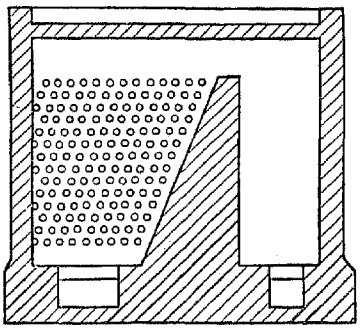


Рис. 4.4. Печь конвективного типа

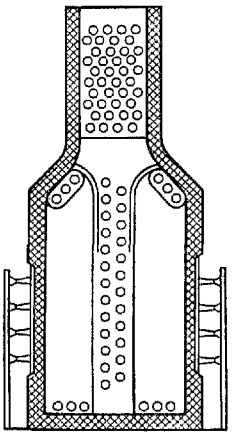


Рис. 4.5. Трубчатая печь беспламенного горения

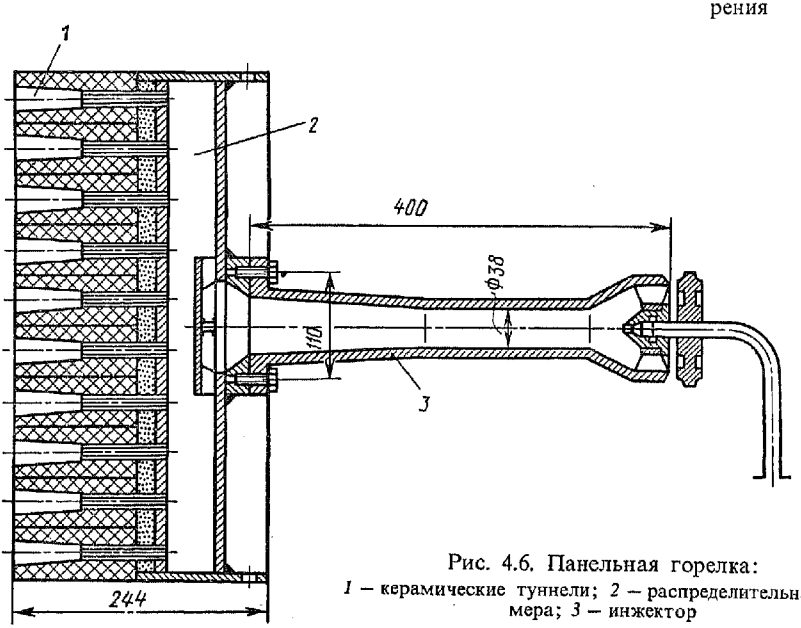


Рис. 4.6. Панельная горелка:
1 — керамические туннели; *2* — распределительная камера; *3* — инжектор

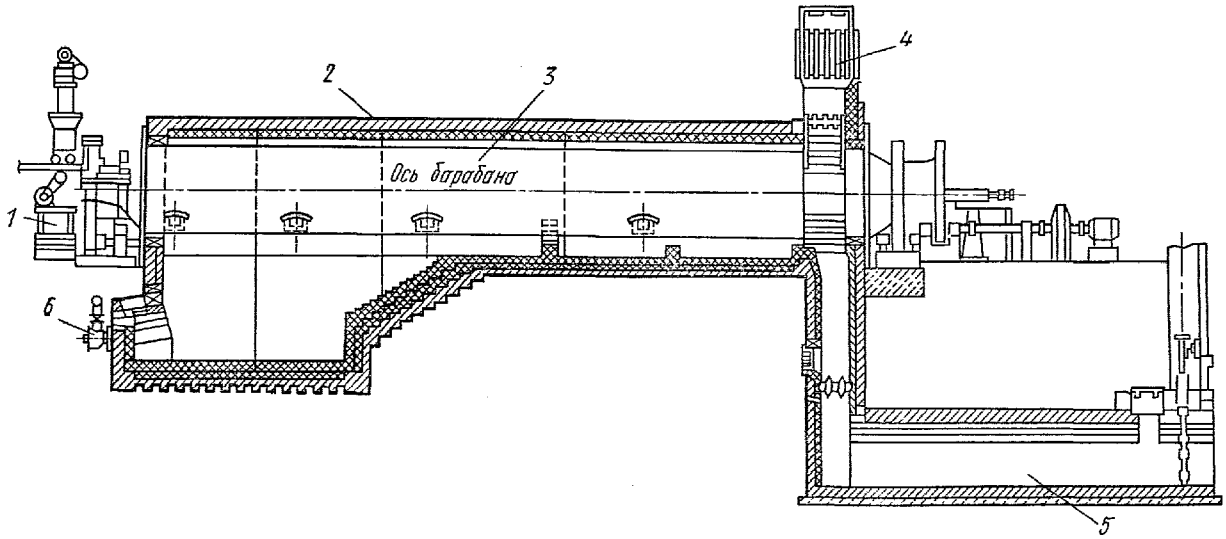


Рис. 4.7. Содовая печь:
1 – механизм загрузки; *2* – футеровка; *3* – барабан; *4* – рекуператор; *5* – боров; *6* – горелка

щающимся барабаном производительностью 215 т/сут, предназначенная для кальцинации соды. Барабан, являющийся реакционной камерой печи, сваренный из листовой стали толщиной 32 мм, имеет диаметр 2,8 м, длину цилиндрической части 24,5 м и обогреваемую поверхность 205 м^2. Нагрев бикарбоната натрия или смеси ($NaHCO_3 + NaCl + H_2O$) осуществляется передачей теплоты от дымовых газов через корпус барабана. В качестве топлива используется природный газ или мазут.

Вращающийся барабан печи заключен в нагревательную камеру. В передней части печи расположена открытая камера горения, рассчитанная на сжигание 800 кг/ч мазута или 900 м^3/ч природного газа. Температура уходящих газов за барабаном порядка 500 °С. Теплота уходящих газов используется в трубчатом рекуператоре для подогрева воздуха, идущего на горение, до 150 °С. Качество получаемой кальцинированной соды в значительной мере зависит от температуры, при которой ее выгружают из барабана, она не должна быть выше 140...190 °С.

Шахтные печи. Печь шахтная (рис. 4.8) предназначена для получения плава сульфида натрия восстановлением сульфата натрия по уравнению

$$Na_2SO_4 + 2C \rightarrow Na_2S + 2CO.$$

Холодная шихта загружается сверху, постепенно опускается вниз и нагревается горячими газами, поднимающимися вверх между кусками шихты. Таким образом, теплообмен осуществляется по принципу противотока. Условие нормальной работы печи – хорошая газопроницаемость шихты, загружаемой в печь. Шахтная печь работает под разрежением.

В нижней части шахты располагается горн, где сгорает кокс. Плав выпускается через летки в жидком состоянии.

Печь представляет собой цилиндрическую шахту высотой 6040 мм. Горн печи представляет самостоятельную конструкцию из стали, футерованную хромомагнезитовым кирпичом. Диаметр кожуха горна 1740 мм, высота 740 мм, внутренний диаметр горна 1200 мм, глубина 450 мм. Три летки для выпуска плава равномерно распределены по окружности. Между нижней частью шахты и верхом горна оставлен зазор, обеспечивающий доступ воздуха из цеха в плавильную зону печи. Нижняя часть шахты снабжена водяной рубашкой. Основными преимуществами шахтных печей являются непрерывность процесса, совмещение теплообмена и восстановления в одном процессе, высокая интенсивность процесса и отсутствие ручного труда для перемешивания шихты и выгрузки плава.

Камерные печи. К типу камерных печей относятся циклонные печи для получения сажи. Печные сажи являются черными углеродсодержащими пигментами и используются так же, как активный наполнитель в производстве резинотехнических изделий.

От конструкции печей и режима сжигания горючего и сырья зависит свойство получаемой сажи. Сырьем для получения сажи служит зеленое масло (керосиногазойлевая фракция 190...360 °С), коксовый дистиллят

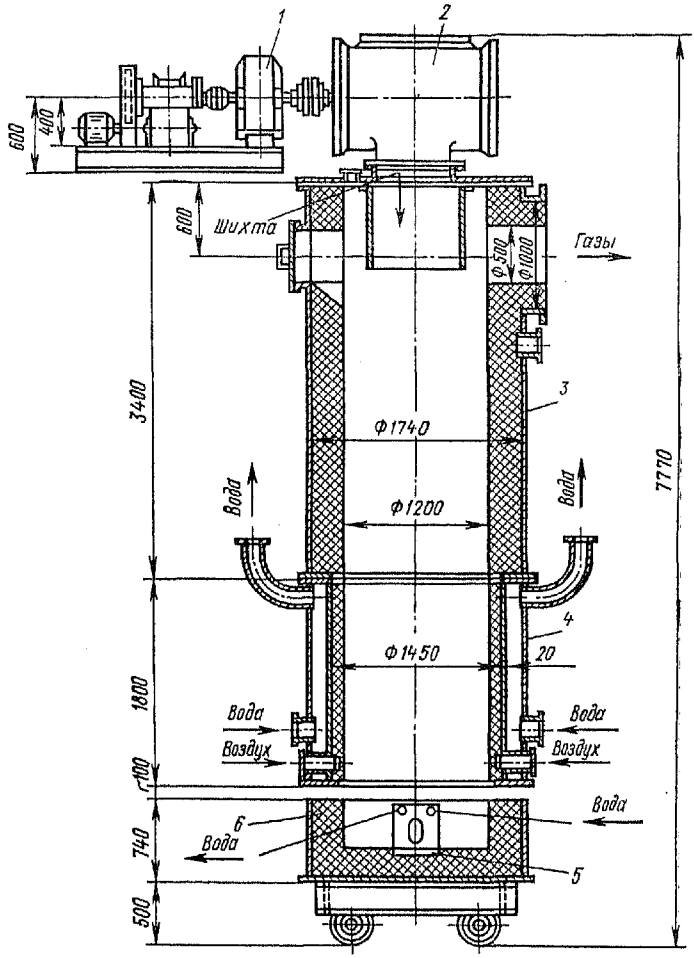


Рис. 4.8. Шахтная печь для получения сульфида натрия:
1 – механизм питателя; *2* – питатель; *3* – кожух; *4* – рубашка охлаждения; *5* – летка; *6* – горн

(остаточная фракция продуктов коксования нефтяных остатков); термогазойль (фракция, кипящая при 200...460 °С термического крекинга); тяжелый каталитический газойль; антраценовая фракция и антраценовое масло (продукты переработки каменноугольной смолы).

На рис. 4.9 показана циклонная печь для получения сажи из жидкого сырья. Печь состоит из камеры горения и реакционной камеры. В камере горения в двух точках по касательной к стенкам камеры имеются каналы для горелок. В камере создаются вращающиеся потоки пламени. В эти потоки с помощью форсунок впрыскивается нагретое сырье. В реакцион-

ной камере происходит разложение сырья и образование сажи. Процесс протекает с большой скоростью. Сажегазовая смесь охлаждается впрыскиванием воды и ее испарением в зоне охлаждения печи.

Механические (подовые) печи. На рис. 4.10 показан один из типов подовых печей – муфельная печь, предназначенная для производства хлористого водорода и попутно сульфата натрия. Эндотермическая реакция протекает по следующему уравнению:

$$2NaCl + H_2SO_4 = Na_2SO_4 + 2HCl.$$

Теплота в печи передается через стенку муфеля. В качестве топлива может быть использован природный газ.

Печь состоит из керамического муфеля – реактора, заключенного в огнеупорную футеровку, – с каналами, прогреваемыми дымовыми газами.

Хлорид натрия сверху поступает в муфель, туда же через дозатор подается серная кислота. Газообразный хлористый водород с температурой порядка 400 °С через отверстия в боковой стенке удаляется из реакционной камеры.

Туннельные печи. В качестве примера на рис. 4.11 показана туннельная печь для сушки и прокалки катализатора, используемого для конверсии оксида углерода.

Рабочая камера печи представляет собой туннель шириной 1390 мм и высотой 1260 мм. Внутри камеры по рельсовым путям проталкиваются вагонетки с катализатором.

Теплоноситель – дымовые газы – из циклонной топки подается по двум вертикальным каналам. Дымовые газы отсасываются вентилятором в конце печи, часть их выбрасывается в атмосферу, часть – подается на рециркуляцию для снижения температуры дымовых газов на входе в печь до 450 °С.

Рециркуляция газов позволяет не только снижать температуру на входе в печь, она является также эффективным методом регулирования температуры в топочных камерах тепло-, парогенераторов, печных установках и технологических аппаратах с целью обеспечения оптимальных тепловых режимов работы.

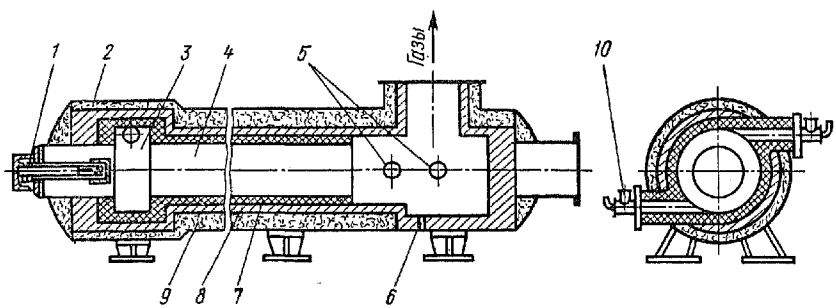


Рис. 4.9. Циклонная печь для получения сажи:
1 – форсунка; *2* – корпус; *3* – камера горения; *4* – камера реакции; *5* – каналы для водных форсунок; *6* – сток; *7*, *8*, *9* – футеровка; *10* – горелка

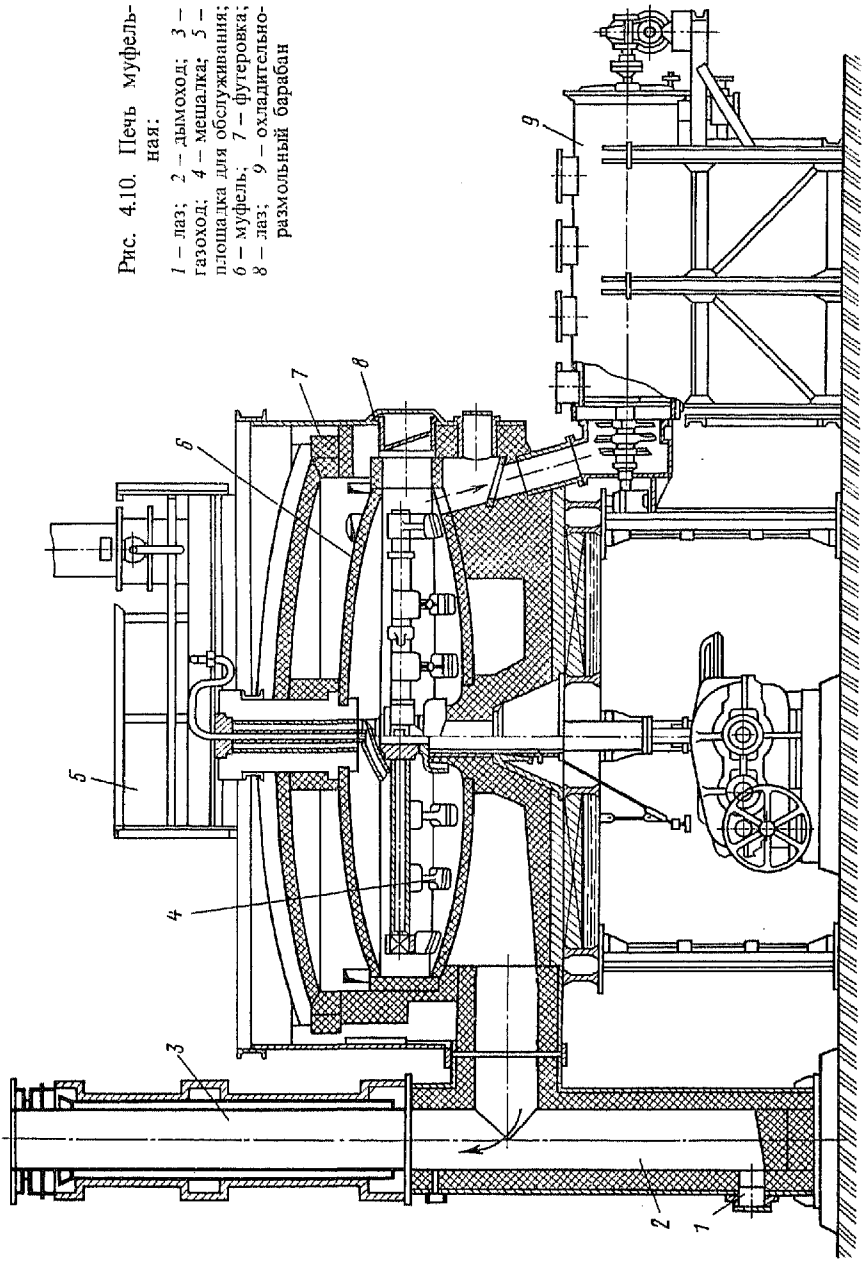


Рис. 4.10. Печь муфельная:
1 – лаз; *2* – дымоход; *3* – газоход; *4* – мешалка; *5* – площадка для обслуживания; *6* – муфель; *7* – футеровка; *8* – лаз; *9* – охладительно-размольный барабан

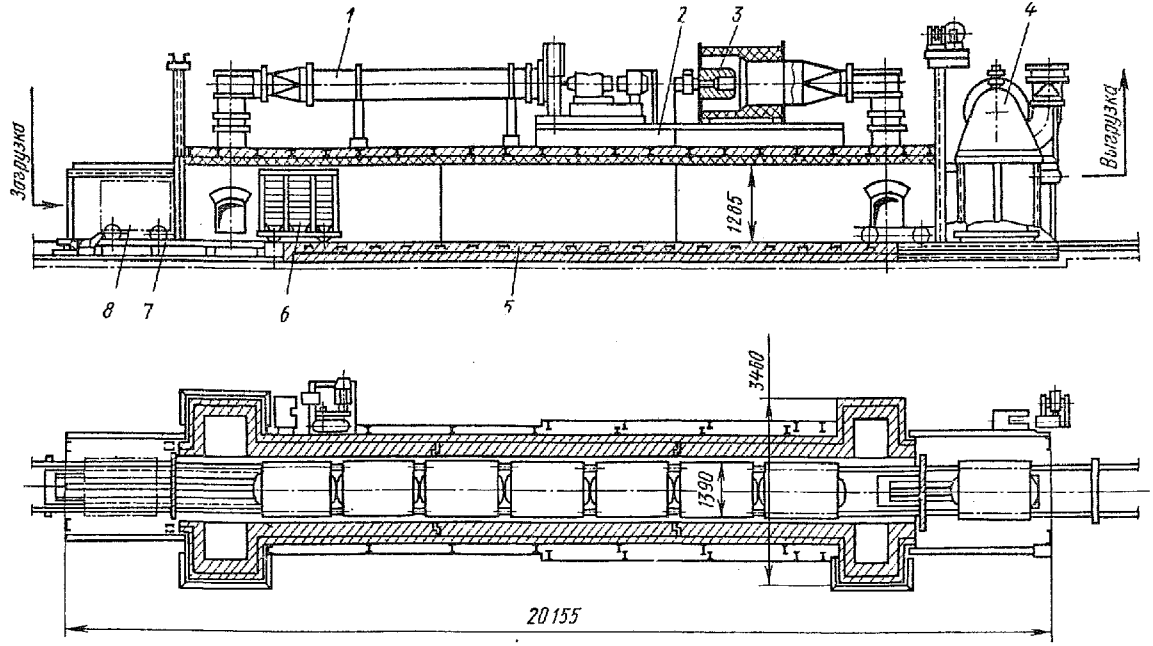


Рис. 4.11. Печь туннельная для производства катализаторов конверсии смеси углерода:
1 – рециркуляционный трубопровод; *2* – площадка; *3* – топка; *4* – камера охлаждения; *5* – рельсовый путь; *6* – тележка; *7* – цепной толкатель; *8* – камера загрузки

§ 4.4. ПЕЧИ ДЛЯ СЖИГАНИЯ ОТХОДОВ ХИМИЧЕСКИХ ПРОИЗВОДСТВ

Интенсификация промышленного производства вовлекает в сферу использования огромное количество природных ресурсов. Расходуется огромное количество пресной воды, органического и неорганического сырья. Образующиеся при выработке целевого продукта выбросы загрязняют окружающую среду. Большое количество выбросов приходится на химическую, нефтеперерабатывающую и нефтехимическую промышленность. К таким выбросам в первую очередь относятся газообразные токсичные химические соединения и сточные воды, содержащие токсичные органические и неорганические вещества. В том случае, когда токсичные выбросы не удается обезвредить химическими или биологическими способами, применяют термический метод, основанный на окислении органических соединений с образованием углекислого газа и водяного пара. В последние годы термическая очистка выбросов находит широкое применение, чему способствует внедрение эффективных высокофорсированных печных процессов часто в сочетании с энерготехнологическим использованием теплоты. Прямое окисление органических соединений происходит в факеле пламени при температурах порядка 1200...1300 °С и выше.

Печь для сжигания твердых отходов показана на рис. 4.12. К твердым отходам относятся тара, ветошь, а также бракованные резиновые изделия и др.

Печь – двухкамерная с перевальной стенкой. В первой камере происходит сгорание отходов, во второй – дожигание. В приведенной конструкции сжигание происходит в слое на неподвижной колосниковой решетке. Нагрузка такой печи до 100 кг/ч. В практике известны также топочные устройства с наклонно переталкивающей колосниковой решеткой.

Для сжигания шламов используются многочисленные печи, одна из конструкций которых показана на рис. 4.13. Шлам подается шнеком и перемещается по полкам с помощью гребков. Пересыпание шлама на нижерасположенные полки происходит в центре печи и вала с гребками, или на периферии пода. Передвигаясь с пода на под, шлам подсушивается дымовыми газами противотоком. Газы удаляются в верхней части печи. Высушенный шлам сгорает в нижней части печи в зоне горения, где температура поддерживается на уровне 800...900 °С. Зола на нижних полках охлаждается холодным воздухом.

Для обезвреживания сточных вод широко используются печи с «кипящим слоем» (рис. 4.14). Топливом для печи является природный газ. Печь имеет выносную топку. Сточные воды распыляются механической форсункой, расположенной в центре печи. Теплоноситель, поступающий под газораспределительную решетку, имеет температуру порядка 700 °С, представляет собой смесь дымовых газов и вторичного воздуха. Этот теплоноситель является одновременно и псевдоожижающим агентом.

В печах с кипящим слоем обычно используются горелки, работающие под давлением. Давление в топке должно быть достаточным для того, чтобы теплоноситель мог пройти через распределительную решетку и псевдоожиженный слой.

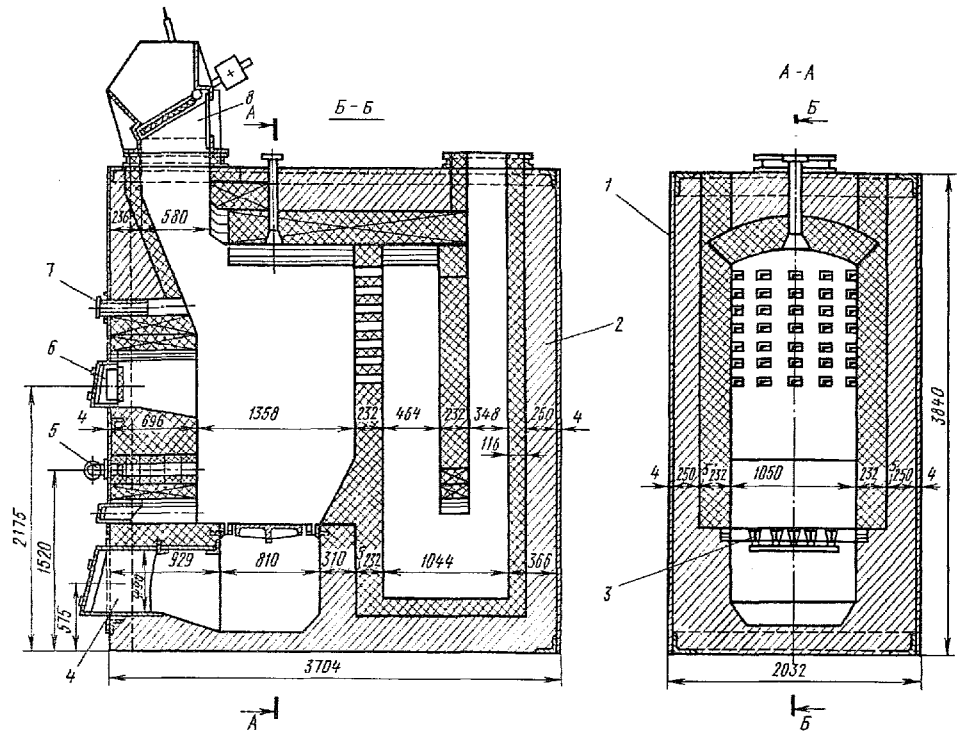


Рис. 4.12. Печь для сжигания твердых отходов:

1 – каркас; *2* – футеровка; *3* – колосниковая решетка; *4* – окно для выгрузки золы; *5* – горелка; *6* – загрузка сырья; *7* – гляделка; *8* – бункер

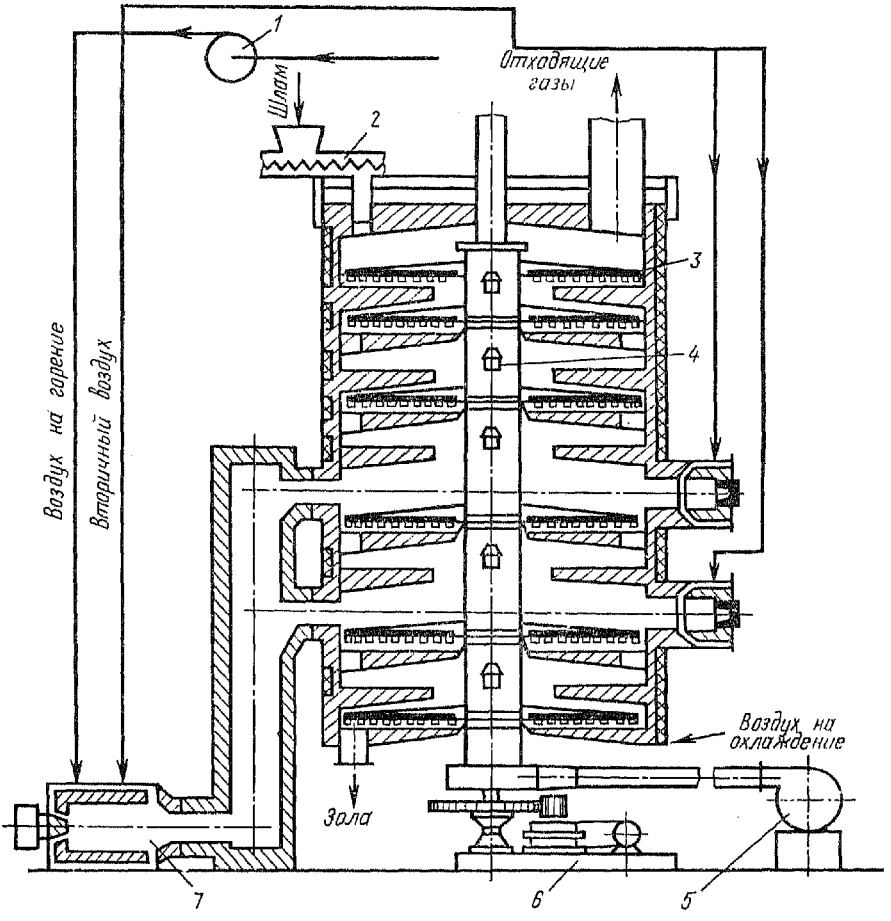


Рис. 4.13. Печь полочная для сжигания шламов:
1 – вентилятор; *2* – шнек; *3* – гребки; *4* – вал; *5* – вентилятор; *6* – механизм привода; *7* – топка

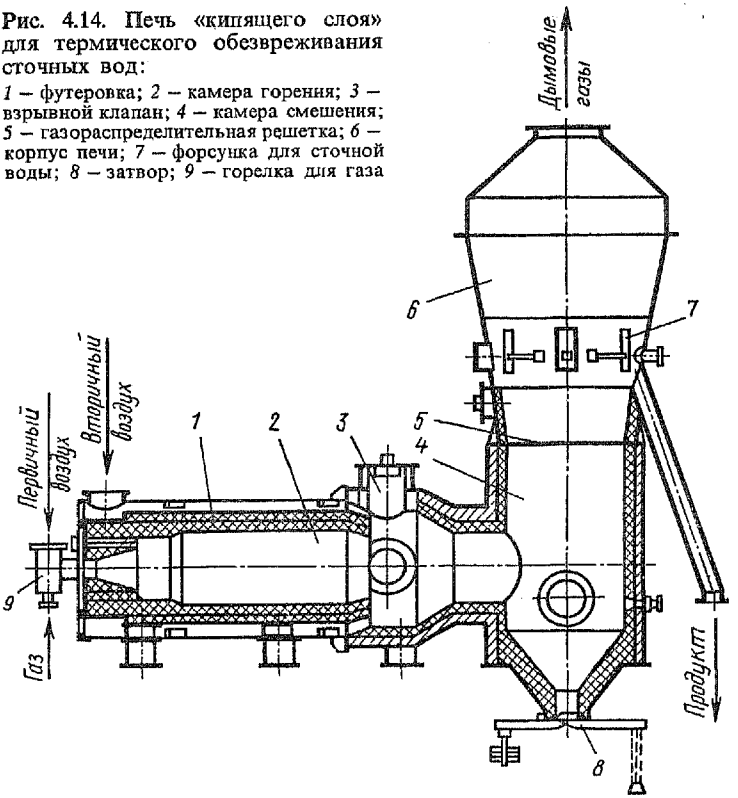
В нижней части печи имеются бункер и разгрузочное устройство. Для огневого обезвреживания сточных вод используются также камерные печи (рис. 4.15).

В камерных печах применяют жидкое и газообразное топливо. Форсунка для распыливания стоков располагается в стенке цилиндрической камеры. К недостаткам камерных печей относится низкое тепловое напряжение топочных объемов, не превышающее 2...3 МВт/м^3. Кроме того, поддержание высоких температур в печи затруднено вследствие балластирования процесса горения выбросами, часто разбавленными инертными газами. Понижение температуры в топочной камере ведет к неполному окислению органических соединений.

Низкая концентрация горючих компонентов в промышленных выбросах требует особых условий для их сжигания. Внедряемые в

Рис. 4.14. Печь «кипящего слоя» для термического обезвреживания сточных вод:

1 – футеровка; *2* – камера горения; *3* – взрывной клапан; *4* – камера смешения; *5* – газораспределительная решетка; *6* – корпус печи; *7* – форсунка для сточной воды; *8* – затвор; *9* – горелка для газа



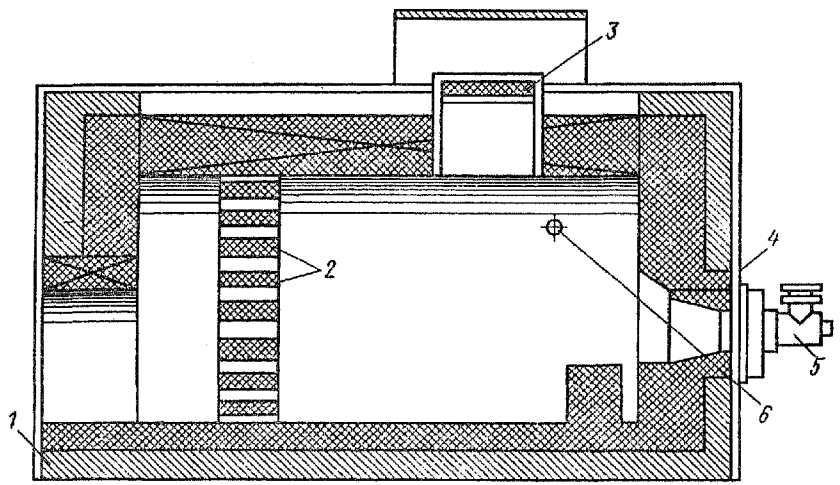


Рис. 4.15. Печь камерная для огневого обезвреживания сточных вод:

1 – футеровка; *2* – газораспределительная решетка; *3* – взрывной клапан; *4* – кожух; *5* – горелки; *6* – форсунка для распыливания стоков

последние годы для обезвреживания сточных вод топочные процессы циклонно-вихревой структуры позволяют интенсифицировать процесс горения отходов и существенно повысить коэффициент их обезвреживания. Аэродинамические особенности циклонных печей создают оптимальные условия для интенсификации тепло- и массообмена. Тепловое напряжение топочного объема в циклонных печах достигает 17... 18 МВт/м^3.

На рис. 4.16 показана конструкция циклонной однокамерной печи

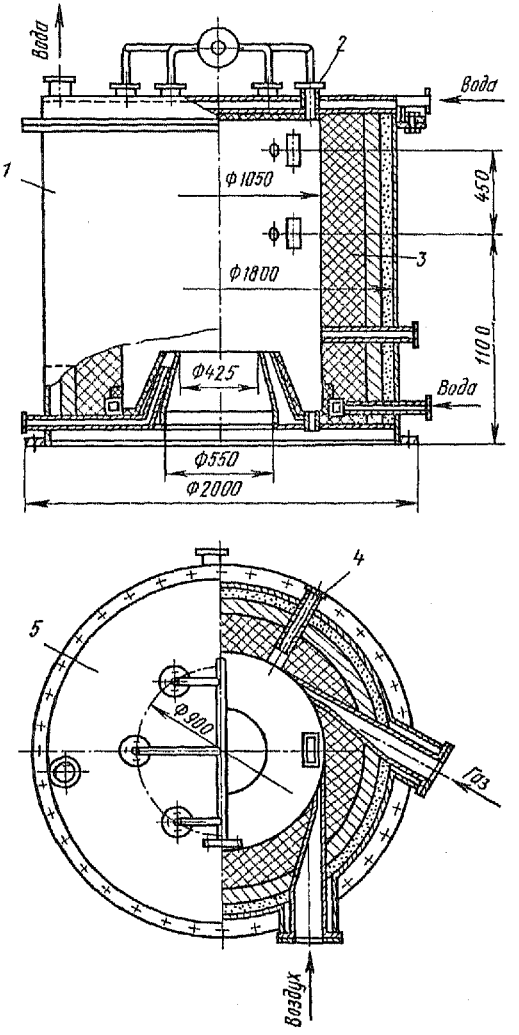


Рис. 4.16. Печь циклонная для сжигания кубового остатка:

1 – каркас; *2* – форсунки для подачи кубового остатка; *3* – футеровка; *4* – запальник; *5* – крышка водоохлаждаемая

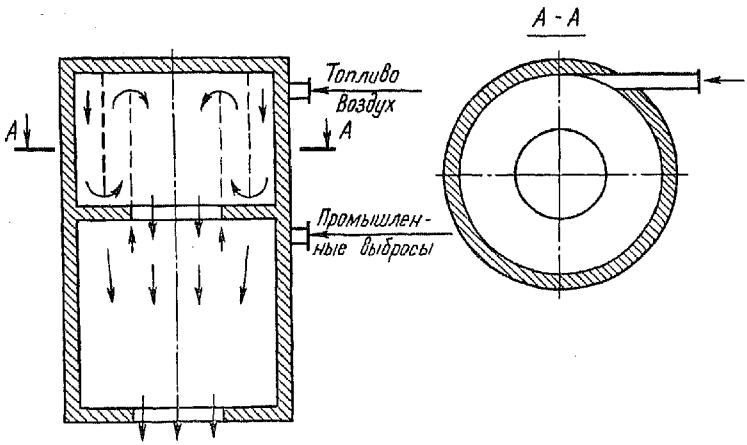


Рис. 4.17. Схема двухступенчатого циклонного агрегата для обезвреживания промышленных выбросов

для сжигания кубового остатка с одновременным получением соли в виде плава в производстве карбофоса. Топливом служит природный газ. Сгорание газовоздушной смеси происходит в циклоне, на который сверху подается кубовый остаток. В печи происходит обезвоживание стока, окисление органической составляющей и расплавление солей.

Плав NaCl стекает по стенке к поду, откуда и удаляется через специальные стоки. Производительность печи по кубовому остатку 600 кг/ч. Тепловое напряжение печи 1512 кВт/м^3. Температура дымовых газов на выходе из печи порядка 1000 °С. Циклонные печи относятся к печам непрерывного действия.

В двухступенчатой циклонной печи (рис. 4.17) первая ступень выполняет роль топочного устройства. Продукты сгорания попадают во вторую ступень, где промышленные выбросы окисляются под воздействием вихревого потока и радиации в печи. Процесс окисления под воздействием этих факторов достигает большой интенсивности.

§ 4.5. ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС ПЕЧЕЙ

Тепловой баланс печей представляет собой сопоставление приходных и расходных составляющих общего количества теплоты в рассматриваемом процессе. В общем виде тепловой баланс может быть записан в форме равенства

$$\sum Q_{\text{прих}} = \sum Q_{\text{расх}}. \qquad (4.1)$$

При проектировании топливных печей тепловой баланс составляется с целью определения расхода топлива. Тепловой баланс, кроме того, имеет большое значение для анализа эффективности тепловой работы печи и позволяет определить пути повышения экономичности процесса и снижения расхода топлива.

В печах непрерывного действия тепловой баланс обычно составляют

на час работы печи или на сутки, в печах периодического действия — на время переработки определенного количества сырья (на 1 т, на 100 кг), на время одного цикла работы.

Составляющие приходной части теплового баланса:

$$\sum Q_{\text{прих}} = Q_1 + Q_{\text{фт}} + Q_{\text{фв}} + Q'_{\text{м}} + \sum Q_{\text{экз}},$$

где $Q_1 = BQ_{\text{н}}^{\text{р}}$ — теплота сгорания топлива; $Q_{\text{фт}} = B(ct)_{\text{т}}$ — физическая теплота топлива; $Q_{\text{фв}} = B(\alpha_{\text{т}} - \Delta\alpha_{\text{т}})V^0(ct)_{\text{в}}$ — физическая теплота подогретого воздуха; $Q'_{\text{м}} = \sum m'_{\text{м}}(ct)'_{\text{м}}$ — физическая теплота технологического материала, загружаемого в печь: в печах для сжигания отходов — это теплота, вносимая в печь промышленными выбросами, $m_{\text{пр.в}}(ct)_{\text{пр.в}}$, где m — расход материала, кг/ч; $\sum Q_{\text{экз}}$ — теплота экзотермических реакций или в печах сжигания промышленных отходов — теплота, выделяемая при сгорании токсичных компонентов.

Составляющие расходной части теплового баланса:

$$\sum Q_{\text{расх}} = Q''_{\text{м}} + \sum Q_{\text{энд}} + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 + Q_6 + Q_{\text{ну}},$$

где $Q''_{\text{м}} = \sum m''_{\text{м}}(ct)''_{\text{м}}$ — конечная энтальпия продуктов переработки (m — в кг/с); $\sum Q_{\text{энд}}$ — теплота эндотермических реакций; $Q_2 = BV_{\text{ух.г}}(ct)_{\text{ух.г}}$ — потери теплоты с уходящими газами; $Q_3 = BQ_{\text{н}}^{\text{р}}q_3$ — потери теплоты от химической неполноты сгорания топлива; $Q_4 = BQ_{\text{н}}^{\text{р}}q_4$ — потери теплоты от механической неполноты сгорания топлива; $Q_5 = (10\ldots25\,\%)\sum Q_{\text{прих}}$ — потери теплоты в окружающую среду от наружного охлаждения; Q_6 — потери теплоты на неустановившийся режим и со шлаками (величина заданная); $Q_{\text{ну}} = (0{,}05\ldots0{,}10)\sum Q_{\text{прих}}$ — неучтенные потери.

Если выразить суммы статей прихода и расхода в виде двух частей, одна из которых зависит от расхода топлива, а другая не зависит, то тепловой баланс (4.1) можно записать следующим образом:

$$\sum Q_{\text{прих}} = aB + b;\ \sum Q_{\text{расх}} = a'B + b'.$$

Подставим полученные значения в (4.1), откуда расход топлива, кг/ч:

$$B = (b' - b)/(a - a'). \tag{4.2}$$

Знаменатель в уравнении (4.2) может быть выражен произведением $Q_{\text{н}}^{\text{р}}\eta_{\text{исп}}$. Коэффициент использования топлива $\eta_{\text{исп}}$ показывает, какая доля введенной в печь теплоты используется в рабочем пространстве печи.

При отсутствии потерь от неполноты сгорания коэффициент использования топлива равен

$$\eta_{\text{исп}} = \frac{Q_{\text{р}}^{\text{р}} - (ct)_{\text{ух.г}}}{Q_{\text{р}}^{\text{р}}} = 1 - \frac{(ct)_{\text{ух.г}}}{Q_{\text{р}}^{\text{р}}}, \tag{4.3}$$

где $Q_{\text{р}}^{\text{р}} = Q_{\text{н}}^{\text{р}} + (ct)_{\text{т}} + (ct)_{\text{в}}$.

Расход условного топлива, кг/ч:

$$B_{\text{усл}} = BQ_{\text{н}}^{\text{р}}/29\,330.$$

Эффективность работы печей оценивают термическим к. п. д., показывающим, какая доля теплоты затрачивается полезно для данного технологического процесса:

$$\eta_t = (Q_{\text{пол}}/Q_{\text{прих}})\,100, \tag{4.4}$$

где $Q_{пол} = (Q''_м - Q'_м) + \sum Q_{эпд}$; $Q_{прих} = Q_1 + Q_{фт} + Q_{фв} + \sum Q_{экз}$.

Основные размеры печи должны обеспечивать достаточно полное завершение технологического процесса. Для этого необходимо кроме определения теплоты, покрывающей потребности технологического процесса $Q_{техн}$, время, в течение которого заканчиваются химические реакции и физические превращения материалов. Это время находится по скорости процесса c_{max}, т/(м^3 · ч). Для определения рабочего пространства печи служит уравнение

$$V = A/(\varphi c_{max}\tau), \qquad (4.5)$$

где A – производительность печи, т/сут; φ – коэффициент контактирования материалов; τ – число рабочих часов в сутки.

Величина V может определяться также по минимально необходимому времени пребывания материалов в печи:

$$V = A\tau_{пр}/(\rho\tau), \qquad (4.6)$$

где ρ – масса материалов в печи, т/м^3 (для шахтных, обжиговых печей и др.).

Удельная производительность барабанных печей окислительного обжига равна линейной скорости $\tau_{пр}$ (м/ч) процесса обжига и служит временной характеристикой печей непрерывного действия (так же, как для реакторов идеального вытеснения).

§ 4.6. ТЯГОДУТЬЕВЫЕ УСТРОЙСТВА

Подача воздуха и удаление газов из печной установки могут совершаться за счет естественной тяги или с помощью специальных устройств – дутьевых вентиляторов и дымососов. При расчете движения газов в газоходах и полостях печи пользуются уравнением Бернулли:

$$z\rho g + \rho\,(w^2/2) + p = \text{const}, \qquad (4.7)$$

где z – геометрическая высота центра тяжести данного сечения потока; $z\rho g$ – геометрический напор, выражающий энергию положения; $\rho\,(w^2/2)$ – удельная кинетическая энергия потока в данном сечении, отнесенная к массовому расходу; p – статический или пьезометрический напор, выражающий энергию давления или потенциальную энергию потока.

Уравнение Бернулли для двух сечений вертикального потока позволяет определить падение давления потока:

$$z_1\rho_1 g_1 + \rho_1\,(w_1^2/2) + p_1 = z_2\rho_2 g_2 + \rho_2\,(w_2^2/2) + \Delta h_{пот},$$

где z_1 и z_2 – высоты сечений *1* и *2* относительно условного уровня отсчета; $\Delta h_{пот}$ – напор, потерянный на преодоление сопротивления движению газов – гидравлическое сопротивление.

После группировки членов уравнения при $\rho_1 = \rho_2 = \rho_{дг}$ получим

$$(p_1 - p_2) - \rho_{дг}\,(z_1 - z_2)\,g = \rho\left(\frac{w_2^2 - w_1^2}{2}\right) + \Delta h_{пот}. \qquad (4.8)$$

Правая часть уравнения представляет собой полное гидравлическое сопротивление.

Применим уравнение (4.8) для определения разрежения, создаваемого

дымовой трубой. Пусть основанию дымовой трубы соответствует нулевой уровень $z_1 = 0$, тогда z_2 равно высоте дымовой трубы $z_2 = H$ и $p_п = p_0 - H\rho_в g$, где p_0 – атмосферное давление на уровне $z_1 = 0$, Па; $\rho_в$ – плотность воздуха, кг/м^3. В этом случае

$$\Delta p = p_0 - p_п = H(\rho_в - \rho)g - \rho\left(\frac{w_2^2 - w_1^2}{2}\right) + \Delta h_{пот}, \qquad (4.9)$$

где Δp соответствует превышению атмосферного давления над давлением газа в трубе и называется самотягой $h_с$. Как видно из уравнения, тяга зависит от высоты дымовой трубы и от разности плотностей воздуха и дымовых газов. За счет тяги дымовой трубы создается разрежение, которое называют естественной тягой. Расчет естественной тяги ведут для худшего варианта (работа в летнее время, когда $\rho_п$ не намного превышает плотность дымовых газов).

В печной установке разрежение имеет место только за пределами рабочего (технологического) пространства. В рабочей камере поддерживается обычно избыточное давление для предотвращения подсоса воздуха и влияния на нормальную работу печи. По характеру распределения давления газов печи отличаются от котельных установок.

Потери давления $\Delta h_{пот}$ состоят из потерь на трение $\Delta h_{тр}$ и местных потерь $\Delta h_м$, связанных с изменением направления потока или изменением его сечения. Потери на трение шероховатых труб

$$\Delta h_{тр} = \lambda \frac{l}{d_э}\frac{w_0^2}{2}\rho_0(1 + \alpha t), \qquad (4.10)$$

где ρ_0 – плотность газов при нормальных физических условиях; l и $d_э$ – длина газохода и гидравлический (эквивалентный) диаметр; λ – коэффициент трения зависит от числа Re и берется по справочникам.

При ламинарном движении $Re < 2 \cdot 10^3$ коэффициент трения определяется по формуле $\lambda = 64/Re$. Для технически гладких труб и числа $Re = (4 \div 100) \cdot 10^3$ коэффициент трения может быть рассчитан по формуле $\lambda = 0{,}316/Re^{0{,}25}$. Все местные потери (местные сопротивления) определяются по формуле $\Delta h_м = \zeta(w^2/2)\rho$, где ζ – коэффициент местного сопротивления зависит от конфигурации газоходов и берется по справочным таблицам.

При естественной тяге общее сопротивление газового тракта должно быть меньше или равно тяге, вызываемой дымовой трубой высотой H. В противном случае необходима установка дымососов. Производительность дымососов с учетом 15 %-ного запаса выбирается по формуле

$$V = 1{,}15 B_р V_г\left(1 + \frac{T_{ух}}{273}\right), \qquad (4.11)$$

где $B_р$ – расход топлива, кг/ч; $V_г$ – объем дымовых газов, м^3; $T_{ух}$ – температура уходящих газов, °С.

Диаметр устья дымовой трубы определяется по скорости газов на выходе из трубы $w_{вых}$ и расходу газов $V_{ух}$:

$$d = \sqrt{\frac{4V_{ух}}{\pi w_{вых}}}.$$

Скорость газов $w_{вых}$ на выходе из трубы принимают в пределах 2,5...4 м/с.

ГЛАВА 5
КОТЛОАГРЕГАТЫ ХИМИЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

§ 5.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Котлоагрегаты делятся на паро- и теплогенераторы. *Парогенератором называется агрегат, состоящий из топки, поверхностей нагрева, находящихся под давлением рабочей среды (жидкого теплоносителя, парожидкостной смеси, пара), и воздухоподогревателя, предназначенный для получения пара заданных параметров.* На рис. 5.1 изображена принципиальная схема парогенератора с естественной циркуляцией в нем жидкого теплоносителя, например воды. В топке *1* сжигается топливо, образующиеся продукты сгорания в виде факела передают часть своей внутренней энергии (в основном излучением) кипящей воде, движущейся в кипятильных трубах *2*, расположенных на стенках топки. Эти испарительные поверхности нагрева называются *экранами.* Далее продукты сгорания проходят через верхнюю часть заднего экрана *3*, называемого *фестоном* (разреженные трубы экрана), и последовательно омывая пароперегреватель *4*, экономайзер *5*, воздухоподогреватель *6*, охлаждаются до 180...120 °С и с помощью дымососа через дымовую трубу выбрасываются в атмосферу.

Прошедшая водоподготовку вода питательным насосом *7* подается в экономайзер *5*, где она подогревается до температуры близкой температуре насыщения при данном давлении, после чего поступает в барабан *8* парогенератора. Отсюда она по опускным трубам *9* поступает в трубы экрана *2*. Образующаяся в трубах экрана парожидкостная смесь поступает в барабан *8*, где происходит ее сепарация: жидкость поступает в опускные трубы *9*, а насыщенный пар – в пароперегреватель *4* и далее к потребителю. Атмосферный воздух с помощью вентилятора *10* поступает в воздухоподогреватель *6*, где он подогревается до заданной температуры, после чего поступает в топку для сжигания топлива.

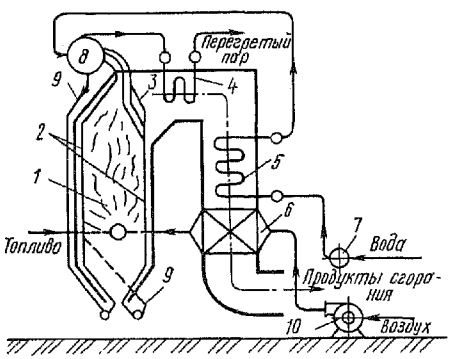


Рис. 5.1. Принципиальная схема парогенератора с естественной циркуляцией

Мощность парогенератора определяется производством пара заданных параметров в единицу времени (т/ч).

Теплогенератором называется агрегат, состоящий из топ-

ки, поверхностей нагрева и воздухоподогревателя, предназначенный для нагрева жидкого теплоносителя до заданной температуры. Мощность теплогенератора выражается в кВт или МВт.

Теплоносители. В химической технологии в качестве теплоносителей паро- и теплогенераторов применяются (табл. 5.1): вода, ВОТ – высокотемпературные органические теплоносители (ДФС – дифенильная смесь – эвтектическая смесь 26,5 % дифенила и 73,5 % дифенилоксида, ДТМ – дитолилметан, АМТ-300 – ароматизированное масло, КТ-2 – комбинированный теплоноситель – смесь 50 % дитолилметана, 36,8 % дифенилоксида и 13,3 % дифенила, ИС-40А – минеральное масло), соляные теплоносители (СС-4 – эвтектическая смесь 40 % $NaNO_2$, 7 % $NaNO_3$ и 53 % KNO_3) и жидкометаллические (Hg – ртуть).

Вода характеризуется высокими теплопередающими свойствами. Однако она имеет и существенные недостатки: относительно высокую температуру плавления, высокие давления при небольших температурах насыщения, необходимость очистки от солей жесткости и растворенного в ней кислорода, увеличение объема при затвердевании.

Наиболее совершенными ВОТ являются дифенильная смесь и комбинированный теплоноситель КТ-2. Существенными достоинствами ВОТ являются: высокие температуры нормального кипения, уменьшение объема при затвердевании, они не подвергают коррозии конструкционные материалы. Самым дорогим ВОТ является дифенильная смесь, самым дешевым – минеральное масло ИС-40А, последний является и самым недифицитным.

Все ВОТ в процессе эксплуатации подвергаются термическому разложению с образованием низко- и высококипящих продуктов разложения. Это обстоятельство влияет на процессы теплообмена и гидродинамики в паро- и теплогенераторах. Область применения ВОТ ограничивается температурами 385...400 °С.

В теплогенераторах применяются все указанные в табл. 5.1 теплоносители, в парогенераторах – только вода, дифенильная смесь, дитолилметан и ртуть.

Для температур до 500...550 °С применяют сплав СС-4. Он не подвергает коррозии конструкционные материалы, не горюч, не токсичен, взрывобезопасен, дешевый, однако имеет высокую температуру плавления. Поэтому пуск нагревательной установки, работающей на сплаве СС-4, начинается с его водных растворов: в процессе разогрева нагревательной установки вода из него постепенно удаляется и раствор при 142...145 °С переходит в расплав.

В настоящее время ртуть как жидкометаллический теплоноситель по причине его большой токсичности, агрессивного воздействия на конструкционные материалы и дороговизны заменяется на сплав СС-4.

Основные характеристики и классификация котлоагрегатов. Основными характеристиками котлоагрегатов являются: паропроизводительность (для водяных парогенераторов) или тепловая мощность (для теплогенераторов ВТ и парогенераторов ВТ, работающих на высокотемпературных теплоносителях), параметры теплоносителей на входе и выходе из котлоагрегата, температура подогрева воздуха, поступающего в топку,

Таблица 5.

Характеристики	Вода	ДФС	ДТМ	АМТ-300	КТ-2	ИС-40А	СС-4	Hg
Температура плавления, °С	0	12,3	−30...−36	−30	−21	−10	142	−38,9
Температура кипения при 0,101 МПа, $t_н$, °С	100	258	296	–	272	–	–	357,3
Температура применения, °С:								
предельная $t_{пр}$	370	385	330	285	350	250	470	690
кратковременная $t_к$	»	400	350	300	370	270	550	»
Давление, соответствующее кратковременной температуре, МПа	22	1,086	0,224	–	0,50	–	–	5,9
Теплота парообразования, кДж/кг:								
при $t_н$	2258	286	335	–	310	–	–	296
при $t_к$	152	207	322	–	264	–	–	283
Температура вспышки, °С	–	102	142	170	130	220	–	–
Температура самовоспламенения, °С	–	600	500	400	505	373	–	–

Плотность, кг/м^3:								
при 20 °С	998,2	1060	982,6	969	1010	916	1976[1]	13546
при $t_к$	366,3	709	685,0	781	741	754	1681	11947
Теплоемкость, кДж/(кг · °С):								
при 20 °С	4,18	1,59	1,55	1,59	1,62	1,43	1,42[1]	0,139
при $t_к$	12,60[2]	3,01	2,50	2,55	2,21	2,15	1,42	0,138[3]
Теплопроводность, Вт/(м · °С):								
при 20 °С	0,60	0,137	0,114	0,120	0,129	0,159	0,440	8,05
при $t_к$	0,41[2]	0,083	0,070	0,093	0,094	0,139	0,235	13,32[3]
Динамическая вязкость, 10^5 (Н · с/м^2):								
при 20 °С	100,1	435,6	532,6	15407	460,2	3633[4]	1777[1]	1544
при $t_к$	6,91[2]	14,9	18,1	39,6	16,1	305,1	115,9	914[5]
ПДК[6], мг/м^3	—	10	1	5	1	10	—	0,01

[1] При 150 °С.
[2] При 360 °С.
[3] При 500 °С.
[4] При 50 °С.
[5] При 300 °С.
[6] ПДК — предельно допустимая концентрация паров вещества в производственном помещении.

вид сжигаемого топлива и характер циркуляции теплоносителя в котлоагрегате.

В соответствии с этими характеристиками водяные парогенераторы классифицируют на следующие группы: по паропроизводительности – большой, средней и малой, по характеру циркуляции – с многократной естественной, многократной принудительной и однократной принудительной, по виду сжигаемого топлива – с камерными топками для сжигания пылевидного твердого топлива, с камерными топками для сжигания мазута и газа и со слоевыми топками для сжигания кускового твердого топлива.

Парогенераторы ВТ используют при низком давлении для выработки насыщенного пара; циркуляция теплоносителя – многократная естественная, топки – камерные для сжигания газа и мазута.

В химической технологии применяются теплогенераторы только низкого давления, работающие на высокотемпературных теплоносителях, циркуляция теплоносителя – многократная, топки – камерные для сжигания мазута и газа.

§ 5.2. ПРОЦЕССЫ, ПРОТЕКАЮЩИЕ В КОТЛОАГРЕГАТЕ

К котлоагрегату предъявляется требование максимальной интенсивности теплообмена между продуктами сгорания топлива и теплоносителями при нормальном температурном режиме работы материала теплопередающей поверхности, которая представляет собой систему стальных труб.

Интенсивность теплообмена во всех элементах парогенератора характеризуется *коэффициентом теплопередачи* K [Вт/(м^2 · К)], который при малой толщине стенки трубы по отношению к ее диаметру (что имеет место в котлоагрегатах) определяется, как для плоской многослойной стенки, по формуле

$$K = 1/\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_з}{\lambda_з} + \frac{\delta_м}{\lambda_м} + \frac{\delta_н}{\lambda_н} + \frac{1}{\alpha_2}\right), \qquad (5.1)$$

где α_1 и α_2 – коэффициенты теплоотдачи от греющей среды к стенке и от стенки к нагреваемой среде, Вт/(м^2 · К); $\delta_м$ и $\lambda_м$ – толщина и теплопроводность металлической стенки трубы, м и Вт/(м · К); $\delta_з$ и $\lambda_з$ – толщина и теплопроводность загрязнений (золы и сажи) на наружной поверхности трубы, м и Вт/(м · К); $\delta_н$ и $\lambda_н$ – толщина и теплопроводность слоя накипи на внутренней поверхности трубы, м и Вт/(м · К). Термическое сопротивление стенки металлической трубы $\delta_м/\lambda_м$ мало и обычно в расчете коэффициента теплопередачи его не учитывают.

При работе парогенератора на воде отложение накипи на внутренней поверхности трубы экрана и парогенерирующего пучка труб зависит от степени очистки воды от механических примесей и растворенных в ней солей. При современных способах очистки воды образование накипи ничтожно и обычно в расчетах K термическим сопротивлением $\delta_н/\lambda_н$ пренебрегают. В случае работы парогенератора на ВОТ при правильной эксплуатации отложение продуктов разложения теплоносителя на внутренней поверхности указанных труб исключается.

При правильной организации сжигания топлива в топке и движения продуктов сгорания по газоходам парогенератора отложение сажи и золы на внешней поверхности труб мало. Однако толщина этого отложения существенно влияет на коэффициент теплопередачи. Толщина отложений зависит от вида топлива, способа его сжигания, скорости движения продуктов сгорания относительно теплопередающей поверхности и т. д. Обычно в расчете коэффициента теплопередачи термическое сопротивление загрязнений внешней поверхности труб учитывается коэффициентом ξ.

На основании вышеизложенного коэффициент теплопередачи в каждом элементе парогенератора можно представить в виде

$$K = \xi / \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} \right). \tag{5.2}$$

В общем случае теплоотдача от продуктов сгорания к трубам парогенератора осуществляется радиацией и конвекцией, т. е.

$$\alpha_1 = \alpha_л + \alpha_к, \tag{5.3}$$

где $\alpha_л$ и $\alpha_к$ – коэффициенты теплоотдачи излучением и конвекций.

Роль лучистой составляющей коэффициента теплоотдачи α_1 максимальна в экранах и минимальна в «хвостовых» поверхностях нагрева парогенератора.

В парогенераторах, применяющихся в химической технологии, ориентировочно имеем следующие значения коэффициента теплоотдачи α_1 [Вт/(м^2 · К)]: парогенерирующих труб экрана 150...250; парогенерирующих труб первого газохода и труб пароперегревателя – 70...100; парогенерирующих труб последующих газоходов – 50...70; труб воздухоподогревателя и экономайзера – 30...40. Ориентировочные значения коэффициента теплоотдачи α_2 от внутренней стенки трубы [Вт/(м^2 · К)]: к кипящей воде – $(10...50) \cdot 10^3$, к кипящим ВОТ (при ядерном режиме кипения воды и ВОТ) – $(8...25) \cdot 10^3$, к некипящей воде – $(3...10) \cdot 10^3$, некипящим ВОТ (при турбулентном режиме течения) – $(0{,}8...3) \cdot 10^3$ и к воздуху (при турбулентном его движении) – 20...40. Из этих данных следует, что в парогенерирующих трубах и трубах экономайзера, поскольку $\alpha_1 \ll \alpha_2$, коэффициент теплопередачи $K \approx \xi\alpha_1$; в пароперегревателе и воздухоподогревателе $\alpha_1 \approx \alpha_2$ и, следовательно,

$$K = \xi / \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} \right).$$

Коэффициент теплопередачи в экранах в несколько раз больше, чем в парогенерирующих трубах, расположенных в газоходах парогенератора. Следовательно, в целях интенсификации процесса теплопередачи в парогенераторе необходимо увеличивать поверхность экранов за счет пучков парогенерирующих труб.

Так как коэффициент теплоотдачи от продуктов сгорания к стенкам труб пароперегревателя несколько больше, чем от стенок труб к перегретому пару, то температура стенки труб его будет несколько ближе к температуре продуктов сгорания, чем к температуре перегретого пара. Отсюда следует, что в пароперегреватель продукты сгорания

должны поступать при температуре значительно меньшей, чем их температура на выходе из топки. По этой причине пароперегреватель располагают после нескольких рядов парогенерирующих труб первого газохода или фестона.

В парогенерирующих трубах вследствие высоких значений α_2 температура стенки этих труб близка температуре кипящего теплоносителя (отличается не более чем на 50 °С). Однако в этих трубах с повышением плотности тепловых потоков увеличивается содержание пара в парожидкостной смеси и оно может достигнуть такого значения, что на внутренней поверхности труб образуется паровая пленка. В этом случае резко ухудшается интенсивность теплообмена, вследствие чего резко возрастает температура стенки трубы и она может прогореть. Это исключается путем соблюдения гидродинамического режима движения парожидкостной смеси в обогреваемых трубах, который обеспечивается надежной циркуляцией теплоносителя в циркуляционном контуре парогенератора.

На рис. 5.2 представлена принципиальная схема естественной многократной циркуляции теплоносителя в парогенераторе. Насосом *1* теплоноситель подается в экономайзер *2*, откуда он поступает в верхний барабан *3* циркуляционного контура парогенератора. Теплоноситель циркулирует по схеме: верхний барабан *3* – опускные трубы *4* – нижний барабан либо коллектор *5* – подъемные трубы *6* – верхний барабан *3*, естественным путем вследствие разности плотностей жидкости $\rho_ж$ в необогреваемых трубах *4* и парожидкостной смеси $\rho_{см}$ в обогреваемых подъемных трубах. Насыщенный пар из верхнего барабана *3* поступает в пароперегреватель *7* и далее к потребителю. Движущей силой циркуляции будет *движущий напор* (давление), Па, равный

$$\Delta p_{дв} = H_п (\rho_ж - \rho_{см}) 9{,}81, \qquad (5.4)$$

где $H_п$ – высота паросодержащего участка, т. е. расстояние по высоте от точки закипания жидкости в подъемных трубах до места входа их в барабан.

Действительный *полезный напор* (давление), Па, создающийся в подъемных трубах,

$$N_{пол} = \Delta p_{дв} - \Delta p_{под} = H_п (\rho_ж - \rho_{см}) 9{,}81 - \Delta p_{под}, \qquad (5.5)$$

где $\Delta p_{под}$ – гидравлические потери в подъемных трубах.

Естественная циркуляция в парогенераторе считается надежной, обеспечивающей нормальный температурный режим работы обогреваемых труб, если выполняется равенство:

$$N_{пол} = \sum \Delta p_{ц.к}, \qquad (5.6)$$

где $\sum \Delta p_{ц.к}$ – сумма всех гидравлических сопротивлений циркуляционного контура парогенератора за вычетом гидравлических сопротивлений в подъемных трубах.

Скорость теплоносителя, с которой он поступает в обогреваемые трубы, называется скоростью циркуляции w_0. Ее значение в трубах экрана для воды находится в пределах 0,6...1,5 м/с; для ВОТ – 1...3 м/с; для остальных парогенерирующих труб и всех теплоносите-

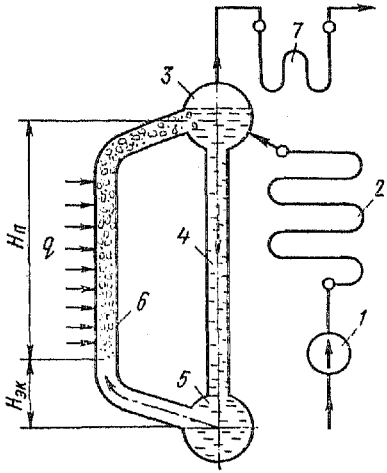


Рис. 5.2. Принципиальная схема естественной многократной циркуляции теплоносителя в парогенераторе

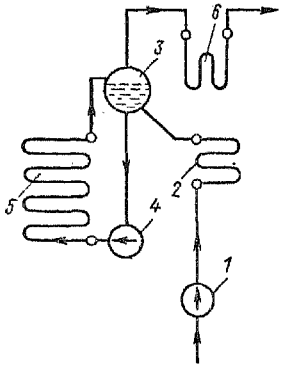


Рис. 5.3. Принципиальная схема принудительной многократной циркуляции теплоносителя в парогенераторе

лей – 0,4..1 м/с. Эти значения w_0 исключают образование в парогенерирующих трубах паровой пленки между стенкой трубы и парожидкостной смесью.

Другой важной гидродинамической характеристикой парогенератора является *кратность циркуляции, т. е. отношение количества циркулирующей в парогенераторе жидкости G к количеству образующегося пара D.* Для надежности циркуляции теплоносителя в парогенераторе кратность циркуляции должна находиться в следующих пределах: 4...10 – для воды, 6...20 – для ВОТ в трубах экрана и 20...100 – в остальных парогенерирующих трубах для воды и ВОТ.

С повышением давления теплоносителя в парогенераторе разность между $\rho_ж$ и $\rho_{см}$ уменьшается и, как следствие этого, уменьшаются полезный напор, скорость и кратность циркуляции. Чтобы сохранить движущий полезный напор при повышении давления теплоносителя, в парогенераторе необходимо увеличить высоту подъемных труб. Этим и объясняется то, что с увеличением давления пара в парогенераторе увеличивается его высота.

В тех случаях, когда исключается надежность естественной циркуляции теплоносителя в парогенераторе, переходят на парогенератор с принудительной многократной циркуляцией, принципиальная схема которой дана на рис. 5.3. Теплоноситель насосом *1* перекачивается через экономайзер *2*, где он нагревается продуктами сгорания топлива и поступает в барабан *3*. Из этого барабана с помощью циркуляционного насоса *4* теплоноситель нагнетается в обогреваемые продуктами сгорания парогенерирующие трубы *5*. В них образуется парожидкостная смесь, которая по выходе в барабан *3* сепарируется: пар поступает

в пароперегреватель *6*, а жидкость снова нагнетается насосом *4* в парогенерирующие трубы.

Как следует из вышеизложенного, надежность работы водяного парогенератора и качество вырабатываемого им пара существенно зависят от качества питательной воды и сепарации капелек влаги из насыщенного пара, поступающего из верхнего барабана парогенератора в пароперегреватель. Поэтому неслучайно в курсах общей химической технологии и процессов и аппаратов химической технологии вопросам очистки воды, питающей современные водяные парогенераторы, а также сепарации капель жидкости из насыщенных паров уделяется большое внимание.

§ 5.3. ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС И К. П. Д. КОТЛОАГРЕГАТА. РАСХОД ТОПЛИВА

Уравнение теплового баланса для установившегося режима работы котлоагрегата составляется на 1 кг сжигаемого в нем твердого и жидкого топлива или на 1 м^3 газа при нормальных условиях:

$$Q_р^р = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 + Q_6, \tag{5.7}$$

где $Q_р^р$ – количество располагаемой теплоты, кДж/кг или кДж/м^3; Q_1 – использованная теплота в котлоагрегате, кДж/кг или кДж/м^3; Q_2, Q_3, Q_4, Q_5, Q_6 – потери теплоты с уходящими газами, от химической и механической неполноты сгорания топлива, от наружного охлаждения и с физической теплотой шлака соответственно, кДж/кг или кДж/м^3.

При сжигании 1 кг твердого или жидкого топлива:

$$Q_р^р = Q_н^р + Q_т + Q_ф. \tag{5.8}$$

Здесь $Q_т = c_p t$ – физическая теплота 1 кг твердого или жидкого топлива, кДж/кг, где c_p – массовая теплоемкость, кДж/кг · °С, t – температура топлива, °С; $Q_ф = m_ф (h_ф - 2510)$ – теплота, вносимая в топку котлоагрегата паром, для распыления 1 кг жидкого топлива, кДж/кг, где $m_ф$ – масса пара, кг; $h_ф$ – энтальпия пара, кДж/кг.

При сжигании 1 м^3 газообразного топлива:

$$Q_р^р = Q_н^р + Q_т. \tag{5.9}$$

Здесь $Q_т = c'_p t$ – физическая теплота 1 м^3 газа при нормальных условиях, кДж/м^3, где c'_p – объемная теплоемкость, кДж/(м^3 · °С); t – температура газа, °С.

В процентах от подведенной к котлоагрегату $Q_р^р$ тепловой баланс котлоагрегата может быть записан в виде

$$100 = q_1 + q_2 + q_3 + q_4 + q_5 + q_6. \tag{5.10}$$

К. п. д. котлоагрегата брутто $\eta_{ка}$ (без учета затрат энергии на собственные нужды), %:

$$\eta_{ка} = Q_1 100/Q_р^р = q_1, \tag{5.11}$$

или

$$\eta_{ка} = 100 - (q_2 + q_3 + q_4 + q_5 + q_6). \tag{5.12}$$

По формуле (5.11) к. п. д. определяется по прямому балансу, через полезно использованную теплоту, а по формуле (5.12) — по косвенному балансу через потери теплоты.

Потеря теплоты с уходящими газами определится по формуле

$$q_2 = (H_{ух} - \alpha_{ух} H^0_{х.в})(100 - q_4)/Q^р_р,$$

где $H_{ух}$ и $\alpha_{ух}$ — энтальпия уходящих газов и коэффициент избытка воздуха в уходящих газах. Потери q_3, q_4, q_5, q_6 находят из соответствующих таблиц [11]. Для водяного парогенератора расход топлива в котлоагрегате, кг/с или м^3/с,

$$B = \frac{D_{пе}(h_{пе} - h_{п.п}) + D_{пр}(h''_{пр} - h'_{пр}) + D_{прод}(h_{прод} - h_{п.в})}{Q^р_р \eta_{ка}}, \qquad (5.13)$$

где $D_{пе}$ — расход пара в основном пароперегревателе, кг/с; $h_{пе}$ — энтальпия пара после основного пароперегревателя, кДж/кг; $h_{п.в}$ — энтальпия питательной воды, кДж/кг; $D_{пр}$ — расход пара в промежуточном пароперегревателе, кг/с; $h''_{пр}$ и $h'_{пр}$ — энтальпия пара после и до промежуточного пароперегревателя, кДж/кг; $D_{прод}$ — расход воды на продувку из барабана парогенератора, кг/с; $h_{прод}$ — энтальпия продувочной воды, кДж/кг.

Для парогенератора ВТ:

$$B = \frac{Q_{вт}}{Q^р_р \eta_{ка}} = \frac{m_{вт}(h_х - h_к)}{Q^р_р \eta_{ка}}, \qquad (5.14)$$

где $Q_{вт}$ — тепловая мощность парогенератора ВТ, кВт; $m_{вт}$ — количество насыщенного пара, вырабатываемого теплогенератором ВТ, кг/с; $h_х$ и $h_к$ — энтальпия насыщенных паров высокотемпературного теплоносителя и поступающего в парогенератор конденсата его соответственно, кДж/кг.

Для теплогенератора:

$$B = \frac{Q_{тг}}{Q^р_р \eta_{ка}} = \frac{m_{тн}(h_1 - h_2)}{Q^р_р \eta_{ка}}, \qquad (5.15)$$

где $Q_{тг}$ — тепловая мощность теплогенератора, кВт; $m_{тн}$ — количество нагреваемого теплоносителя, кг/с; h_1 и h_2 — энтальпия теплоносителя на выходе и входе в теплогенератор соответственно, кДж/кг.

§ 5.4. ПАРОГЕНЕРАТОРЫ, РАБОТАЮЩИЕ НА ВОДЕ

В настоящее время в химической технологии применяются парогенераторы низкого давления до 2,06 МПа для выработки технологического пара — в основном двухбарабанные вертикально-водотрубные котлы без экранов (ДКВ) и с экранами (ДКВР) и среднего давления 3,93 МПа для выработки технологического и энергетического пара — в основном парогенератор типа БМ-35-РФ.

На рис. 5.4 представлена схема парогенератора ДКВР. Он состоит из двух боковых экранов *4*, двух барабанов *1* и *5*, расположенных горизонтально друг над другом и соединенных между собой системой труб *2* и *3* диаметром 51/60 мм. Питательная вода поступает в верхний барабан *1*, опускается по слабонагреваемым (или необогреваемым)

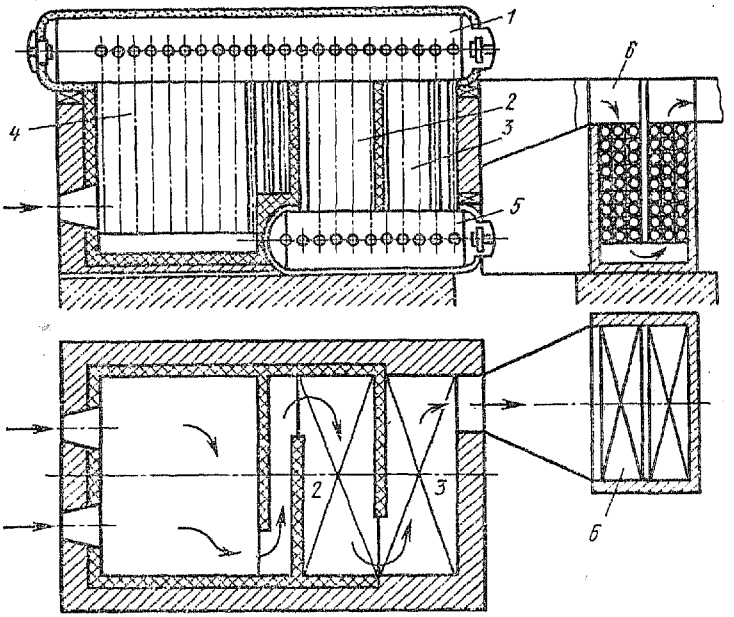


Рис. 5.4. Схема парогенератора ДКВР

трубам *3* в нижний барабан *5*, откуда по подъемным (обогреваемым) трубам *2* она возвращается в верхний барабан в виде парожидкостной смеси. В трубы боковых экранов *4* вода поступает из верхнего барабана по передним опускным трубам и из нижнего барабана – через коллекторы. Парожидкостная смесь, образующаяся в трубах экрана, также поступает в верхний барабан. Здесь с помощью сепарационных устройств насыщенный пар отделяется от жидкости, после чего он поступает в пароперегреватель, обычно расположенный после второго или третьего ряда подъемных труб *2*.

Образующиеся в топке парогенератора продукты сгорания топлива последовательно омывают подъемные и опускные трубы, после чего поступают в водяной экономайзер *6*, омывая его трубы, и далее поступают через боров в дымосос (в случае искусственной тяги) и далее в дымовую трубу, откуда выбрасываются в атмосферу.

Питательная вода насосом нагнетается в трубы водяного экономайзера *6*, где она подогревается продуктами сгорания, после чего поступает в верхний барабан.

Парогенераторы ДКВР выпускаются с номинальной производительностью 2,5; 4; 6,5; 10 и 20 т/ч пара давлением 1,28 МПа, а при производительности 6,5; 10 и 20 т/ч – на давление 2,06 МПа для насыщенного или перегретого до 250 и 370 °С пара. Они предназначаются для работы на мазуте, газе, а также на различных видах твердого топлива. Сжигание твердого топлива осуществляется в слоевых топках (с пневмомеханическим забрасывателем на неподвижную горизонтальную ре-

шетку и на цепную решетку с обратным ходом, с беспровальной цепной решеткой, с наклонно - переталкивающей решеткой), а также в шахтно-мельничной топке.

На рис. 5.5 дана схема энергетического парогенератора среднего давления БМ-35-РФ, имеющего следующую характеристику: паропроизводительность — 50 т/ч, давление перегретого пара — 3,93 МПа и его температура — 440 °С, температура питательной воды — 150 °С. Питательная вода поступает в водяной экономайзер *1* кипящего типа, откуда кипящая вода поступает в барабан *2*. Из последнего по опускным трубам вода поступает в фронтовой экран *3*, задний экран *4* и коллектор бокового экрана *5*. Из фронтового и заднего экранов парожидкостная смесь поступает в барабан *2*, а из верхнего коллектора *6* бокового экрана в циклон *7*, откуда отсепарированный насыщенный пар поступает в барабан *2*, а жидкость самотеком возвращается в коллектор *5*. Подъемные трубы заднего экрана разведены в фестон *8*, за которым устанавливается пароперегреватель *9*. Вход в него насыщенного пара и выход перегретого наглядно изображены на рис. 5.5.

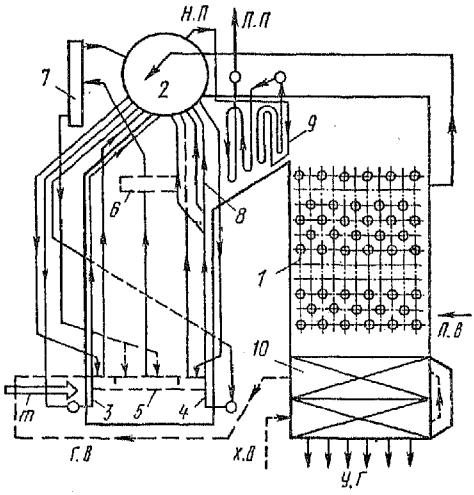


Рис. 5.5. Схема энергетического парогенератора БМ-35-РФ:

→ — топливо; х.в — холодный воздух; г. в — горячий воздух; п. в — питательная вода; н. п — насыщенный пар; п. п — перегретый пар

Холодный воздух нагнетается вентилятором в трубчатый воздухоподогреватель *10*, где он, омывая горячие трубки (внутри которых движутся продукты сгорания), подогревается до температуры 200...250 °С, после чего поступает в топку парогенератора.

Образующиеся в процессе сгорания топлива дымовые газы последовательно омывают фестон, пароперегреватель, водяной экономайзер, воздухоподогреватель и далее с помощью дымососа через дымовую трубу выбрасываются в атмосферу.

Стенки камерной топки полностью экранированы, на фронтовой стенке топки установлены три газомазутные горелки в два яруса по высоте.

У рассмотренных выше парогенераторов все поверхности нагрева выполняются из углеродистой стали, за исключением котла БМ-35-РФ, у которого выходные змеевики изготовляются из стали 15ХМ. Диаметры барабанов 1000 мм у ДКВ и 1500 мм у БМ-35-РФ, соответственно диаметры подъемных труб 51 и 60 мм и опускных труб 51 и 80 мм. Пароперегреватели и водяные экономайзеры выполнены в виде змеевиков из труб диаметром 32/38 мм. Воздухо-

подогреватель представляет собой вертикальный трубчатый теплообменник, выполненный из труб диаметром 30/40 мм.

В водяном экономайзере кипящего типа до 20% воды превращается в пар.

§ 5.5. ПАРОГЕНЕРАТОРЫ ВТ

В химической технологии используются парогенераторы, работающие на ВОТ (дифенильная смесь и дитолилметан) и ртути. Это парогенераторы с естественной циркуляцией.

Парогенераторы, работающие на ВОТ, отличаются от водяных вследствие существенных различий теплофизических свойств воды и ВОТ.

При равных давлениях теплота парообразования указанных ВОТ примерно в 9 раз меньше, чем у воды, и, следовательно, при равных плотностях тепловых потоков массовое паросодержание в обогреваемых трубах парогенератора ВОТ будет примерно в 9 раз больше, чем у водяных парогенераторов. При малых значениях скорости и кратности циркуляции это может привести к резкому уменьшению отвода теплоты от стенок обогреваемых труб к ВОТ вследствие образования в пограничном слое паровой пленки с низкой теплопроводностью (теплопроводность ВОТ примерно в 5...6 раз меньше, чем у воды). Произойдет недопустимый перегрев обогреваемых труб, разложение ВОТ в пограничном слое и в конечном счете эти трубы перегорят. Критическая плотность тепловых потоков при кипении ВОТ в обогреваемых (кипятильных) трубах находится в пределах 160...200 кВт/м^2. На основании вышеизложенного в целях надежной работы парогенерирующих труб теплогенераторы ВОТ проектируют на плотность теплового потока не выше 100 кВт/м^2, при этом не допускается обогрев опускных и парогенерирующих труб, установленных под углом наклона к горизонту $< 85°$.

На рис. 5.6 изображен парогенератор ВОТ конструкции Гипрооргхим – БелКЗ тепловой мощностью 2,326 МВт. Сваренные из углеродистой стали барабаны *1* и *2* соединены между собой опускными необогреваемыми трубами *4*. Экраны расположены у боковых стенок камеры сгорания так, чтобы исключить омывание труб пламенем. Экраны образованы стальными цельнотянутыми трубами *5*, вваренными концами в коллекторы и в верхний барабан. Трубы заднего экрана *6* вварены концами в верхний и нижний барабаны. Парогенерирующие трубы, расположенные в газоходах парогенератора, выполнены из гнутых стальных цельнотянутых труб *7*; они также вварены в верхний и нижний барабаны. Все парогенерирующие трубы расположены в трех газоходах, разделенных перегородками. Циркуляция теплоносителя в заднем экране и пучке парогенерирующих труб осуществляется по схеме: верхний барабан – опускные трубы *4* – нижний барабан – парогенерирующие трубы *6* и *7* – верхний барабан *1*; в боковых экранах по схеме: верхний барабан – опускные трубы *8* – коллекторы *3* – трубы экранов *5* – верхний барабан *1*. Питание парогенератора теплоносителем осуществляется через две перфорированные трубы *9*, расположенные на уровне жидкости в барабане. Выход полученного пара из парогенератора происходит через сепарирующее устройство *10* отбойного типа.

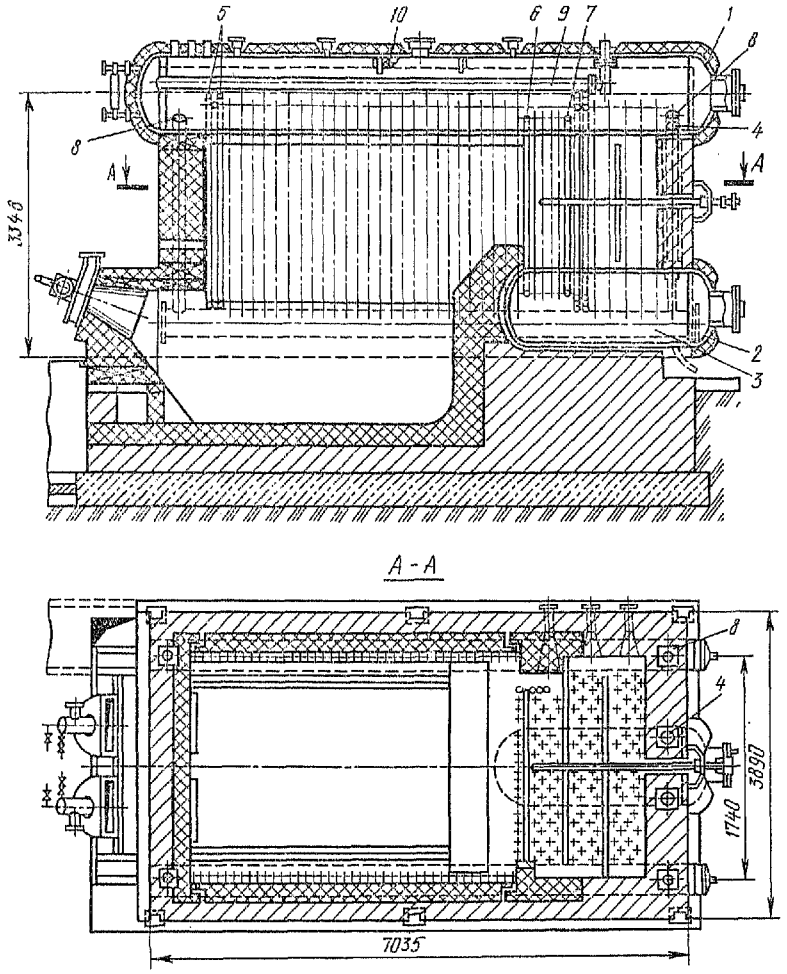


Рис. 5.6. Парогенератор ВОТ тепловой мощностью 2,326 МВт

Парогенератор спроектирован на тепловое напряжение радиационной поверхности нагрева, равное 58,2 кВт/м^2. Такое относительно низкое теплонапряжение в топке достигается резким снижением теоретической температуры горения в результате сжигания природного газа или мазута при большом коэффициенте избытка воздуха, равного 1,7.

Топка парогенератора имеет удлиненную и заглубленную на 400 мм относительно оси коллекторов экранных труб камеру сгорания, что обеспечивает полное сгорание топлива. Топка оборудована двумя мазутными форсунками или газовыми горелками. Продукты сгорания из топки поступают к пучку парогенерирующих труб с левой стороны по всей высоте топки, а выходят справа снизу. В собранном виде паро-

генератор образует транспортабельный блок, вписывающийся в нулевой железнодорожный габарит.

В целях повышения общего к. п. д. парогенератора к нему присоединен котел-утилизатор, утилизирующий теплоту продуктов сгорания, выходящих из парогенератора.

На рис. 5.7 изображен парогенератор ВОТ БелКЗ тепловой мощностью 8,72 МВт. Это однобарабанный парогенератор радиационно-конвективного типа с естественной циркуляцией ВОТ, предназначенный для установки на открытом воздухе и способный противостоять сейсмическим воздействиям в 7 баллов. Топка объемом 134 $м^3$ оснащена помимо боковых *6* и заднего экранов двухрядным экраном двустороннего облучения *5*. Чтобы избежать коксования дифенильной смеси в трубах двухсветного экрана, его первые две трубы, обращенные в сторону горелок, покрыты шипами, на которых крепится огнеупорная замазка, имеющая малую теплопроводность. Питание парогенератора дифенильной смесью осуществлено через верхний барабан *1*, откуда она по шести опускным необогреваемым трубам *3* поступает в три соединенных между собой нижних коллектора *2* диаметром 400 мм. Образующаяся в парогенерирующих трубах *4*, *6* парожидкостная смесь поступает в барабан *1*, откуда пар, пройдя сепаратор, отводится к потребителю. Парогенератор имеет наружную стальную обшивку и обвязочный каркас.

Благодаря использованию экранов двустороннего облучения доля радиационной поверхности составляет 50 % от всей поверхности. Применение двухсветного экрана позволяет сократить габариты парогенератора.

Тепловой и гидродинамический расчеты парогенераторов ВОТ проводятся по известным методикам ЦКТИ и ВТИ для пароводяных котлоагрегатов с учетом свойств ВОТ [11, 9].

В химической технологии для целей обогрева аппаратов и машин в интервале температур от 400 до 800 °С обычно используются ртутно-паровые установки, работающие с естественной циркуляцией теплоносителя. Принципиальная схема обогрева парами ртути с возвратом конденсата самотеком изображена на рис. 5.8. Вырабатываемый в парогенераторе *1* насыщенный пар ртути поступает в теплоиспользующие аппараты *3*. Здесь, осуществляя равномерный обогрев стенок аппаратов, он конденсируется. Оставшиеся пары конденсируются в холодильниках *2* и *4*. Конденсат из аппаратов *2*, *3* и *4* самотеком стекает обратно в парогенератор. Аналогичные установки могут безостановочно работать не менее одного года. Контроль температуры обогрева в данной установке сводится к контролю давления пара на паропроводе манометром *7*. Посредством регулировочных клапанов нетрудно поддерживать заданное давление паров ртути с обеспечением колебаний температуры в пределах 5...10 °С. При обогреве конденсирующимися парами ртути полностью исключается опасность местного перегрева. Все трубопроводы как для парообразной, так и жидкой ртути выполняются из спецсталей, все соединения – сварные; фланцевые соединения желательно избегать.

В качестве ртутных парогенераторов технологических нагреватель-

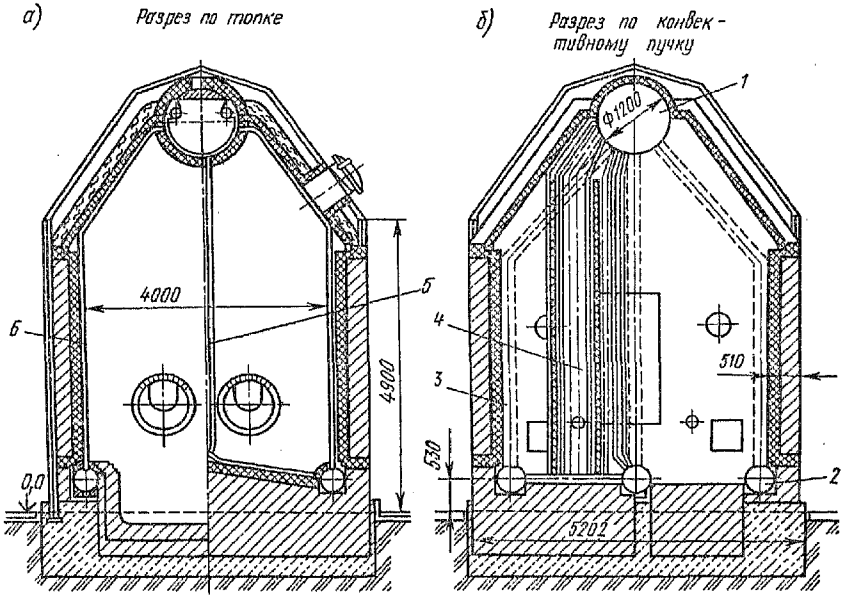


Рис. 5.7. Парогенератор ВОТ тепловой мощностью 8,72 МВт: разрез по топке (*а*); разрез по конвективному пучку (*б*)

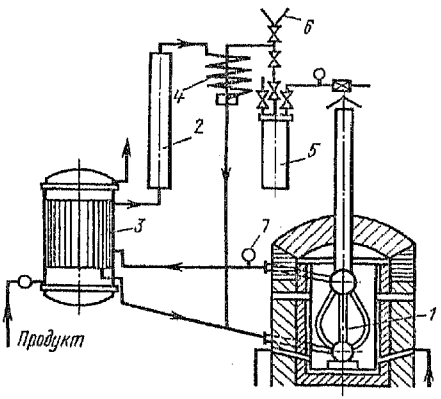


Рис. 5.8. Схема нагрева парами ртути с возвратом конденсата самотеком:

1 – ртутный парогенератор; *2* – обратный холодильник; *3* – теплообменник; *4* – воздушный холодильник; *5* – баллон с инертным газом; *6* – воронка для залива ртути; *7* – манометр

ных установок применяются специальные ртутно-паровые котлы с поверхностью нагрева 3...26 м^2, производительностью до 814 кВт при давлении пара 0,981 МПа. Срок службы этих котлов всего 8...10 месяцев. По истечении этого срока обычно появляются пропуски ртути. В этом случае парогенератор вынимают из обмуровки, опрессовкой устанавливают место течи, а затем ликвидируют его с помощью сварки.

Для предотвращения окисления ртути в установке ее трубопровод должен быть соединен с азотным баллоном *5*, в котором поддерживается избыточное давление азота, равное 0,014...0,1 МПа.

§ 5.6. ТЕПЛОГЕНЕРАТОРЫ ВТ

В теплогенераторах, работающих на высокотемпературных теплоносителях, циркуляция теплоносителя принудительная, а температура нагрева ниже температуры насыщения при данном давлении. Теплоносители в процессе эксплуатации подвергаются термическому разложению, которое происходит на границе теплоносителя с греющей стенкой, т. е. в пограничном слое. По этой причине у термостойких ВОТ (ДФС, ДТМ и КТ-2) на греющей стенке образуется кокс, у термически малостойких (масла АМТ-200 и ИС-40А) образуются пузырьки газообразных продуктов разложения, которые с увеличением плотности теплового потока сливаются между собой, образуя сплошную пленку. Образование на поверхности нагрева кокса или газовой пленки резко ухудшает теплообмен между ВОТ и поверхностью нагрева. Во избежание этого для всех ВОТ при турбулентном течении их в трубах максимальная температура стенки не может превышать более чем на 20 °С предельную температуру применения $t_к$ данного теплоносителя, так как при температуре на 30...40 °С выше $t_к$ наступает период интенсивного разложения теплоносителя с образованием на греющей поверхности слоя кокса либо газовой пленки. В современных теплогенераторах ВОТ, радиационная поверхность нагрева которых выполнена в виде змеевика с плотной навивкой, теплопередача осуществляется через поверхность, обращенную внутрь, к вертикальной оси змеевика. Во всех гидродинамических режимах течения ВОТ наименьшие значения коэффициента теплоотдачи наблюдаются на поверхности, обращенной внутрь змеевика, а следовательно, эта область является наиболее теплонапряженной. В связи с этим предельную плотность теплового потока для теплогенератора ВОТ змеевикового типа подсчитывают по формуле

$$q_{пр} = \alpha_в (t_{ст}^{мех} - t_т), \tag{5.16}$$

где коэффициент теплоотдачи на поверхности, обращенной внутрь змеевика $\alpha_в$, вычисляется по формулам [для $Re = (0{,}6 \dots 15) \cdot 10^5$; $Pr = (7 \dots 67)$; $D/d_в = 8 \dots 18$]:

$$\alpha_в = Nu_в \lambda_т / d_в; \tag{5.17}$$

$$Nu_в = 0{,}0018 Re_т^{0{,}76} Pr_т^{0{,}4} (d_в/D)^{-0{,}22}, \tag{5.18}$$

в которых $d_в$ и D – внутренний диаметр трубы змеевика и диаметр гиба его; $t_{ст}^{max}$ – максимальная температура стенки, которая на 20 °С больше предельной температуры $t_к$, приведенной в табл. 5.1; $t_т$ – средняя температура теплоносителя, °С (см.: Промышленная энергетика, 1982, № 5, с. 49–51).

На рис. 5.9 приведен эскизный чертеж теплогенератора ВОТ-1 конструкции Техэнергохимпрома мощностью 1163 кВт. Он может работать как на газообразном, так и жидком топливе (мазуте) и поэтому снабжен одной подовой горелкой *7* и тремя мазутными форсунками *6*. Радиационная поверхность нагрева теплогенератора *4*, равная 43,3 м^2, выполнена из стальной трубы $d = 121$ мм в виде змеевика $D = 2600$ мм. Конвективная поверхность нагрева *2*, равная 36,6 м^2, отделена от

радиационной плитой *3*. Конвективная поверхность представляет собой восемнадцать параллельно включенных змеевиков диаметром 45 мм, объединенных входными и выходными коллекторами. Над конвективной поверхностью смонтирован воздухоподогреватель *1*: в вертикальных стальных трубках $d = 40$ мм движутся дымовые газы, в межтрубном пространстве – воздух. Как видно из рис. 5.9, теплоноситель входит в конвективную часть теплогенератора, а выходит из радиационной части, причем на выходе из нее установлены четыре предохранительных клапана. В предтопке, вокруг газовой горелки, расположены шесть сопл *5* для подвода вторичного воздуха с целью разбавления продуктов сгорания топлива и, следовательно, снижения их температуры до предельно допустимой. Теплогенератор ВОТ-1 имеет следующую характеристику при работе на теплоносителе АМТ-300: тепловая мощность – 1163 кВт; к. п. д. – 78,6 %; коэффициент избытка воздуха в топке – 1,78; тепловое напряжение поверхности нагрева радиационной части теплогенератора – 20,6 кВт/м^2; конвективной – 3,5 кВт/м^2, температура теплоносителя 290 °С на входе и 315 °С на выходе из теплогенератора.

При эксплуатации теплогенераторов ВОТ, как и парогенераторов ВОТ, контроль за исключением периода интенсивного разложения теплоносителя осуществляется путем периодического измерения вязкости и температуры вспышки теплоносителя. При повышении вязкости на 10 % при комнатной температуре или снижении температуры вспышки на 30 % теплоноситель должен быть заменен на свежий.

В настоящее время в химической технологии для обогрева аппаратов при температурах от 400 до 550 °С применяют теплогенераторы ВТ, работающие на соляном теплоносителе – сплаве СС-4. На одном из отечественных заводов обогрев технологических аппаратов парами ртути был заменен на обогрев сплавом СС-4. Для этой цели Техэнергохимпром спроектировал теплогенератор ТЭХП-ВТ-1,45 змеевикового типа тепловой мощностью 1,45 МВт, состоящий из радиационной и конвективной частей и воздухоподогревателя. Температура сплава СС-4 на входе в теплогенератор 425 °С, на выходе из него 455 °С. Теплогенератор предназначен для работы на природном газе. Расход газа – 165,7 м^3/ч при коэффициенте избытка воздуха 1,27. Температура уходящих газов 327 °С, к. п. д. теплогенератора – 83,7 %. Средняя плотность теплового потока в радиационной части теплогенератора составляет 63,3 кВт/м^2, температура стенки змеевика радиационной части 515 °С. Тепловая мощность радиационной части теплогенератора 1,13 МВт, конвективной – 0,32 МВт. Трехгодичная эксплуатация двух таких теплогенераторов показала, что они надежны в работе, причем указанные выше их параметры незначительно отличаются от расчетных.

В качестве циркуляционных насосов для сплава СС-4 используются стальные насосы пропеллерного типа с выносным валом либо бессальниковые затопленные центробежные насосы, приспособленные для перекачки горячих жидкостей с температурой 500...550 °С.

На рис. 5.10 изображена принципиальная схема нагревательной установки с принудительной циркуляцией сплава СС-4. Стальной бак-хранилище *1* снабжен паровым змеевиком *4* для расплавления сплава

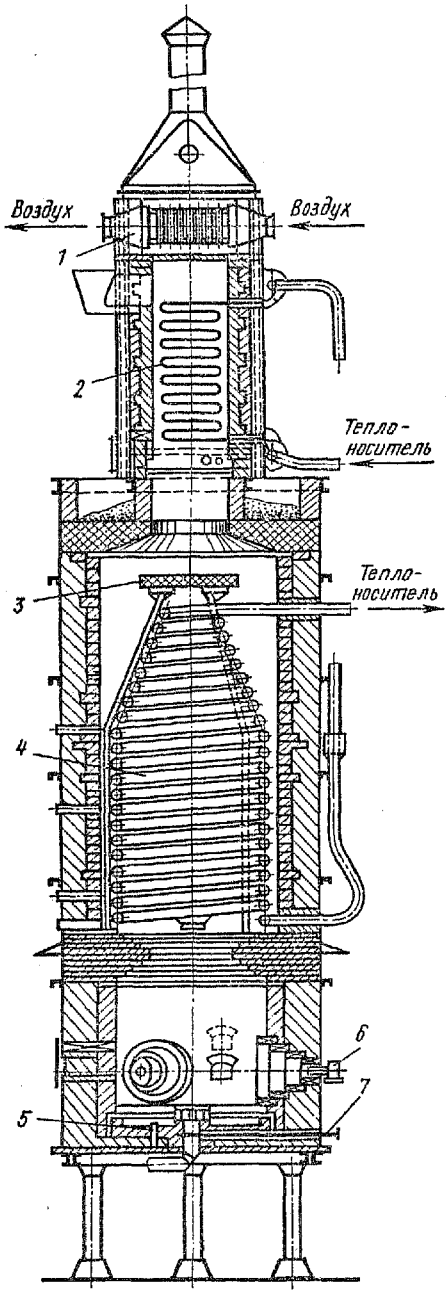


Рис. 5.9. Эскизный чертеж теплогенератора ВОТ-1 тепловой мощностью 1163 кВт

и поддержания его в расплавленном состоянии во время работы установки (в змеевик подается пар давлением 1,0 МПа). В бак погружен циркуляционный насос *2*, который нагнетает сплав в теплогенератор *3*. Нагретый в нем сплав поступает в теплообменный аппарат *5*, откуда снова возвращается в бак-хранилище. В целях уменьшения разложения сплава в баке-хранилище над теплоносителем создается «подушка» из инертных газов.

При рабочей температуре сплава СС-4 до 450 °С теплогенератор и технологические аппараты изготовляются из углеродистых сталей, а при температуре 450...550 °С – из легированных сталей.

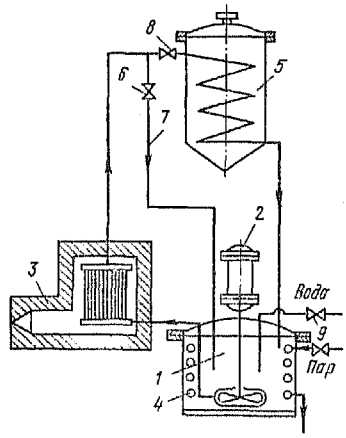


Рис. 5.10. Принципиальная схема нагревательной установки с принудительной циркуляцией сплава СС-4

Пуск установки производится в такой последовательности. В бак *1* загружают сплав или его компоненты, заливают их водой и с помощью парового змеевика нагревают до температуры 180...200 °С, при этом вода полностью испаряется. После этого зажигают горелки теплогенератора и одновременно пускают циркуляционный насос, который осуществляет циркуляцию теплоносителя по схеме: бак *1* — теплогенератор — байпасная линия *7* — бак *1* (при закрытом вентиле *8*). По достижении сплавом рабочей температуры в схему циркуляции вводится теплообменник *5* путем переключения вентилей *6* и *8*.

В случае временной остановки нагревательной системы выключаются обогрев теплогенератора и циркуляционный насос. Тогда весь находящийся в системе сплав самотеком сливается в бак *1*, где он с помощью парового змеевика может долгое время находиться в расплавленном состоянии. При продолжительной остановке системы в бак *1* подается по трубе *9* вода в таком количестве, чтобы получился 40 %-ный водный раствор сплава с температурой замерзания около 8 °С.

§ 5.7. КОТЛЫ-УТИЛИЗАТОРЫ

Котлы-утилизаторы предназначены для использования физической теплоты газообразных продуктов и отходов химических производств или теплоты сгорания этих отходов и теплоты экзотермических реакций окисления исходного газообразного сырья для получения энергетического либо технологического пара. Котлы-утилизаторы, использующие физическую теплоту указанных веществ, не имеют топочного устройства и по существу представляют собой теплообменники. Котлы-утилизаторы, использующие теплоту сгорания или теплоту экзотермических реакций окисления указанных веществ, имеют топочные устройства для сжигания или окисления этих веществ.

На рис. 5.11 представлен продольный разрез котла-утилизатора КУ-40, предназначенного для охлаждения продуктов сгорания. Дымогарные трубы расположены внутри барабана, змеевиковый пароперегреватель установлен в подводящем газоходе. Материал барабана — сталь 20К, а дымогарных труб — сталь 20. Циркуляция воды в межтрубном пространстве — естественная.

На рис. 5.12 изображена схема котла-утилизатора СКУ-14/40 (в числителе — производительность пара в т/ч, в знаменателе — избыточное давление в кг/см^2), представляющего собой горизонтальный цилиндр диаметром 2900 мм и длиной 7570 мм, разделенный перегородкой *4* на две секции: слева — змеевиковый парогенератор с принудительной циркуляцией, справа — змеевиковый пароперегреватель. Вода из барабана *2* самотеком поступает в циркуляционный насос *3*, который нагнетает ее в парогенератор *1*. Образующаяся в нем пароводяная смесь поступает в барабан *2*, где происходит ее сепарация: вода снова поступает в парогенератор, а отсепарированный насыщенный пар — в пароперегреватель *5* и оттуда — к потребителю. Парогенератор обогревается газами, выходящими из печи обжига серного колчедана, а пароперегреватель — газами, выходящими из первого слоя контактной массы реактора окисления сернистого газа в серный ангидрид.

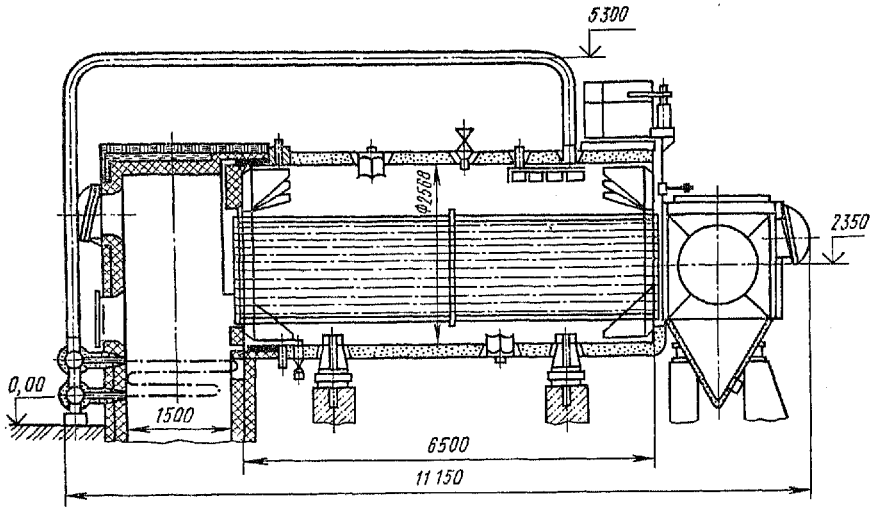


Рис. 5.11. Котел-утилизатор КУ-40

Для сжигания сероводорода с целью получения сернистого газа и использования теплоты реакции (теплоты сгорания) широко применяются котлы-утилизаторы типа ПКС. На рис. 5.13 изображен котел-утилизатор ПКС – 10/40. Котел вертикального типа, водотрубный, двухбарабанный, с естественной циркуляцией, с двумя горелками для сжигания сероводородного газа и одной горелкой для топливного газа, пуск которой осуществляется с помощью электрозапала. Котел рассчитан на работу под наддувом. Для обеспечения герметичности он выполнен с двухслойной обшивкой, внутри которой под давлением проходит воздух, поступающий в горелки. Каркас котла и обшивка рассчитаны на избыточное давление в газоходах около 12 кПа.

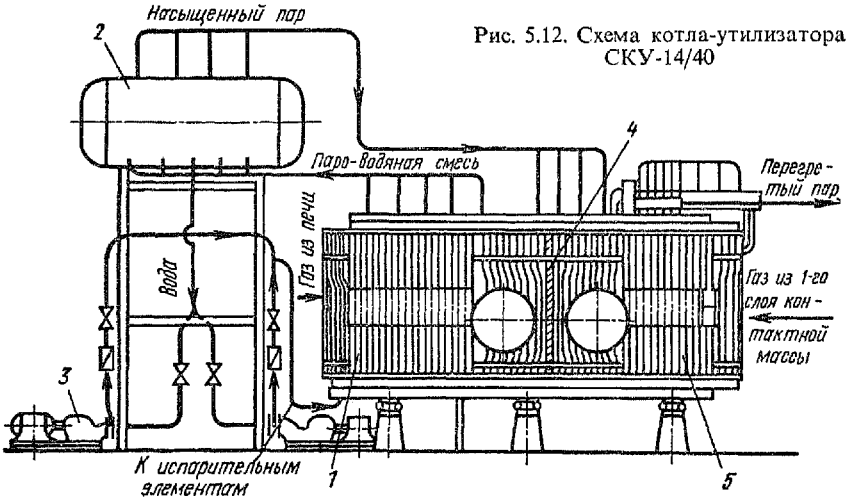


Рис. 5.12. Схема котла-утилизатора СКУ-14/40

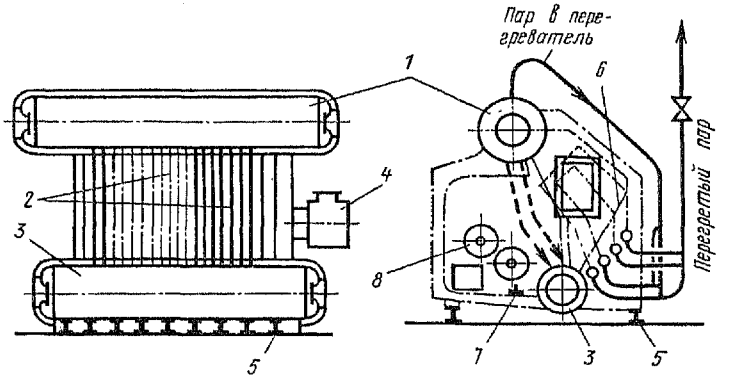


Рис. 5.13. Котел-утилизатор ПКС-10/40:
1 – верхний барабан; *2* – поверхности нагрева; *3* – нижний барабан; *4* – взрывной клапан; *5* – опора; *6* – пароперегреватель; *7* – смотровое окно; *8* – горелки

В сернокислотном производстве кроме указанных выше котлов-утилизаторов применяются также котлы-утилизаторы УККС-4/40, ГТКУ-10/40, ГТКУ-25/40, КУКС-200-3, КС-100-ГТКУ, КС-200-ГТКУ, КС-200-ВТКУ и энерготехнологические агрегаты СЭТА-Ц-100. Эти

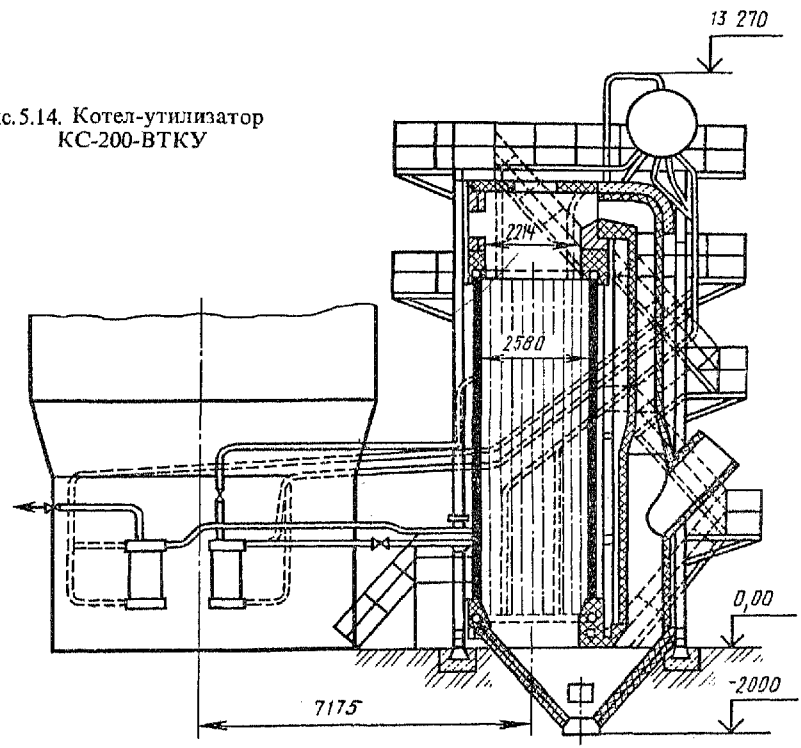


Рис. 5.14. Котел-утилизатор КС-200-ВТКУ

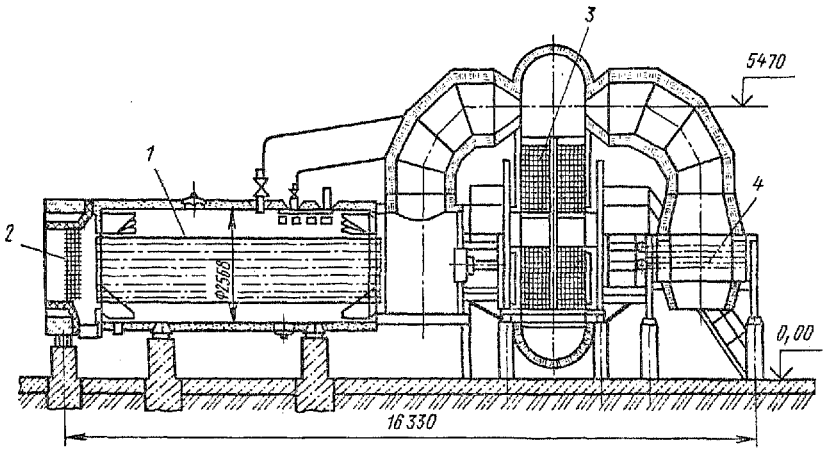


Рис. 5.15. Котел-утилизатор КУГ-66

котлы-утилизаторы устанавливаются за колчеданными и серными печами для охлаждения сернистых газов, поступающих в реакторы окисления. Котлы-утилизаторы типа КС устанавливаются за печами «кипящего слоя». На рис. 5.14 изображен однобарабанный водотрубный с естественной циркуляцией котел-утилизатор КС-200-ВТКУ, который устанавливается за печами обжига рядового колчедана в «кипящем слое» производительностью 200 т колчедана в сутки. Он предназначен для охлаждения сернистого газа и выработки пара. К барабану котла подключены выполненные из труб диаметром 57 × 6 мм испарительные охлаждающие элементы, расположенные в «кипящем слое». Там же расположен и двухступенчатый пароперегреватель, выполненный из труб 38 × 6 мм.

В ЭХТС производства слабой азотной кислоты под давлением после газовой турбины (см. рис. 7.11) установлен котел-утилизатор КУГ-66, использующий физическую теплоту нитрозных газов перед выбросом их в атмосферу. Как видно из рис. 5.15, он представляет собой горизонтальный газотрубный котел с естественной циркуляцией, рассчитанный для работы под наддувом и для открытой установки. Змеевики конвективного пароперегревателя *2*, выполненные из стальных труб 38 × 3 мм, расположены горизонтально во входной газовой камере перед испарительной поверхностью нагрева *1*. По выходе из котла нитрозные газы поступают в змеевиковый экономайзер кипящего типа *3*. Он имеет два пакета змеевиков, разделенных в средней части вертикальной стальной перегородкой, что придает нитрозным газам U-образное движение. Дальнейшее охлаждение нитрозных газов происходит в чугунном ребристом экономайзере некипящего типа *4*. Вода с помощью питательного насоса (на рисунке не показан) поступает в чугунный экономайзер, затем в змеевиковый и далее в котел.

ГЛАВА 6

ПАРОВЫЕ И ГАЗОВЫЕ ТУРБИНЫ

§ 6.1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ

Турбиной называется лопаточный двигатель, преобразующий энергию потока пара, газа или воды, протекающего через сопловой аппарат и рабочие лопатки ротора (лопасти рабочего колеса) в механическую энергию. В зависимости от характера рабочего тела различают паровые, газовые и гидравлические турбины.

В настоящее время в ЭХТС находят применение паровые и газовые турбины. Паровые турбины, работающие на энергетическом паре, получаемом с ТЭЦ либо с котлов-утилизаторов, используются в качестве привода турбокомпрессоров и турбонасосов. Газовые турбины работают на технологических и отбросных газах химических производств, имеющих избыточное давление, и также используются в качестве привода турбокомпрессоров и турбонасосов.

Турбины бывают *одноступенчатые* и *многоступенчатые*. Одноступенчатая турбина состоит из статора (соплового аппарата) и ротора — рабочего колеса, имеющего на периферии лопатки, образующие каналы, по которым движется рабочее тело. Многоступенчатая турбина представляет собой несколько последовательно соединенных одноступенчатых турбин, которые называются *ступенями*. Принцип работы турбины рассмотрим на примере одной ступени, изображенной на рис. 6.1. Рабочее тело с повышенным начальным давлением p_0 и начальной температурой T_0 подводится к неподвижному соплу A статора. При постоянном массовом расходе рабочего тела m_c на выходе из сопла поддерживается постоянное давление $p_1 < p_0$. Под влиянием разности давлений поток рабочего тела с постоянной скоростью c_1 (м/с) направляется в криволинейные каналы B, образованные рабочими лопатками. Протекая по этим каналам, поток создает усилие P, вращающее рабочее колесо турбины. Обозначив через u (м/с) окружную скорость движения лопаток и построив треугольник скоростей на входе в каналы рабочих

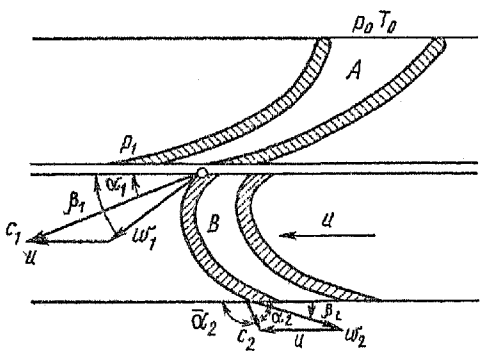


Рис. 6.1. Ступень турбины

лопаток, можно найти относительную скорость входа w_1 потока в каналы рабочих лопаток и ее направление, которое определяется углом β_1.

В соответствии с формулами (1.161) и (1.179) найдем абсолютную скорость входа потока на лопатки:

$$c_1 = \varphi 1{,}41 \sqrt{h_0}, \tag{6.1}$$

где h_0 – изоэнтропийный перепад теплоты от начальных параметров p_0 и T_0 до p_1, Дж/кг; $\varphi = 0{,}94 \ldots 0{,}98$ – скоростной коэффициент.

Окружная скорость рабочих лопаток определяется по формуле

$$u = 2\pi r n/60, \tag{6.2}$$

где r – средний радиус расположения лопаток по оси вала турбины, м; n – частота вращения вала турбины, об/мин.

Обычно угол наклона выходящего из сопла потока к плоскости вращения рабочего колеса α_1 принимают равным $12 \ldots 18\,°$.

Вследствие наличия трения при движении потока по каналу между лопатками относительная скорость выхода его из канала w_2 будет меньше w_1 и для активных турбин равна $w_2 = \psi w_1$, где коэффициент ψ принимается равным $0{,}85 \ldots 0{,}95$.

Угол β_2 выхода потока по отношению к плоскости вращения рабочего колеса обычно принимают меньше β_1 на $1 \ldots 10\,°$. По известным значениям u, w_2 и β_2 строится треугольник скоростей на выходе потока из каналов рабочих лопаток.

Проекция силы P на направление окружной скорости P_u вызывает вращение ротора турбины. На рис. 6.1 представлено изображение треугольников скоростей потока. Используя эти треугольники скоростей, в соответствии с известным уравнением количества движения можно написать, что

$$P_u = m_c (c_1 \cos \alpha_1 - c_2 \cos \bar{\alpha}_2) = m_c (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2), \tag{6.3}$$

где m_c – массовый расход рабочего тела через турбину, кг/с, $\bar{\alpha}_2 = \pi - \alpha_2$.

Мощность (Вт), развиваемая потоком рабочего тела на ободе лопаток:

$$N_u = P_u u = m_c u (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2). \tag{6.4}$$

Если рабочее тело расширяется только в соплах статора, а в каналах рабочих лопаток ротора происходит лишь изменение направления потока при постоянном давлении, то такая турбина (или ступень ее) называется *активной*. Если рабочее тело расширяется и в соплах ротора и в каналах рабочих лопаток ротора, то такая турбина (или ступень ее) называется *реактивной*.

Из уравнения (6.4) следует, что удельная работа (Дж/кг) ступени $l_л = P_u u/m_c$. Отношение удельной работы к располагаемому теплопадению h_0 *называется относительным к. п. д. ступени турбины на лопатках* $\eta_{ол}$.

Анализируя уравнение (6.4), можно показать, что для достижения высокого значения $\eta_{ол}$ необходимо обеспечить определенное соотноше-

ние между окружной скоростью движения лопаток u и абсолютной скоростью истечения из сопла c_1. Для активных ступеней это отношение составляет $u/c_1 = 0{,}4 \ldots 0{,}5$.

§ 6.2. ПАРОВЫЕ ТУРБИНЫ

В настоящее время в химической технологии применяются только активные турбины низкого (0,12...0,25 МПа), среднего (4 МПа) и высокого (6...13 МПа) давления с температурой свежего пара до 530 °С, конденсационные, с противодавлением и конденсационные с промежуточным отбором пара.

Турбины характеризуются номинальными параметрами, к которым относятся номинальные давление и температура свежего пара, номинальное давление регулируемых отборов пара и противодавление.

На рис. 6.2, *а* изображена схема одноступенчатой активной турбины Лаваля и показано изменение давления и скорости пара в ее проточной части. Пар начального давления p_0 адиабатно расширяется в сопловом аппарате *2* до p_1, при этом скорость возрастает от c_0 до c_1. На рабочих лопатках *3* происходит преобразование кинетической энергии пара в механическую работу на валу турбины *5*, вследствие чего скорость пара падает от c_1 до c_2, а давление остается постоянным. Далее отработанный пар поступает в конденсатор. В этих турбинах применялись расширяющиеся сопла, в которых достигалась сверхзвуковая скорость истечения, что было связано с большими конструктивными и эксплуатационными трудностями, в частности с большой частотой вращения вала турбины (30 000 об/мин). Чтобы снизить частоту

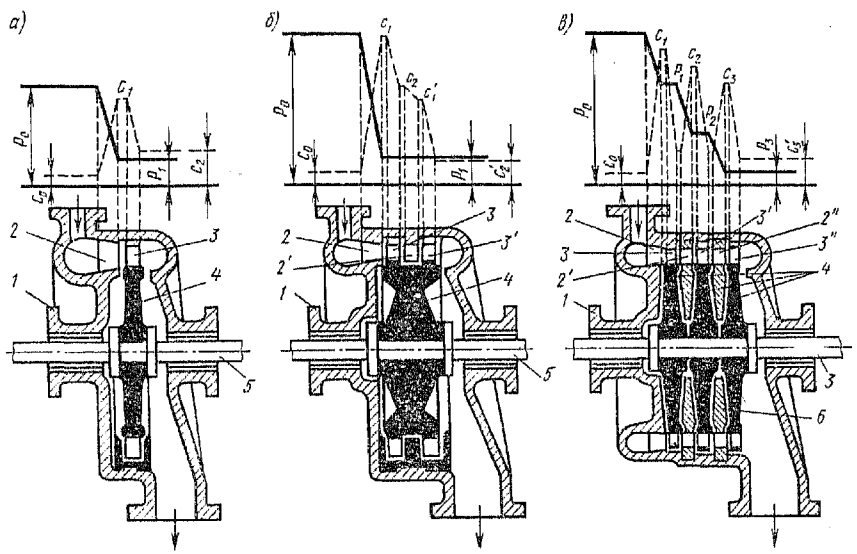


Рис. 6.2. Принципиальные схемы паровых активных турбин: одноступенчатой (*а*); двухступенчатой (*б*); трехступенчатой (*в*)

вращения вала, оставляя при этом оптимальное отношение $u/c = 0{,}4 \ldots 0{,}5$, необходимо пропорционально уменьшить c_1, а следовательно, и p_1. Невозможность использования в одной ступени больших значений теплоперепада h_{01} привела к тому, что турбина Лаваля нашла весьма ограниченное применение – для небольших значений теплоперепада (т. е. давления в ней пара).

В турбине Лаваля при снижении частоты вращения вала при $c_1 = \text{const}$ растет абсолютная скорость выхода пара с рабочих лопаток c_2 и, как следствие этого, к. п. д. турбины быстро падает. Для уменьшения выходных потерь со скоростью c_2 и понижения частоты вращения вала Кертис предложил турбину с двумя ступенями скорости. На рис. 6.2, *б* представлены схема этой турбины и графики изменения абсолютной скорости и давления пара в проточной части турбины. Пар с начальными параметрами p_0 и T_0 расширяется до конечного давления p_1 в соплах *2*, а на рабочих лопатках *3* и *3′* происходит преобразование кинетической энергии движущегося потока в механическую работу на валу *5* турбины. Закрепленные на диске *4* турбины два ряда рабочих лопаток *3* и *3′* разделены неподвижными направляющими лопатками *2′*, которые крепятся к корпусу *1* турбины. В первом ряду рабочих лопаток *3* скорость потока падает от c_1 до c_2, после чего пар поступает на неподвижные лопатки *2′*, где происходит лишь изменение направления его движения, однако вследствие трения пара о стенки канала скорость парового потока падает от c_2 до c_1'. Со скоростью c_1' пар поступает на второй ряд рабочих лопаток 3′ и снова повторяется идентичный процесс. Поскольку преобразование кинетической энергии в механическую работу на валу турбины Кертиса происходит в двух рядах рабочих лопаток, максимальное значение $\eta_{ол}$ получается при меньших отношениях u/c_1, чем у одноступенчатой турбины. А это значит, что частота вращения вала турбины (колеса) Кертиса может быть снижена по сравнению с одноступенчатой турбиной. Анализ треугольников скоростей показывает, что оптимальный к. п. д. турбины Кертиса достигается при входной скорости пара c_1 вдвое большей, чем у одноступенчатой турбины. Это означает, что в турбине с двумя ступенями скорости может быть использовано большее теплопадение h_{01}, чем в одноступенчатой.

Относительный к. п. д. на лопатках активной одноступенчатой турбины находится в пределах $0{,}70 \ldots 0{,}78$; двухступенчатой – $0{,}50 \ldots 0{,}60$, трехступенчатой – $0{,}40 \ldots 0{,}50$; понижение $\eta_{ол}$ обусловлено в основном потерями в направляющих лопатках.

В активной турбине со ступенями давления пар расширяется от начального давления до конечного в нескольких последовательно расположенных ступенях. Входная скорость после каждой ступени давления используется в последующей, вследствие чего к. п. д. турбины повышается. На рис. 6.2, *в* представлена схема этой турбины с тремя ступенями давления. Входящий в сопловый аппарат пар давлением p_0 расширяется в нем до некоторого давления p_1, вследствие чего начальная скорость пара возрастает от c_0 до c_1. Далее пар поступает на рабочие лопатки *3* первой ступени, где происходит преобразование кинетической энергии потока пара в механическую работу на валу тур-

бины 5 при постоянном давлении p_1, причем скорость потока пара резко уменьшается. Затем пар поступает в сопловой аппарат 2′ второй ступени. На второй и третьей ступенях происходят процессы, идентичные процессам на первой ступени. Сопла второй 2′ и третьей 2″ ступеней установлены в диафрагмах 6, которые неподвижно вставлены в корпус турбины 1, отделяя одну ступень давления от другой. Для уменьшения перетекания части пара без совершения работы по зазору между диафрагмой и валом турбины 5 в местах возможного прохода пара предусмотрены лабиринтные уплотнения.

Общий перепад давления в турбине равномерно распределен между ступенями, и чем больше ступеней в турбине, тем меньше теплопадение в ступени и, следовательно, при меньшей частоте вращения ротора турбины достигается наибольший относительный к. п. д. на рабочих лопатках. Хотя увеличение числа ступеней усложняет и удорожает турбину, однако благодаря высокому к. п. д. они получили широкое развитие.

В активных многоступенчатых турбинах обычно первую ступень выполняют так, чтобы она была регулирующей, т. е. способной обеспечить сравнительно большое снижение давления пара и, следовательно, большее теплопадение. В зависимости от величины теплоперепада эту ступень выполняют с одной либо с двумя ступенями скорости. Так как в процессе расширения пара на каждой последующей ступени увеличивается удельный объем пара, то должна увеличиваться и высота лопаток.

На ТЭЦ, обеспечивающих химическое производство электроэнергией и теплотой, применяются турбины с одним (тип П) либо с двумя (тип ПТ) регулируемыми промежуточными отводами пара потребителю.

Эффективная мощность паровой конденсационной турбины, т. е. мощность (кВт) на валу ее, вычисляется по формуле

$$N_e = mh_0\eta_{oe}, \tag{6.5}$$

где h_0 — теплопадение в турбине, кДж/кг; m — массовый расход пара при нормальной мощности, кг/с; $\eta_{oe} = \eta_{oi}\eta_м$ — относительный эффективный к. п. д. турбины, где $\eta_{oi} = h_0^д/h_0$ — относительный внутренний к. п. д. турбины, h_0 и $h_0^д$ — теоретическое и действительное теплопадение в турбине соответственно; $\eta_м = 0{,}99\ldots0{,}995$ — механический к. п. д. турбины (потери на трение в подшипниках и др.).

Относительный внутренний к. п. д. турбины находят из ее теплового баланса, составленного на 1 кг пара:

$$h_0 = h_0\eta_{oi} + \sum_{i=1}^{i=n} h_i, \tag{6.6}$$

отсюда

$$\eta_{oi} = (h_0 - \sum_{i=1}^{i=n} h_i)/h_0. \tag{6.7}$$

У большинства современных турбин $\eta_{oi} = 0{,}7\ldots0{,}88$.

Суммарные потери на трение потока пара о стенки сопл, вихревое движение частиц пара и трение их между собой:

$$h_1 = 0{,}5c_1^2(1 - \varphi^2).$$

Коэффициент φ в основном зависит от геометрических размеров соплового аппарата, состояния поверхности стенок, скорости пара, формы канала и т. д. При тщательно обработанной поверхности сопл $\varphi = 0{,}96 \ldots 0{,}97$.

Суммарные потери на трение потока пара о стенки канала между рабочими лопатками турбины, вихревое движение частиц пара и трение их между собой:

$$h_2 = 0{,}5w_1^2(1 - \psi^2).$$

Коэффициент ψ зависит от тех же причин, что и коэффициент φ.

Потери с выходной скоростью пара и в выпускном патрубке турбины

$$h_3 = 0{,}5c_2^2.$$

Потери на проталкивание и на трение пара о диски и вентиляционный эффект

$$h_4 = N_{тр}/m,$$

где $N_{тр}$ – мощность, теряемая на эти потери, определяемая по соответствующим эмпирическим формулам.

Прочие потери h_5 – это потери, обусловленные перетеканием не совершающего работу пара по внутренним зазорам турбины и пр.

Следует помнить, что относительные к. п. д. характеризуют совершенство турбин, а абсолютные – их экономичность.

Для оценки эффективности работы многоступенчатых паровых турбин кроме к. п. д. используются еще две характеристики, а именно: удельный расход пара на выработку 1 кВт $d_э = m/N_э$ (кг/кВт) и удельный расход теплоты $q_э = Q/N_э$ (кДж/кВт), где $N_э = N_e/\eta_г$ и $\eta_г$ – к. п. д. электрогенератора.

У конденсационных турбин давление отработанного пара составляет 0,003 ... 0,05 МПа, что достигается соединением выходного патрубка турбины с конденсатором. Последний представляет собой горизонтальный кожухотрубный теплообменник, на трубках которого конденсируется пар, а внутри их движется охлаждающая вода. Необходимое разрежение в конденсаторе создается с помощью парового эжектора.

§ 6.3. ГАЗОВЫЕ ТУРБИНЫ

По принципу работы газовые турбины не отличаются от паровых: все процессы, протекающие в газовых турбинах и основные математические уравнения, описывающие эти процессы, идентичны.

Газовая турбина является основным элементом рассмотренной в первой главе газотурбинной установки. Основными отличительными особенностями газовых турбин являются следующие:

работа газовых турбин протекает при высоких температурах и не-

больших давлениях и поэтому газовые турбины выполняются с небольшим числом ступеней, изготовленных из жаростойких сталей; к материалам утилизационных газовых турбин предъявляют еще дополнительные требования: они должны быть коррозионно-стойкими, так как газовые потоки химической технологии, как правило, обладают большой агрессивностью к конструкционным материалам;

по причине высоких температур газовых потоков возникает необходимость применения воздушного или водяного охлаждения деталей турбины; кроме усложнения конструкции газовой турбины в ней возникают дополнительные потери теплоты с охлаждающим теплоносителем и потери работы на нагревание;

во всех газовых турбинах, кроме турбин, работающих по замкнутому циклу, рабочими телами являются токсичные вещества, и поэтому в лабиринтные уплотнения турбины подается воздух из компрессора, чтобы исключить попадание ядовитого газа в помещение машинного зала, одновременно с этим осуществляется охлаждение вала и других деталей турбин;

наличие у газовых турбин камеры сгорания. В утилизационных газовых турбинах камерами сгорания являются экзотермические реакторы: образующиеся в них газообразные продукты реакции и являются рабочими телами. В камерах сгорания газовых турбин газообразное или жидкое топливо сжигается при $p_1 > 10^5$ Па, и поэтому процесс горения протекает при высоких объемных тепловых напряжениях. Это обстоятельство позволяет применять камеры сгорания малых объемов.

На рис. 6.3 представлена схема простейшей цилиндрической камеры сгорания для жидкого топлива. Она представляет собой цилиндрический корпус *1*, выполненный из обычной или низколегированной стали, внутри которой помещается жаровая труба *3*, выполненная из легированной стали. В жаровой трубе расположена форсунка *7*. Первичный воздух при коэффициенте избытка $\alpha = 1{,}5 \ldots 2{,}0$ поступает в жаровую трубу через направляющие лопатки *2*, обеспечивающие хорошее смешение его с распыленным форсункой жидким топливом. Чтобы снизить температуру продуктов сгорания, образующихся в зоне горения *6*, в камеру сгорания подается вторичный воздух. Последний проходит по кольцевому каналу, образованному корпусом камеры и жаровой трубой, охлаждая ее; одна часть ее через отверстия *4* проникает внутрь жаровой трубы и, смешиваясь с продуктами сгорания, снижает их температуру, другая часть проходит дальше по кольцевому каналу, охлаждая его стенки, и в зоне *5* смешивается с основным потоком, в результате чего газовая смесь приобретает заданную температуру, значение которой составляет 1023 К. В результате коэффициент избытка воздуха α на выходе из камеры сгорания достигает значения 5...6 и выше.

Отработавшие в газовой турбине продукты сгорания имеют еще довольно большую температуру и поэтому дальнейшая утилизация теплоты продуктов сгорания осуществляется в регенеративном подогревателе воздуха, поступающего в камеру сгорания. Регенераторы — это трубчатые (или пластинчатые) теплообменники, в которых воздух проходит в трубках, а продукты сгорания омывают их снаружи.

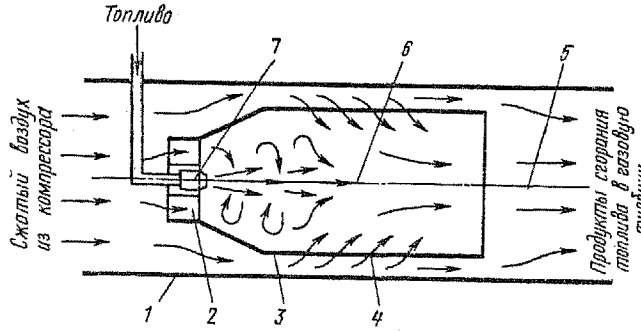


Рис. 6.3. Схема камеры сгорания для жидкого топлива газовой турбины

Абсолютный к. п. д. существующих ГТУ – 14...34%. В качестве примера на рис. 6.4 дан продольный разрез газовой турбины ЛМЗ низкого давления, состоящей из трех активных ступеней. Устройство турбины ясно из чертежа и подписей к нему.

Утилизационные газовые турбины работают либо на технологических газовых потоках, либо на газовых отходах химического производства. В первом случае они устанавливаются, как правило, после экзотермического реактора, во втором – в конце технологической цепочки. В основном эти турбины предназначены для привода компрессоров и насосов, обеспечивающих технологический процесс сжатым воздухом.

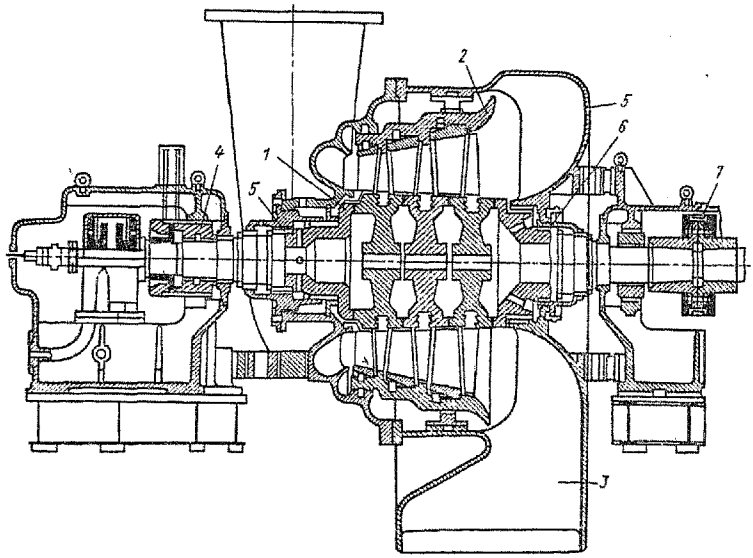


Рис. 6.4. Продольный разрез газовой турбины ЛМЗ:

1 – сварной ротор; *2* – обойма; *3* – выхлопной патрубок; *4* – упорный подшипник; *5* – переднее лабиринтное уплотнение; *6* – заднее лабиринтное уплотнение; *7* – гибкая муфта

§ 6.4. ТУРБОРАСШИРИТЕЛЬНЫЕ МАШИНЫ

Турборасширительные машины представляют собой газовые турбины, в которых энергия газа при расширении преобразуется в работу одновременно с понижением температуры газа. Они применяются для охлаждения газов в технике сжижения и разделения газов (турбодетандеры), в технике кондиционирования воздуха (турбохолодильники) и в воздушно-холодильных установках.

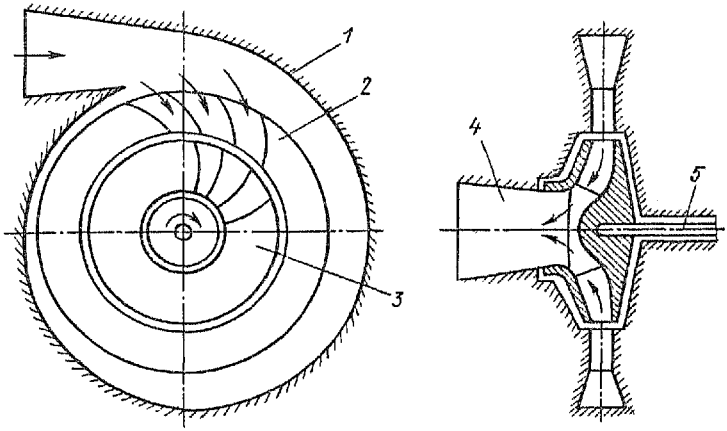


Рис. 6.5. Схема радиального турбодетандера:
1 – корпус турбодетандера; *2* – неподвижный сопловой направляющий аппарат; *3* – рабочее колесо; *4* – выхлопной патрубок; *5* – вал ротора

На рис. 6.5 изображена схема радиальной турборасширительной машины, в которой поток газа направляется от периферии к центру по радиусу. Основными рабочими элементами машины являются: неподвижный сопловой направляющий аппарат *2*, в котором происходит преобразование потенциальной энергии газа в кинетическую; вращающееся рабочее колесо *3*, в котором кинетическая энергия преобразуется в работу, передаваемую на вал *5*.

Турборасширительные машины бывают одно- и многоступенчатые, активные и реактивные. У реактивных машин понижение давления происходит в сопловом аппарате и на колесе, а в активных – только в сопловом аппарате. Современные машины строятся на производительность 0,03...15 кг/с и отношение начального давления к конечному 4...30.

В 1938 г. П. Л. Капица разработал реактивный турбодетандер, ставший прототипом для постройки высокоэффективных машин как в СССР, так и за рубежом.

ГЛАВА 7
ОСНОВЫ ЭНЕРГОТЕХНОЛОГИИ ХИМИЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

§ 7.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Энерготехнологией называется раздел энергетики, изучающий закономерности взаимосвязи и взаимообусловленности технологических и энергетических процессов данного производства с целью экономии топливно-энергетических ресурсов и создания практически безотходного производства по материалу и теплоте. С наибольшим экономическим эффектом первичные и вторичные энергоресурсы используются в таких производствах, в которых доля энергозатрат в себестоимости выпускаемой продукции относительно велика.

До настоящего времени предприятия химической промышленности являются большими потребителями первичных энергоресурсов (топлива, теплоты и электроэнергии), получаемых со стороны. При правильной разработке энерготехнологической схемы производства можно не только значительно сократить потребление первичных энергоресурсов, но и даже полностью отказаться от потребления теплоты и электроэнергии, получаемых со стороны. *Считается наиболее перспективным создание* ЭХТС, *в которых энергетическое оборудование* (тепло- и парогенераторы, котлы-утилизаторы, паровые и газовые турбины, теплоиспользующие аппараты, холодильные установки, тепловые насосы и термотрансформаторы) *входит в прямое соединение с химико-технологическим оборудованием, составляя единую систему.* В такой ЭХТС всякому изменению параметров химической технологии должны сопутствовать и соответствующие изменения энергетических параметров и наоборот. Таким образом, в ЭХТС создается тесная взаимосвязь и взаимообусловленность между технологическими и энергетическими стадиями производства.

Большая потенциальная возможность экономии первичных энергоресурсов заложена в эффективном использовании вторичных энергоресурсов (ВЭР): физической теплоты печных и технологических газов, сбросных жидкостей, теплоты сгорания отходов химических производств, энергии избыточного давления продуктов и сырья химических производств. Во всех химико-технологических системах (ХТС) сведение к минимуму использования первичных энергоресурсов и, наоборот, к максимуму использования ВЭР должно происходить без какого-либо снижения качества получаемой продукции.

При разработке энерготехнологических схем химических производств необходимо прежде всего предусмотреть максимальное использование отходов производств для выработки побочных продуктов и только

в случае невозможности этого подвергать горючие отходы производства сжиганию в целях получения теплоты. При таком подходе к созданию ЭХТС можно успешно решить задачу создания безотходной технологии как по энергии, так и по материалам. Другими словами, *энерготехнология позволяет успешно решать одну из основных задач строительства коммунистического общества — задачу экономии энергоресурсов и защиты окружающей среды.*

В основе любой ЭХТС лежит какой-либо термодинамический цикл. Так, в СССР в производстве аммиака наибольшее распространение получила энерготехнологическая схема с паросиловым циклом. Отличительной чертой этой схемы является энергетическая автономность, полностью исключающая потребление водяного пара со стороны и сведение к минимуму потребления электроэнергии. Встроенное в технологический процесс энергетическое оборудование (котлы-утилизаторы, паровые и газовые турбины и т. д.) позволяет полностью удовлетворить потребность химического производства как в технологическом, так и в энергетическом водяном паре. В этом случае водяной пар позволяет заменить электропривод компрессоров и насосов на паровой (привод от паровых турбин). Схема с паросиловым циклом имеет еще то достоинство, что для получения водяного пара применяется многоступенчатая схема комплексного использования теплоты экзотермических технологических процессов и частичного сжигания природного газа. Здесь природный газ одновременно служит и исходным сырьем и топливом, а с термодинамической точки зрения паросиловой цикл приближается к обобщенному (регенеративному) циклу Карно, увеличивая тем самым относительный термический к. п. д. энерготехнологической системы. Еще большую экономию можно получить при работе ЭХТС производства аммиака по парогазовому циклу. В этой схеме топка трубчатой печи работает под давлением 3,0 МПа. Получающиеся в ней дымовые газы используются в качестве рабочего тела в газовой турбине. Таким образом, в данной энерготехнологической схеме наряду с парогенератором и паровой турбиной используется и газовая турбина. Согласно расчетам схема с парогазовым циклом экономичнее схемы с паросиловым циклом на 5...10%.

Бóльший экономический эффект может быть получен, если энерготехнологическая схема с парогазовым циклом дополняется циклом газовой (воздушной) холодильной установки. В этой схеме продукты сгорания топлива превращаются в хладагент с температурой $-(60...80)$ °С. В ЭХТС, работающей по этой схеме, можно осуществить (при снижении температуры продуктов сгорания до температуры конденсации их компонента — углекислоты) энерготехнологическое использование топлива не только для целевого назначения, но и для получения товарной продукции — твердой углекислоты.

Основной задачей при разработке ЭХТС *является изыскание наиболее эффективных методов уменьшения затрат топливно-энергетических ресурсов при одновременном повышении технологических показателей.*

Создание ЭХТС невозможно без ее термодинамического анализа. Этот анализ преследует две цели, а именно: 1) *получить картину*

происходящих в системе энергетических превращений, что позволит получить достоверную информацию об ЭХТС (значения к. п. д. системы и ее отдельных элементов, распределение и характер потерь в системе, относительный вес каждого элемента системы, характеристику связей между элементами, взаимодействие со средой и т. д.). Эта информация явится основой для дальнейшей работы по совершенствованию системы и сопоставления ее с другими системами данного производства; 2) *иметь возможность провести оптимизацию различных параметров элементов* ЭХТС *с целью получения максимальной термодинамической и экономической эффективности.* При этом следует иметь в виду, что очень часто ЭХТС, весьма термодинамически эффективная, экономически далеко не оптимальна.

Как было отмечено в гл. 1 настоящего учебника, термодинамический анализ ЭХТС целесообразно вести, используя эксергетический метод. Используем его к конкретным задачам термодинамического анализа машин и аппаратов химической технологии, а также к ЭХТС в целом.

§ 7.2. ЕДИНОЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ЭКСЕРГЕТИЧЕСКОГО К. П. Д. ЭХТС И ЕЕ ЭЛЕМЕНТОВ. ДИАГРАММА ГРАССМАНА — ШАРГУТА

Эксергетические к. п. д. ЭХТС, машин и аппаратов вычисляют по формулам (1.250) – (1.252). Нетрудно видеть, что все они по существу сводятся к единой формуле, в которой числитель представляет собой полезный эксергетический эффект, а знаменатель – затраты эксергии, следовательно, в общем случае для ЭХТС в целом и для отдельных ее элементов эксергетический к. п. д. можно вычислять по формуле

$$\eta_{ex} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{1,i} - \sum\limits_{i=1}^{i=n} D_i}{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{1,i}} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{эф,i}}{\sum\limits_{i=1}^{i=n} E_{затр,i}} = \frac{A_{эф}}{A_{затр}}. \qquad (7.1)$$

Существенную помощь при эксергетическом анализе ЭХТС оказывает диаграмма Грассмана – Шаргута потоков и потерь эксергии. На этой диаграмме каждый поток эксергии анализируемой ЭХТС изображается полосой, ширина которой пропорциональна значению эксергии.

Рассмотрим принципиальную схему компрессионной теплонасосной установки (рис. 7.1). В компрессоре *II* происходит сжатие паров низкокипящего теплоносителя, после чего он поступает в конденсатор *III*. Здесь пары теплоносителя охлаждаются и конденсируются при высоком давлении, при этом выделяется количество теплоты Q'', которое далее используется для нагрева. Из аппарата *III* конденсат поступает в дроссель *IV*, где в результате дросселирования его температура понижается. Далее охлажденный конденсат поступает в испаритель *V*, где за счет теплоты $Q' < Q''$, подводимой из окружающей среды, он полностью испаряется. Образующиеся в испарителе пары теплоносителя

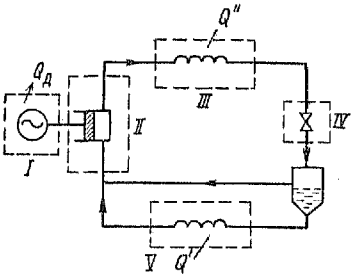


Рис. 7.1. Принципиальная схема компрессионной теплонасосной установки

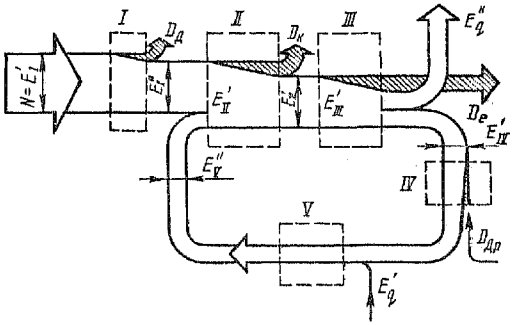


Рис. 7.2. Диаграмма Грассмана – Шаргута компрессионной теплонасосной установки

поступают в компрессор *II*, чем и завершается цикл теплонасосной установки.

На рис. 7.2 представлена диаграмма Грассмана – Шаргута рассматриваемой компрессионной теплонасосной установки. Здесь видны все потери эксергии в элементах установки в результате протекающих в них необратимых процессов. Величина потери эксергии в каждом элементе установки соответствует уменьшению ширины полосы эксергии и условно изображается заштрихованным треугольником, переходящим в выгнутую стрелку D_i (эксергетические потери в i-м элементе установки). В установку подводится эксергия E'_I, равная электрической мощности электродвигателя I, поскольку эксергия электрической энергии не характеризуется энтропией. В электродвигателе происходит потеря эксергии $D_д$, равная сумме потерь электрической энергии в машине и приводе. Следовательно, эксергия на выходе из электродвигателя $E''_I = E'_I - D_д$. Эксергия на входе в компрессор $E'_{II} = E''_I + E''_V$, где E''_V – эксергия паров теплоносителя, выходящего из испарителя V. Эта суммарная эксергия преобразуется в компрессоре в эксергию сжатых паров теплоносителя. Эксергия на выходе из компрессора $E''_{II} = E'_{II} - D_к$, где $D_к$ – эксергетические потери в компрессоре, причем $D_к \gg D_д$. Очевидно, эксергия на входе в конденсатор $E'_{III} = E''_{II}$. В конденсаторе будет потеря эксергии D_e, связанная с теплопередачей при конечной разности температур между теплоносителем и внешним приемником теплоты и поэтому эксергия на выходе из конденсатора $E''_{III} = E'_{III} - D_e$. Большая часть E''_q этой эксергии отдается потребителю в виде теплового потока повышенной температуры; другая часть, равная $E''_{III} - E''_q = E'_{IV}$, есть эксергия на входе в дроссель *IV*. При дросселировании теплоносителя возникает потеря эксергии от необратимости процесса $D_{др}$, вследствие чего эксергия на выходе из дросселя $E''_{IV} = E'_{IV} - D_{др}$. Эксергия на входе в испаритель $E'_V = E''_{IV} + E'_q$, где E'_q – эксергия теплового потока, подводимого в испаритель из окружающей среды; ее значение $E'_q = Q'(1 - T_0/T_1) \approx 0$, так как $T_1 \approx T_0$. По этой же причине и потери эксергии в испарителе на конечную разность температур также будут близки нулю. Следовательно, эксергия на выходе из испарителя $E''_V = E'_V$.

§ 7.3. ВИДЫ ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ

Определение потерь эксергии, не характеризуемой энтропией, не представляет трудности, поэтому в настоящем параграфе рассматриваются потери тех видов эксергии, которые характеризуются энтропией. Рассмотрим эти потери.

Потери эксергии в теплообменном аппарате $D_{\text{тс}}$ в общем случае представляют сумму четырех потерь, вызванных конечной разностью температур $D_{\text{т}}$, гидравлическим сопротивлением D_p, теплообменом с окружающей средой $D_{\text{ос}}$ и теплопроводностью вдоль теплообменника. Так как обычно в теплообменниках ЭХТС последние потери весьма малы, то ими пренебрегают, следовательно:

$$D_{\text{тс}} = D_{\text{т}} + D_p + D_{\text{ос}}. \tag{7.2}$$

Потеря эксергии в теплообменнике от конечной разности температур

$$D_{\text{т}} = E_q^B - E_q^A = m_B e_{qB} - m_A e_{qA} = \sum \delta q \, \Delta\tau_e = Q \, \Delta\bar{\tau}_e^{\,*}, \tag{7.3}$$

где E_q^B и E_q^A – эксергии тепловых потоков теплоносителей B и A соответственно; m_B и m_A – массы теплоносителей B и A соответственно; e_{qB} и e_{qA} – удельные эксергии тепловых потоков теплоносителей B и A соответственно.

Так как вычисление $D_{\text{т}}$ при переменных температурах связано с большими трудностями, то следует воспользоваться выводом формулы (1.241), поскольку в теплообменниках ЭХТС процессы протекают практически при постоянном давлении. Следовательно, вместо формулы (7.3) можно написать, что

$$D_{\text{т}} = E_q^B - E_q^A = m_B e_{qB} - m_A e_{qA} = m_B \Delta e_B - m_A \Delta e_A, \tag{7.4}$$

где Δe_B и Δe_A – изменение потоков эксергии теплоносителей B и A соответственно.

Для теплообменника, в котором теплообмен протекает при фазовых превращениях, т. е. при постоянных температурах T_B и T_A, например в кипятильниках-конденсаторах, потери $D_{\text{т}}$ могут быть вычислены по формуле

$$D_{\text{т}} = E_q^B - E_q^A = Q\tau_{eB} - Q\tau_{eA} = Q\,(\tau_e^B - \tau_e^A) =$$

$$= Q\left[\left(1 - \frac{T_0}{T_B}\right) - \left(1 - \frac{T_0}{T_A}\right)\right] = QT_0\left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_B}\right). \tag{7.5}$$

Формула (7.5) применима для любого теплообменника, если переменные температуры каждого теплоносителя заменить на среднеинтегральные значения $\bar{T}_B$ и $\bar{T}_A$.

Из вышеприведенных формул следует, что *чем меньше температурный напор теплообменника, тем меньше будет в нем основных потерь эксергии – потерь от конечной разности температур.*

---

* Разность τ_e берется так, чтобы из больших значений τ_e вычитать меньшие. В данном случае теплопередача идет от теплоносителя B к теплоносителю A.

Потери эксергии от гидравлических сопротивлений D_p обусловлены движением теплоносителей в теплообменнике. Если бы движение теплоносителей было без трения, то $D_p = 0$. Так как работа, затрачиваемая на движение теплоносителей в теплообменнике, равна работе нагнетательных устройств (компрессоров и насосов), то, очевидно,

$$D_p = L_A + L_B, \tag{7.6}$$

где L_A и L_B – техническая работа нагнетателя теплоносителя A и теплоносителя B соответственно.

Потери эксергии от теплообмена с окружающей средой $D_{\text{о.с}}$ имеют место при теплообмене тепловой изоляции машин и аппаратов с окружающей средой (T_0). Следовательно, потери эксергии от несовершенства тепловой изоляции $D_{\text{о.с}}$ определятся по формуле

$$D_{\text{о.с}} = m_A e_q^A + m_B e_q^B = m_A q_A \bar{\tau}_{eA} + m_B q_B \bar{\tau}_{eB} =$$
$$= m_A q_A \left(1 - \frac{T_0}{T_{\text{из}\,A}}\right) + m_B q_B \left(1 - \frac{T_0}{T_{\text{из}\,B}}\right), \tag{7.7}$$

где q_A и q_B – плотности тепловых потоков от теплоносителей A и B через тепловую изоляцию в окружающую среду или наоборот (когда температуры теплоносителей меньше температуры окружающей среды T_0); $\overline{T}_{\text{из}\,A}$ и $\overline{T}_{\text{из}\,B}$ – среднеинтегральные температуры внешней тепловой изоляции теплоносителей A и B соответственно. Из формулы (7.7) следует, что когда $T_{\text{из}} \to T_0$, то $D_{\text{о.с}} \to 0$.

Потери эксергии в реакторе от протекания в нем химической реакции $D_{\text{х.р}}$ можно подсчитать, исходя из формулы (1.207). Рассмотрим экзотермическую реакцию, протекающую при постоянных температуре и давлении. Теплота реакции передается какому-либо телу, которое находится при той же температуре. Тогда изменение энтропии в химическом реакторе составит

$$\Delta s_{\text{х.р}} = \Delta s + \Delta s_{\text{т}},$$

где Δs и $\Delta s_{\text{т}}$ – изменение энтропии системы, в которой протекает реакция, и другого тела соответственно.

Если работа, обусловленная изменением объема системы при постоянном давлении, совершается только в результате реакции, то теплота, передаваемая другому телу, будет равна уменьшению энтальпии этой системы, т. е. $(-\Delta H)$ и поэтому указанное выше уравнение может быть записано так:

$$\Delta s_{\text{х.р}} = -\Delta s + (\Delta H/T) = (-T\Delta s + \Delta H)/T = \Delta Z/T \tag{7.8}$$

и потери на необратимость, так называемые эксергетические потери

$$D_{\text{х.р}} = T_0 \Delta s_{\text{х.р}} = T_0 \Delta Z/T. \tag{7.9}$$

Следовательно, *энтропия, созданная в химической реакции, происходящей при постоянных температуре и давлении, равна изменению изобарно-изотермического потенциала, деленному на температуру, при которой происходит реакция, а эксергетическая потеря этого процесса – произведению энтропии на температуру окружающей среды.*

Потери эксергии в тепловых машинах, компрессорах и насосах находятся непосредственно из эксергетического баланса, составленного для данной машины. Этот вопрос подробно рассмотрен в § 7.7.

§ 7.4. ЭКСЕРГЕТИЧЕСКАЯ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ И МОЩНОСТЬ

То обстоятельство, что эксергия делает возможным оценивать доли потоков всех видов энергии, входящих в энергетический баланс любой ЭХТС, позволяет получить ее обобщенные характеристики. Такими обобщенными характеристиками являются эксергетическая производительность и мощность ЭХТС. Алгебраическую сумму всех видов эксергии $\sum E_{эф}$, которая определяет эффект, даваемый ЭХТС, называют *эксергетической производительностью ЭХТС*. Величину $\sum E_{эф}$, отнесенную к времени τ, называют *эксергетической мощностью ЭХТС*:

$$N_{ex} = \frac{\sum E_{эф}}{\tau} = \sum \dot{E}_{эф}. \tag{7.10}$$

Рассмотрим конкретные выражения эксергетической мощности для энергетических установок, встречающихся в химической технологии.

Как известно, ТЭЦ предназначена для одновременной выработки электроэнергии и теплоты. Следовательно, эксергетическая мощность ТЭЦ определится формулой

$$N_{ex} = N_{эл} + \sum (m_{пi} e_{qпi} - m_{кi} e_{qкi}), \tag{7.11}$$

где $N_{эл}$ – электрическая мощность ТЭЦ нетто; $m_{пi}$ и $e_{qпi}$ – количество пара, отбиваемого на теплоснабжение, и его эксергия соответственно; $m_{кi}$ и $e_{qкi}$ – количество возвращаемого на ТЭЦ конденсата и его эксергия соответственно.

Компрессор предназначен для повышения давления газа (пара), и, следовательно, производительность его должна оцениваться по возрастанию эксергии Δe газа (пара) в процессе сжатия. Поэтому эксергетическая мощность компрессора

$$N_{ex} = \sum m_i \Delta e_i, \tag{7.12}$$

если теплота сжатия полезно не используется и

$$N_{ex} = \sum m_i \Delta e_i + m_b \Delta e_b, \tag{7.13}$$

если эта теплота используется в технологических целях.

В этих формулах: m_i – количество сжимаемого газа (пара); Δe_b – увеличение эксергии охлаждающей среды (пара, воздуха, газа) в холодильниках; m_b – расход охлаждающей среды.

Эксергетическая мощность комбинированной установки для получения теплоты и холода, состоящей из теплового насоса и холодильной установки, очевидно, будет равна

$$N_{ex} = \sum \dot{E}_{qi} + \sum \dot{E}_{qxi}, \tag{7.14}$$

где $\sum \dot{E}_{qi}$ и $\sum \dot{E}_{qxi}$ – сумма эксергетических мощностей горячих и холодных потоков.

Так как обычно потоки теплоты и холода передаются потребителю через теплоносители и хладагенты, идущие через теплообменники при постоянном давлении, то $\sum \dot{E}_{ql}$ и $\sum \dot{E}_{qxi}$ могут быть выражены через изменения эксергии потоков теплоносителей и хладагентов, т. е.

$$N_{ex} = \sum m_i \Delta e_i + \sum m_{xi} \Delta e_{xi}, \qquad (7.15)$$

где Δe_i и m_i – изменение эксергии потока теплоносителя и его расход соответственно; Δe_{xi} и m_{xi} – изменение эксергии потока хладагента и его расход соответственно.

Эксергетическая мощность позволяет определить эксергетический к. п. д. ЭХТС и используется в качестве одного из критериев оптимизации ЭХТС.

§ 7.5. СВЯЗЬ МЕЖДУ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ И ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Теплосиловая установка может быть охарактеризована следующими к. п. д.: энергетическим $\eta_t = L/Q_1$ и эксергетическим $\eta_{ex} = E_{эф}/E_{зат} = A_{эф}/A_{зат}$. Полезный эффект теплосиловой установки выражается электрической или механической работой L и, следовательно, $A_{эф} = L$. Затраты определяются эксергией теплоты $A_{зат} = E_{зат} = E_q = Q_1\bar{\tau}_e$. Следовательно,

$$\eta_{ex} = L/(Q_1\bar{\tau}_e). \qquad (7.16)$$

С учетом формулы (7.16) можно написать, что энергетический к. п. д. теплосиловой установки

$$\eta_t = L/Q_1 = \eta_{ex}Q_1\bar{\tau}_e/Q_1 = \eta_{ex}\bar{\tau}_e. \qquad (7.17)$$

Холодильная установка может быть охарактеризована холодильным коэффициентом $\varepsilon = Q_x/L$ и эксергетическим к. п. д. $\eta_{ex} = A_{эф}/A_{зат}$. В холодильной установке величина $A_{эф}$ представляет собой эксергию холодильных потоков, т. е. $A_{эф} = E_{qx}$, а затраты $A_{зат} = L$, следовательно,

$$\eta_{ex} = E_{q,x}/L = Q_x\bar{\tau}_{ex}/L. \qquad (7.18)$$

В формуле (7.18) $Q_x/L = \varepsilon$ и, следовательно,

$$\varepsilon = \eta_{ex}/\bar{\tau}_{ex}. \qquad (7.19)$$

Если холодильная установка работает за счет теплового потока Q_1, то $A_{зат} = E_{q1} = Q_1\bar{\tau}_e$ и, следовательно,

$$\eta_{ex} = A_{эф}/A_{зат} = Q_x\bar{\tau}_{ex}/(Q_1\bar{\tau}_e). \qquad (7.20)$$

Теплонасосная установка характеризуется тепловым коэффициентом $\varphi = Q_2/L$ и эксергетическим к. п. д. $\eta_{ex} = A_{эф}/A_{зат}$. В теплонасосной установке величина $A_{эф}$ представляет собой эксергию теплового потока Q_2, отводимого из установки к потребителю, т. е. $A_{эф} = Q_2\bar{\tau}_{e2}$. Так как эксергия теплоты, отбираемой из окружающей среды (при температуре T_0), равна нулю, то $A_{зат} = L$, и, следовательно, эксергетический к. п. д. теплонасосной установки

$$\eta_{ex} = A_{эф}/A_{зат} = Q_2\bar{\tau}_{e2}/L. \qquad (7.21)$$

Если теплонасосная установка работает за счет теплового потока Q_1, то $A_{зат} = E_{q1} = Q_1\bar{\tau}_{e1}$ и, следовательно,

$$\eta_{ex} = Q_2\bar{\tau}_{e2}/(Q_1\bar{\tau}_{e1}). \tag{7.22}$$

В формуле (7.21) $Q_2/L = \varphi$, следовательно, $\eta_{ex} = \varphi\bar{\tau}_{e2}$, или

$$\varphi = \eta_{ex}/\bar{\tau}_{e2}. \tag{7.23}$$

При тепловом приводе тепловой коэффициент теплонасосной установки $\varphi' = Q_2/Q_1$. В этом случае формула (7.22) принимает вид

$$\eta_{ex} = \varphi'\bar{\tau}_{e2}/\bar{\tau}_{e1},$$

или

$$\varphi' = \eta_{ex}\bar{\tau}_{e1}/\bar{\tau}_{e2}. \tag{7.24}$$

§ 7.6. СВЯЗЬ ОБЩИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЭХТС С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ЕЕ ОТДЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ. ОСОБЕННОСТИ ПОТЕРЬ ЭКСЕРГИИ В ЭХТС

Эта связь имеет существенное значение при термодинамическом анализе ЭХТС. Если X_e – эксергетическая характеристика, связанная с эффективностью ЭХТС (D, η_{ex}, E) в целом, а $x_{e,i}$ – та же характеристика i-го элемента этой системы, то величина

$$z_1 = (\partial X_e/\partial x_{e,i})_{y=\text{idem}} \tag{7.25}$$

будет показывать влияние изменений характеристики в i-м элементе на характеристику ЭХТС в целом, где y – параметры других элементов ЭХТС; $y = \text{idem}$ не означает, что они будут неизменны; это только означает то, что под действием изменения $x_{e,i}$ останутся неизменными все остальные величины, не связанные с $x_{e,i}$. Чем больше величина z_i, тем большее влияние оказывает изменение характеристики i-го элемента на показатели ЭХТС в целом. Следовательно, при оптимизации и совершенствовании данной ЭХТС главное внимание должно быть уделено ее элементам с наибольшей величиной z_i. Таким образом, *коэффициент z_i характеризует внутренние связи системы и определяется ее структурой*. Так, если ЭХТС представляет собой последовательно расположенные элементы, процессы в которых протекают без подвода и отвода эксергии извне и без циркуляции ее между элементами, связь между $\eta_{ex}^{\text{ЭХТС}}$ и η_{ex}^{i} будет простейшей, а именно: так как в этом случае эксергия на выходе из i-го элемента E_i' всегда равна эксергии на входе в $(1+i)$-й элемент, то эксергетический к. п. д. ЭХТС будет равен произведению эксергетических к. п. д. всех ее элементов, т. е.

$$\eta_{ex}^{\text{ЭХТС}} = \prod_{i=1}^{i=n} \eta_{ex,i}. \tag{7.26}$$

На примере этой системы можно наглядно установить особенности потерь эксергии в различных элементах ЭХТС. Пусть в системе, состоя-

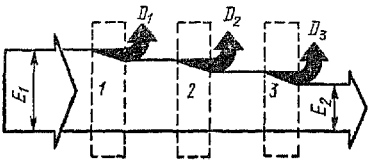


Рис. 7.3. К демонстрации особенностей потерь эксергии в ЭХТС

щей из трех элементов (рис. 7.3), $D_1 = D_2 = D_3 = D$. Так как в направлении от первого элемента к третьему эксергия на входе в элемент E_i будет непрерывно уменьшаться, то в этом случае также непрерывно будет уменьшаться и $\eta_{ex,\,i}$, поскольку $\eta_{ex,\,i} = (E_i - D)/E_i$. *Следовательно, уменьшение потерь особенно важно на заключительных стадиях технологического процесса* — это обстоятельство следует учитывать при совершенствовании ЭХТС и ее оптимизации.

§ 7.7. АНАЛИЗ ОТДЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ

Сжатие газов и жидкостей. Для действительных процессов сжатия уравнение эксергетического баланса имеет вид

$$l^{\text{д}}_{\text{тех}} = \Delta e + e_q + \sum d = \Delta e + q\bar{\tau}_e + \sum d. \qquad (7.27)$$

На рис. 7.4 изображены процессы сжатия в *eh*-диаграмме в области температур $T \geqslant T_0$ и, следовательно, при $\tau_e > 0$. Процесс *1-2*-изотермический процесс сжатия, идущий по линии $T_0 = \text{const}$, следовательно, $e_q = q\,(1 - T_0/T) = 0$, т. е. эксергия теплового потока, отводимого от газа в окружающую среду, равна нулю. Тогда для необратимого процесса уравнение (7.27) принимает вид

$$l^{\text{д}}_{\text{тех.из}} = \Delta e_{2\text{-}1} + \sum d; \qquad (7.28)$$

для обратимого процесса

$$l_{\text{тех.из}} = \Delta e_{2\text{-}1}. \qquad (7.29)$$

Зная из опыта или по расчетным данным действительную работу охлаждаемого (изотермического) компрессора $l^{\text{д}}_{\text{тех.из}}$, можно подсчитать его изотермический к. п. д., равный η_{ex}:

$$\eta_{\text{из}} = \eta_{ex} = \Delta e_{2\text{-}1}/l^{\text{д}}_{\text{тех.из}} \qquad (7.30)$$

и величину эксергетических потерь

$$\sum d = l^{\text{д}}_{\text{тех.из}} - \Delta e_{2\text{-}1}. \qquad (7.31)$$

Процесс *1-3*-обратимый адиабатный процесс сжатия, идущий по линии $s = \text{const}$. В соответствии с уравнением (7.27) для неохлаждаемого (адиабатного) компрессора действительная техническая работа:

$$l^{\text{д}}_{\text{тех.ад}} = \Delta e_{3\text{-}1} + \sum d = \Delta h_{3\text{-}1} + \sum d \qquad (7.32)$$

(так как $q\tau_e = 0$) и теоретическая

$$l_{\text{тех.ад}} = \Delta e_{3\text{-}1} = \Delta h_{3\text{-}1}. \qquad (7.33)$$

Из *eh*-диаграммы видно, что $\Delta e_{3\text{-}1} > \Delta e_{2\text{-}1}$: превышение теоретической технической работы адиабатного компрессора над теоретической технической работой изотермического компрессора равно $\Delta e_{2\text{-}3}$. В действительном адиабатном процессе сжатия часть работы в компрессоре затрачивается на трение и поэтому эксергия газа в конце процесса возрастает (точка *4*): действительный процесс сжатия протекает по линии *1-4*. Действительная работа неохлаждаемого (адиабатного) компрессора $l^{\text{д}}_{\text{тех.ад}} = \Delta h_{4\text{-}1}$ больше $\Delta e_{4\text{-}1}$, так как необратимость процесса

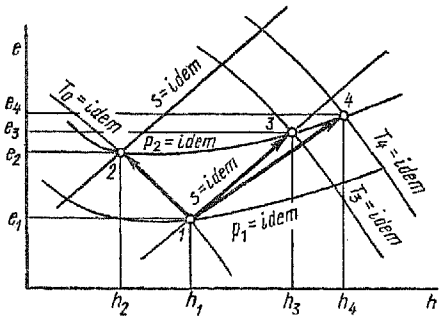


Рис. 7.4. Процессы сжатия в координатах e, h

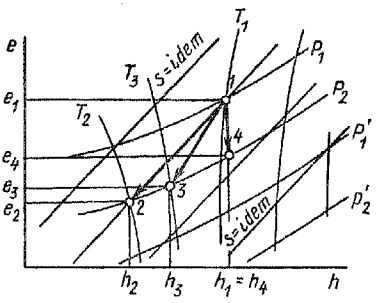


Рис. 7.5. Процессы расширения в координатах e, h

сжатия ведет к дополнительному возрастанию энтальпии за счет теплоты трения. Здесь $d = l^{\text{п}}_{\text{тех.ад}} - \Delta e_{4\text{-}1}$ и эксергетический к. п. д. неохлаждаемого компрессора:

$$\eta_{ex} = \Delta e_{4\text{-}1}/l^{\text{п}}_{\text{тех.ад}} = \Delta e_{4\text{-}1}/\Delta h_{4\text{-}1}. \tag{7.34}$$

Общий эксергетический к. п. д. многоступенчатого неохлаждаемого компрессора

$$\eta_{ex} = \sum_i \Delta l_i / \sum_i l^{\text{п}}_{\text{тех.ад}} = \sum_i \Delta l_i / \sum_i \Delta h_i; \tag{7.35}$$

охлаждаемого компрессора

$$\eta_{ex} = \sum_i \Delta l_i / \sum_i l^{\text{п}}_{\text{тех.из}}, \tag{7.36}$$

где t-1, 2, 3, ... — число ступеней. Величина Δl_i ступени должна вычисляться по значениям, взятым на входе и выходе из ступени, включая все промежуточные устройства так, чтобы параметры в точке выхода из i-й ступени совпадали с параметрами на входе в $(i + 1)$-ю ступень.

Все вышеизложенные закономерности сжатия газов в равной степени относятся и к сжатию жидкостей.

Расширение газов и жидкостей. На eh-диаграмме (рис. 7.5) представлены различные процессы расширения рабочего тела. Процесс *1-2* — обратимый адиабатный процесс, протекающий в идеальной тепловой машине, техническая работа которой $l_{\text{тех}\,1\text{-}2} = h_1 - h_2 = e_1 - e_2$. Процесс *1-3* — необратимый адиабатный процесс, протекающий в реальной тепловой машине, техническая работа которой $l_{\text{тех}\,1\text{-}3} = h_1 - h_3 < l_{\text{тех}\,1\text{-}3}$. Процесс *1-4* — процесс дросселирования, при котором $\Delta h_{1\text{-}4} = 0$ и, следовательно, $l_{\text{тех}\,4\text{-}1} = 0$. Величина эксергетических потерь в этих трех процессах возрастает от первого к третьему, а именно: $d_{1\text{-}2} = (e_1 - e_2) - (h_1 - h_2) = 0 < d_{1\text{-}3} = (e_1 - e_3) - (h_1 - h_3) < d_{1\text{-}4} = e_1 - e_4 = T_0 \Delta s$.

Эксергетический к. п. д. этих процессов в той же последовательности уменьшается: $\eta^{1\text{-}2}_{ex} = l_{\text{тех}\,1\text{-}2}/(e_1 - e_2) = (h_1 - h_2)/(e_1 - e_2) = 1 > \eta^{1\text{-}3}_{ex} = l_{\text{тех}\,1\text{-}3}/(e_1 - e_3) > \eta^{1\text{-}4}_{ex} = l_{\text{тех}\,1\text{-}4}/(e_1 - e_4) = 0$.

Сравним методы расчета эффективности действительного процесса, протекающего в тепловой машине, посредством эксергетического

и термического к. п. д. для адиабатного процесса расширения. Адиабатный термический к. п. д. равен отношению действительного перепада энтальпий к теоретическому (обратимому), т. е. $\eta_{ад} = \Delta h_{1\text{-}3}/\Delta h_{1\text{-}2} = l^{д}_{тех\,1\text{-}3}/l_{тех\,1\text{-}2} = l^{д}_{тех\,1\text{-}3}/(e_1 - e_2)$, а эксергетический к. п. д. $\eta_{ex} = l^{д}_{тех\,1\text{-}3}/(e_1 - e_3)$. Так как $(e_1 - e_2) > (e_1 - e_3)$, то $\eta_{ex} > \eta_{ад}$.

Теплообмен. Как было установлено в § 7.3, в реальных процессах, протекающих в теплообменниках, следует рассматривать три потери: $D_т$, D_p и $D_{о.с}$. Вычисляя отдельные составляющие потерь по приведенным в § 7.3 формулам при различных вариантах проектируемого аппарата, можно найти их минимум и долю каждой потери в общей D. Если окажется, что $D_p \ll D_т$ и $D_{о.с} \ll D_т$, то η_{ex} теплообменника целесообразно определять по формуле

$$\eta_{ex} = \frac{E^A_q}{E^B_q} = \left|\frac{Q\bar{\tau}^A_e}{Q\bar{\tau}^B_e}\right| = \left|\frac{\bar{\tau}^A_e}{\bar{\tau}^B_e}\right| = \frac{\Delta E_A}{\Delta E_B}. \qquad (7.37)$$

Такой к. п. д. будет характеризовать основной показатель, определяющий эффективность аппарата, в данном случае качество переноса эксергии от потока B к потоку A.

Сжигание топлива. На рис. 7.6 изображена схема преобразования энергии в процессе сжигания топлива и использования продуктов сгорания в виде диаграммы потоков эксергии. Обычно суммарная эксергия на входе E_1 равна сумме эксергий топлива $E_т$ и окислителя $E_{ок}$. В тех случаях, когда топливо и окислитель перед сжиганием подогреваются в подогревателе *I* за счет части эксергии продуктов сгорания E_5, то их эксергия возрастает до величины $E'_1 > E_1$. Процесс подогрева в подогревателе *I* сопровождается потерями эксергии D_1. Далее подогретые топливо и окислитель с эксергией $E'_2 = E'_1$ поступают в камеру сгорания *II*, где осуществляется процесс превращения эксергии E'_2 топлива и окислителя в продукты сгорания высокой температуры. Процесс сгорания топлива в камере сгорания *II* сопровождается потерей эксергии D_2. Продукты сгорания с эксергией $E'_3 = E''_2$ поступают в *III* элемент ЭХТС, которым является либо парогенератор, либо теплогенератор, либо газовая турбина. Процесс использования эксергии продуктов сгорания в элементе *III* сопровождается эксергетическими потерями D_3, природа которых зависит от вида элемента *III*. Так, в паро- и теплогенераторах потеря D_2 вызвана теплопередачей при больших разностях температур между продуктами сгорания и теплоносителями. Остаточная эксергия E_4 частично может быть использована для подогрева топлива и окислителя (E_5) в подогревателе, либо в других теплоиспользующих установках. Эксергия выбрасываемых в атмосферу

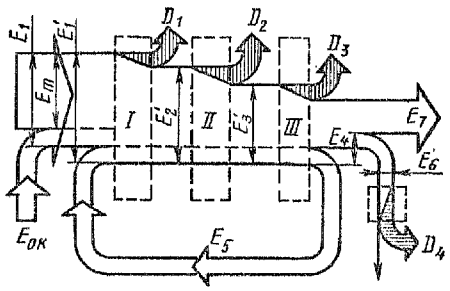


Рис. 7.6. Диаграмма Грассмана – Шаргута для процесса сжигания топлива

продуктов сгорания $E_6 = D_4$ (при отсутствии подогревателя) состоит из термомеханической, связанной с отличием их температуры T от температуры окружающей среды T_0, и нулевой, связанной с отличием состава продуктов сгорания от состава окружающей среды (обычно атмосферы). Другая часть эксергии E_7 после элемента *III* поступает на дальнейшее использование.

Сжигание топлива – это химическая реакция окисления и, следовательно, эксергия топлива $E_т$ может быть рассчитана по формуле (1.235), а эксергетические потери в процессе сжигания – по формуле (7.9). Обычно при эксергетическом анализе ЭХТС значения удельных эксергий берут из таблиц (см.: Шаргут Я., Петела Р. Эксергия. М., 1968). Удельная эксергия топлива $e_т$ примерно равна $Q_в^р$. Для каменных углей $e_т \approx 1{,}08\ Q_в^р$, для бурых углей $e_т \approx (1{,}15 \ldots 1{,}2)\ Q_в^р$, для кокса $e_т \approx 1{,}06 Q_в^р$, для жидкого топлива $e_т \approx 0{,}975 Q_в^р$, для газообразного топлива $e_т \approx 0{,}95 Q_в^р$.

Эксергию продуктов сгорания (термомеханическую и нулевую) определяют по соответствующим диаграммам и номограммам, которые приведены в указанной выше книге Я. Шаргута и Р Петелы.

Подсчитав эксергию топлива и окислителя e_1, а также продуктов сгорания $e_{п.с}$, найдем эксергетические потери d_1, связанные с переходом химической эксергии топлива в эксергию продуктов сгорания $d_1 = e_1 - e_{п.с}$. Эксергия продуктов сгорания e определится по формуле

$$e_{п.с} = c_{pп.с}(T_{теор} - T_0) - T_0 \left[c_{pп.с} \ln (T_{теор}/T_0) - R_{п.с} \ln (p_{п.с}/p_0) - \right.$$
$$\left. - \sum R_i \ln (1/r_i)\right] = H_{теор} - T_0 \left[c_{pп.с} \ln (T_{теор}/T_0) - R_{п.с} \ln (p_{п.с}/p_0) - \right.$$
$$\left. - \sum R_i \ln (1/r_i)\right],$$

где $H_{теор}$ – теоретическая энтальпия продуктов сгорания, кДж/кг; $T_{теор}$ – теоретическая температура горения, К; $c_{pп.с}$ – средняя теплоемкость продуктов сгорания; $R_{п.с}$ – газовая постоянная продуктов сгорания, кДж/(кг · К); R_i и r_i – газовые постоянные и объемные доли компонентов продуктов сгорания соответственно.

Тогда эксергетический к. п. д. процесса горения

$$\eta_{ex}^{г} = e_{п.с}/e_1 = (e_1 - d_1)/e_1; \qquad (7.38)$$

при атмосферном давлении его величина изменяется от 0,45 (для промышленных котельных и печей) до 0,7 (для современных парогенераторов). При повышении давления процесса горения величина $\eta_{ex}^{г}$ повышается и, например, для газовых турбин находится в пределах 0,55... 0,6.

При сжигании топлива в печах и тепло- и парогенераторах происходит передача теплового потока от продуктов сгорания к нагреваемому в них телу. Эффективность этого процесса связана не только с уменьшением эксергии продуктов сгорания $\Delta E_{п.с}$, но и с возрастанием эксергии нагреваемого тела $\Delta E_{н.т}$ и поэтому эксергетический к. п. д. этого процесса:

$$\eta_{ex}^{тп} = \Delta E_{н.т}/\Delta E_{п.с} = E_{qн.т}/E_{qп.с} = (E_{qп.с} - D)/E_{qп.с}, \qquad (7.39)$$

и

$$\eta_{ex}^{тп} = (e_{qп.с} - d)/e_{qп.с}; \qquad (7.40)$$

его величина возрастает с повышением температуры, достигая величины 0,8...0,85 для современных парогенераторов.

Эксергия теплового потока продуктов сгорания, полученных при сжигании 1 кг топлива,

$$e_{q\text{п.с}} = H_\text{т}(1 - T_0/T_\text{т}), \qquad (7.41)$$

где $H_\text{т} = Q_\text{н}^\text{р}\eta_t + Q_\text{в} + Q_\text{т}$ – теоретическая энтальпия, кДж/кг; $T_\text{т} = [H_\text{т}/(\sum v_i c_{\text{р}ti})] + 273$ – теоретическая температура горения, К; η_t – к. п. д. топки; $Q_\text{в}$ и $Q_\text{т}$ – теплоты, вносимые в топку воздухом и топливом соответственно, кДж/кг.

Из этих формул видно, что с увеличением подогрева воздуха ($Q_\text{в}$) увеличивается и $e_{q\text{п.с}}$, так как при этом увеличивается $H_\text{т}$ и $T_\text{т}$.

Обогащение воздуха кислородом приводит к уменьшению объема продуктов сгорания (уменьшается содержание в них азота) и, следовательно, к увеличению $T_\text{т}$. Уменьшение коэффициента избытка воздуха α при сжигании топлива также приводит к увеличению $T_\text{т}$, так как при этом уменьшается объем продуктов сгорания. Тогда в соответствии с формулой (7.41) оба эти мероприятия приводят к увеличению $e_{q\text{п.с}}$ и, следовательно (при прочих равных условиях), к уменьшению эксергетической потери d при передаче теплоты от продуктов сгорания к нагреваемому телу. Однако обогащение воздуха кислородом потребует дополнительных затрат энергии, которые в эксергетическом анализе ЭХТС не учитываются. Выгодность предварительного подогрева воздуха и его обогащение кислородом определяются технико-экономическими соображениями.

§ 7.8. АНАЛИЗ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ ЭХТС

В качестве примера эксергетического анализа ЭХТС рассмотрим циклонную установку для получения плавленых фосфатов.

На рис. 7.7 показана схема циклонной энерготехнологической установки для получения обесфторенных плавленых фосфатов и энергети-

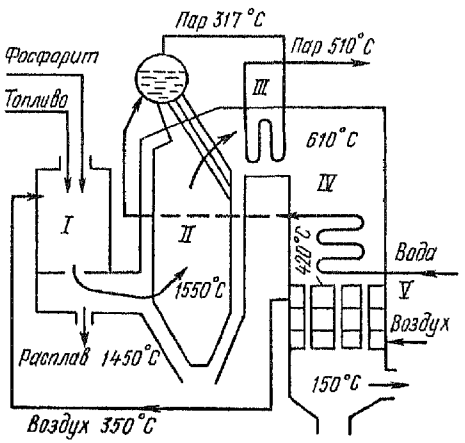


Рис. 7.7. Схема ЭХТС получения обесфторенных фосфатов:
I – циклон; *II* – радиационная камера; *III* – пароперегреватель; *IV* – экономайзер; *V* – воздухоподогреватель

ческого пара, а на рис. 7.8 – диаграмма потоков эксергетического баланса этой установки (см.: Сидельковский Л. Н., Фальков Э. Я. Эксергетические балансы огнетехнических процессов. М., 1967). Производительность установки: по основному продукту (обесфторенный фосфат с температурой 1723 К) – 10 т/ч; по вспомогательному продукту (перегретый водяной пар давлением 10,6 МПа и с температурой 783 К) – 15 т/ч; температура питательной воды 488 К, топливо – природный газ с $Q_н^р = 35{,}8$ МДж/м^3; температура подогрева воздуха 623 К; температура уходящих газов 323 К.

Расчет эксергетического баланса проводился без учета нулевой эксергии продуктов сгорания, вследствие чего отклонения полученных результатов от точных составляют ~3 %. Как видно из рис. 7.8, для всей установки $\eta_{ex}^{y} = 16{,}6 + 30{,}6 = 47{,}2\,\%$.

При раздельной выработке фосфата и пара тех же параметров общий к. п. д. установки составит примерно 36 %. Уменьшение к. п. д. объясняется тем, что при совместной выработке указанных продуктов основные эксергетические потери (от необратимости при теплообмене) значительно снижены, так как в начале технологической цепочки, где температура максимальна, помещен высокотемпературный технологический процесс – получение фосфатов в циклоне, несмотря на то, что среди остальных элементов установки циклон имеет наименьший эксергетический к. п. д., равный 37,8 %, поскольку в нем протекает самый термодинамически несовершенный процесс – горение топлива.

По энергетическому балансу к. п. д. установки составляет $\eta_t^{y} = 27{,}4 + 63{,}5 = 90{,}9\,\%$, где 27,4 % – отвод энтальпии с фосфатом и 63,5 % – с паром. По энергетическому балансу получается картина высокоэффективной установки, что далеко от действительности. Сравнение результатов, полученных из эксергетического и энергетического баланса, показывает, что последний не вскрывает существа энергетических превращений в ЭХТС и не дает правильной оценки как самой установки, так и ее элементов.

Представляют интерес результаты эксергетического анализа синтеза аммиака, приведенные в журнале «Химическая промышленность» (1982, № 5). Из теплового баланса ЭХТС следует, что в колонне синтеза аммиака, водоподогревателе и теплообменных аппаратах потери энергии близки нулю. Из эксергетического же анализа следует противоположный вывод – наибольшие потери эксергии оказываются в колонне синтеза (22,6 % от всех потерь); они выше, чем в компрессоре (16 %) и газовой турбине (20 %), что объясняется большой необратимостью протекающей в колонне синтеза аммиака химической реакции. Общие потери в колонне синтеза аммиака, водоподогревателе и теплообменниках составляют почти половину всех эксергетических потерь ЭХТС. Потери эксергии в колонне синтеза аммиака можно значительно уменьшить за счет повышения температуры в одной из ее зон, так как это мероприятие позволило бы более эффективно использовать теплоту реакции и выдать на сторону пар более высоких параметров.

В качестве объекта для раскрытия сущности термодинамической

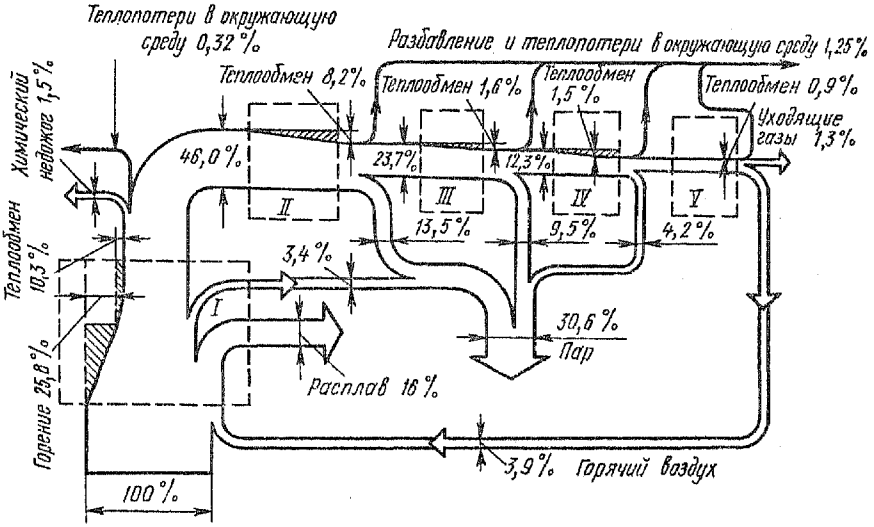


Рис. 7.8. Диаграмма потоков эксергетического баланса ЭХТС получения обесфторенных фосфатов

оптимизации системы и ее отдельных элементов рассмотрим компрессорную установку, поскольку она широко применяется в химической технологии. Из эксергетической мощности компрессорной установки N_{ex} [см. (7.12) и (7.13)] можно получить обобщенные характеристики этой установки, которые позволяют провести анализ и оптимизацию энергетических показателей действующих компрессоров, а также сравнить их между собой. Основной эксергетической характеристикой компрессора является расход мощности $N_к$ на единицу эксергетической мощности N_{ex}, т. е. $m = N_к/N_{ex}$.

Эта величина характеризует работу компрессора с учетом количества компрессируемого газа и его параметров. Анализ компрессоров на основе показателя m показывает, что:

для большинства компрессоров $m = 1{,}5 \ldots 2$ или $\eta_{ex} = 0{,}65 \ldots 0{,}5$, поскольку $\eta_{ex} = 1/m$. Лучшие энергетические показатели имеют центробежные, а худшие – вертикальные V-образные и горизонтальные машины. Показатель m может служить оценкой энергетической эффективности машины и для предварительного расчета расхода энергии на ее привод. Показатель m позволяет дать объективную оценку по энергетическим показателям соответствия данного компрессора достигнутому мировому уровню;

поршневые машины без смазки цилиндров могут иметь энергетические показатели не хуже, чем машины со смазкой;

показатель m позволяет сравнить эффективность работы данного компрессора в различных режимах и тем самым выявить оптимальные условия его эксплуатации.

§ 7.9. ПОНЯТИЕ О ТЕРМОЭКОНОМИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ

Эксергетический анализ затрат эксергии и ее потерь не позволяет окончательно оценить ЭХТС, так как для этого необходимо учесть все виды затрат, т. е. провести технико-экономический анализ. В большинстве случаев рекомендации термодинамического и технико-экономического анализов существенно различаются. Например, анализ теплообменника показывает, что с термодинамической точки зрения надо свести к минимуму температурный напор, так как при этом эксергетические потери уменьшаются, но поверхность нагрева будет возрастать и поэтому экономически оптимальный вариант (минимальные суммарные приведенные затраты $\sum З$) будет при довольно больших температурных напорах. Однако связь между термодинамическими и технико-экономическими параметрами ЭХТС существует и эксергетический метод анализа позволяет наиболее полно установить эту связь. *Сочетание технико-экономического анализа с термодинамическим называется термоэкономикой.*

При термоэкономическом анализе, как и при оптимизации ЭХТС, используются следующие эксергетические характеристики: η_{ex}, $\sum D_i$, $\sum E_{\text{пол}}$, $\sum E_{\text{вых}}$.

В ряде процессов химической технологии энергетические затраты являются определяющими. Так как в расчетах и анализе ЭХТС обычно используются реальные, основанные на опыте разности температур в теплообменниках, предельные значения температур и давлений, к. п. д. машин, гидравлические потери, потери теплоты через изоляцию и т. д., то неэнергетические затраты в основном учитываются автоматически. Все эти затраты изменяются в сравнительно ограниченных пределах, а это означает, что термоэкономический оптимум близок к термодинамическому. Но даже когда оптимумы термоэкономического и эксергетического анализов не совпадают, эксергетический анализ сохраняет свое определяющее значение в анализе ЭХТС. *Эксергетический анализ показывает, как сократить энергозатраты, а термоэкономический анализ — до каких значений это сокращение экономически целесообразно.*

В основу термоэкономического анализа ЭХТС положено понятие *стоимости эксергии*, включающей все виды затрат в денежном выражении. Эксергетический же метод термодинамического анализа ЭХТС, как и ее термодинамическая оптимизация, учитывает только прямые, непосредственные затраты энергии. Другие виды затрат (как, например, расход материалов, также связанный с затратой энергии на их получение, транспорт и обработку) не учитываются. Однако целевая функция при анализе и оптимизации любой ЭХТС должна учитывать все виды затрат и поэтому *в качестве такой функции в термоэкономическом анализе используются приведенные затраты.*

Обычно анализ ЭХТС проводится в два этапа: эксергетический и термоэкономический. Методы термоэкономического анализа подробно рассматриваются в специальной литературе.

§ 7.10. ВТОРИЧНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РЕСУРСЫ (ВЭР) ХИМИЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Одним из важнейших путей экономики топливно-энергетических ресурсов является использование вторичных энергоресурсов, которые неизбежно возникают в химическом производстве.

Под ВЭР понимается химически связанная теплота, физическая теплота и потенциальная энергия избыточного давления продукции, отходов, побочных и промежуточных продуктов, образующихся в технологических агрегатах (установках, процессах), которые не используются в самом агрегате, но могут быть частично или полностью использованы для энергоснабжения других агрегатов. Следует отметить, что энергетические отходы, используемые в самом агрегате-источнике ВЭР (регенерация теплоты), а также теплоты сгорания продуктов топливоперерабатывающих агрегатов, к ВЭР не относятся. Под агрегатами-источниками ВЭР понимают агрегаты, в которых образуется ВЭР: промышленные печи, реакторы, холодильники, пароиспользующие установки и т. д. *Использование ВЭР для удовлетворения потребностей в топливе, теплоте, электрической и механической энергии других агрегатов и процессов называется утилизацией ВЭР.*

Для удовлетворения потребностей в топливе и энергии ВЭР могут быть использованы в двух направлениях: либо непосредственно, без изменения вида энергоносителя, либо за счет выработки теплоты, холода, электроэнергии и механической работы в утилизационных установках.

Количество ВЭР, образующихся в процессе производства в данном технологическом агрегате, называется *выход ВЭР*. Количество используемой потребителем энергии, вырабатываемой за счет ВЭР в утилизационных установках, называют *использованием ВЭР*. Количество топлива, которое экономится за счет использования ВЭР, называется *показателем экономии топлива за счет ВЭР*. Отношение фактической экономии топлива за счет ВЭР к экономически целесообразной называют *коэффициентом утилизации ВЭР*.

Горючими или *топливными ВЭР* являются горючие отходы технологических процессов химической и термохимической переработки углеродистого и углеводородного сырья, непригодные для дальнейшей технологической переработки.

Тепловые ВЭР — это физическая теплота отходящих газов технологических агрегатов, основной, побочной, промежуточной продукции и отходов основного производства, физическая теплота рабочих тел систем принудительного охлаждения технологических агрегатов и установок, физическая теплота горячей воды и пара, отработанных в технологических установках. К тепловым ВЭР относятся также попутная выработка теплоты (в виде пара и горячей воды) в технологических и энерготехнологических агрегатах.

Вторичный и отработанный водяной пар может использоваться как в виде тепловых ВЭР, так и в виде ВЭР избыточного давления.

ВЭР избыточного давления называют потенциальную энергию газов и жидкостей, покидающих технологический агрегат с избыточным

давлением, которое необходимо снизить перед последующей ступенью использования этих веществ или при выбросе их в атмосферу.

Различают четыре основные направления использования ВЭР: 1) *топливное* – горючие ВЭР непосредственно используются в качестве топлива; 2) *тепловое* – использование теплоты, вырабатываемой за счет ВЭР в утилизационных установках или непосредственно получаемой в качестве ВЭР, а также выработка холода за счет ВЭР в абсорбционной холодильной установке (АХУ); 3) *силовое* – использование электрической и механической энергии, вырабатываемой за счет ВЭР в утилизационных установках; 4) *комбинированное* – использование теплоты и электроэнергии, одновременно вырабатываемых за счет ВЭР в утилизационных ТЭЦ.

Экономия топлива $B_{эк}$ (т) за счет использования ВЭР вычисляется по следующим формулам.

1. При тепловом направлении использования ВЭР: а) при выработке теплоты или непосредственном использовании ВЭР

$$B_{эк} = b_э m_в \Delta h M \eta_у \sigma, \tag{7.42}$$

где $b_э = 0{,}0341/\eta_{зам}$ – удельный расход условного топлива на выработку теплоты в замещаемой котельной установке (коэффициент 0,0341 – это коэффициент эквивалентного перевода ГДж в тонну условного топлива, равный $10^6/(Q_у^р \cdot 1000) = 10^6/(29\,300 \cdot 1000)$; $\eta_{зам}$ – к. п. д. замещаемой котельной установки; $m_в$ – выход ВЭР на единицу продукции, кг или м^3; Δh – перепад энтальпии энергоносителя при температуре на выходе из агрегата и при температуре окружающей среды T_0, кДж/кг; M – выход основной продукции за данный период; $\eta_у$ – условный к. п. д. утилизационной установки; σ – коэффициент использования теплоты, выработанной в утилизационной установке;

б) при выработке холода

$$B_{эк} = b_э Q_х/\varepsilon, \tag{7.43}$$

где $Q_х$ – выработка холода за счет ВЭР за данный период, ГДж.

2. При топливном направлении использования горючих ВЭР

$$B_{эк} = b_э m_в Q_н^р M \eta_у \sigma. \tag{7.44}$$

3. При силовом направлении использования ВЭР

$$B_{эк} = b_э m_в M l_{тех} \eta_{0i} \eta_м \eta_г = b_э W, \tag{7.45}$$

где $b_э$ – удельный расход топлива на выработку электроэнергии в энергетической системе или на замещаемой установке; $l_{тех}$ – техническая работа адиабатного расширения в утилизационной турбине, кДж/кг; η_{0i} и $\eta_м$ – относительный внутренний и механический к. п. д. турбины соответственно; $\eta_г$ – к. п. д. электрогенератора; W – выработка электроэнергии или механической работы в утилизационной установке за счет ВЭР.

По результатам расчета экономии топлива за счет использования ВЭР определяется коэффициент утилизации, характеризующий степень использования отдельных видов ВЭР на предприятии, по области и отрасли промышленности в целом.

При оценке направления и перспектив применения ВЭР необходимо учитывать их качество, т. е. использовать эксергетический метод термодинамического анализа, так как в противном случае могут быть допущены существенные ошибки.

В химической технологии горючие газообразные и жидкие ВЭР сжигаются либо самостоятельно, либо в смеси с органическим топливом (когда они сильно забалластированы) в топочных устройствах. Получающиеся в них газообразные продукты сгорания высокой температуры в дальнейшем используются для обогрева технологических аппаратов, для получения пара в котлах-утилизаторах и, наконец, для получения холода в холодильных установках. Тепловые ВЭР используются для непосредственного обогрева технологических аппаратов и машин, для выработки пара в котлах-утилизаторах и холода в холодильных установках. ВЭР избыточного давления используются в расширительных машинах, предназначенных для привода компрессоров, насосов и электрических машин или в детандерах для охлаждения газов или получения холода.

§ 7.11. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ВЭР ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ХОЛОДА

Одним из способов использования низкотемпературных ВЭР является применение термотрансформаторов. Этот метод может быть применен для использования теплоты загрязненных горячих жидкостей в результате их самоиспарения под вакуумом, т. е. минуя поверхностные теплообменники. Весьма перспективно применение этого способа в производстве кальцинированной соды, где до сих пор не используется теплота горячей дистиллированной жидкости.

В химической технологии широко применяется холод. В связи с этим возникает еще одно направление использования низкотемпературных ВЭР – получение холода в АХУ, которые в последнее время широко внедряются в технологические процессы энергоемких отраслей химической промышленности.

В настоящее время в СССР получили распространение АХУ, работающие на водоаммиачном растворе (АВХУ) и на водном растворе бромистого лития (АБХУ), применяемых в качестве хладагента.

На ряде комбинатов «Союзазот» работают разработанная НПО «Техэнергохимпром» АВХУ холодильной мощностью $Q_x = 9{,}1$ МВт. Установка состоит из трех одноступенчатых абсорбционных машин, две из которых мощностью 3,1 МВт при изотерме кипения аммиака 263 К служат для сжижения товарного аммиака и одна мощностью 2,9 МВт при изотерме кипения аммиака 274 К – для охлаждения межступенчатого холодильника в компрессоре синтез-газа.

Для получения холода используется теплота конвертированного газа и парогазовой смеси. На рис. 7.9 представлена упрощенная схема абсорбционной машины холодильной мощностью 3,1 МВт для сжижения товарного аммиака. Парогенератор-ректификатор *1* представляет собой аппарат полостного типа, состоящий (сверху вниз) из ректификационной колонки, двух трубчатых теплообменников и куба. Крепкий

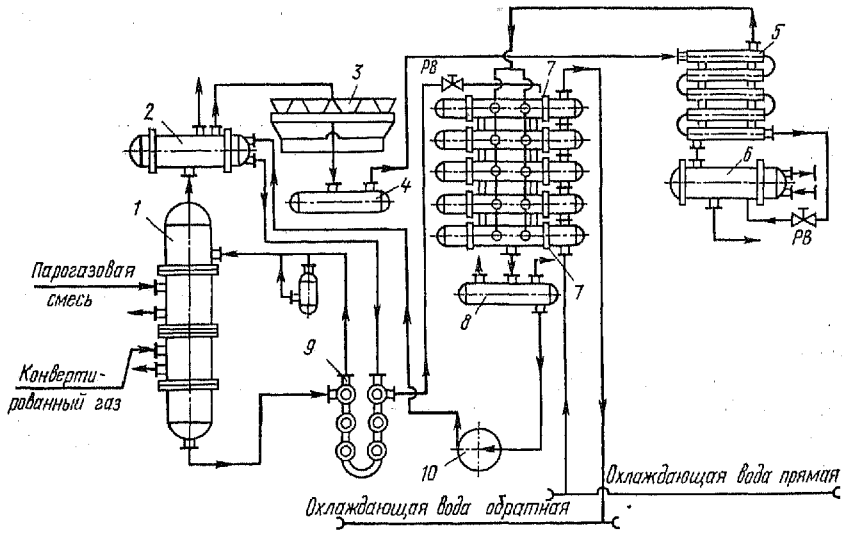


Рис. 7.9. Схема абсорбционной машины холодильной мощностью 3,1 МВт

водный раствор аммиака, поступающий в аппарат *1* из теплообменника растворов *9*, стекает вниз внутри труб в виде пленки, при этом он испаряется за счет теплоты парогазовой смеси и конвертированного газа, поступающих в межтрубное пространство аппарата. Образующиеся пары водоаммиачной смеси поднимаются вверх в ректификационную колонку аппарата *1* и далее в дефлегматор *2*, где пары аммиака полностью очищаются от водяного пара, после чего поступают в конденсатор *3*. Здесь происходит конденсация паров аммиака с отводом теплоты конденсации окружающим воздухом. Жидкий аммиак сливается в ресивер конденсатора *4*, откуда через газовый переохладитель *5* и регулирующий вентиль *РВ* поступает в межтрубное пространство испарителя *6*. Здесь за счет теплоты конденсации сжижаемого товарного аммиака, движущегося в трубках аппарата, он испаряется и пары его поступают в межтрубное пространство газового переохладителя *5*. В этом аппарате пары аммиака охлаждают жидкий аммиак, после чего поступают в абсорбер *7*. Здесь они абсорбируются слабым водным раствором аммиака, поступающим в абсорбер из куба парогенератора-ректификатора, предварительно охладившись в теплообменнике растворов *9*. Теплота абсорбции отводится оборотной водой. Образующийся в абсорбере крепкий водный раствор аммиака поступает в ресивер абсорбера *8*, откуда с помощью насоса *10* подается в трубки дефлегматора *2*, где он нагревается за счет теплоты дефлегмации; далее крепкий раствор поступает в теплообменник растворов *9*, где нагревается за счет теплоты слабого раствора, после чего поступает в парогенератор-ректификатор *1*.

Аналогичную схему имеет абсорбционная машина мощностью 2,9 МВт для охлаждения межступенчатого компрессора синтез-газа; отличие состоит в том, что в оба теплообменника парогенератора-

ректификатора поступает только один теплоноситель – конвертированный газ.

В настоящее время в химической технологии осуществляется энерготехнологическое комбинирование, при котором АХУ встраивается в основной агрегат, выполняя роль утилизатора теплоты химического производства и являясь его неотъемлемой частью.

§ 7.12. ЭНЕРГОТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ КОМБИНИРОВАНИЕ В ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ

В установках утилизации ВЭР вырабатываются: водяной пар, горячая вода, электроэнергия, высокотемпературные теплоносители (ВОТ, соляные и др.), охлажденная вода, горячий воздух, механическая энергия для непосредственного привода машин. В зависимости от роли ВЭР в основном технологическом процессе, в котором они образуются, установки могут быть энерготехнологическими и утилизационными. К энерготехнологическим относятся установки, без которых не может протекать основной технологический процесс или режим претерпевает существенные изменения при выходе их из строя. К ним относятся системы принудительного охлаждения технологических агрегатов, охлаждающий теплоноситель которых, как, например ВОТ, используется в других процессах, утилизационные газовые турбины, а также котлы-утилизаторы для охлаждения продукционных потоков. К утилизационным относятся установки, без которых основной технологический процесс может протекать. К ним относятся котлы-утилизаторы запечных дымовых газов, утилизационные холодильные установки (АХУ и пароэжекторные) и расширительные машины, заменяющие процессы дросселирования промежуточных или основных продуктов, тепло- и парогенераторы для сжигания отходов химических производств.

Энерготехнологическое комбинирование в химической технологии осуществляют как в ЭХТС, так и в установках утилизации ВЭР. В § 7.11 было рассмотрено энерготехнологическое комбинирование в установке утилизации ВЭР в целях получения холода. Ниже рассматриваются другие примеры энерготехнологического комбинирования.

На рис. 7.10 изображен энерготехнологический агрегат СЭТА-Ц-100-1, предназначенный для получения серной кислоты из элементарной серы или сероводорода, при этом для получения водяного пара используется теплота сгорания серы. Это однобарабанный водотрубный котел с естественной циркуляцией, он работает под наддувом в закрытых помещениях. Корпус агрегата – цельносварной цилиндрический вертикальный с горизонтальной циклонной топкой *1*, из которой продукты сгорания серы поступают в радиационную камеру *2*. Весь агрегат обшит листовой сталью; между обшивкой котла и циклоном циркулирует воздух, поступающий на горение серы.

На рис. 7.11 представлена схема установки для сжигания сточных вод и кубовых остатков изопренового производства. Токсичные отходы обезвреживаются в циклонном реакторе *1* за счет их сжигания при температуре 1000 °С, при которой происходит полное выгорание органических веществ и выпаривание воды, а минеральные соли расплав-

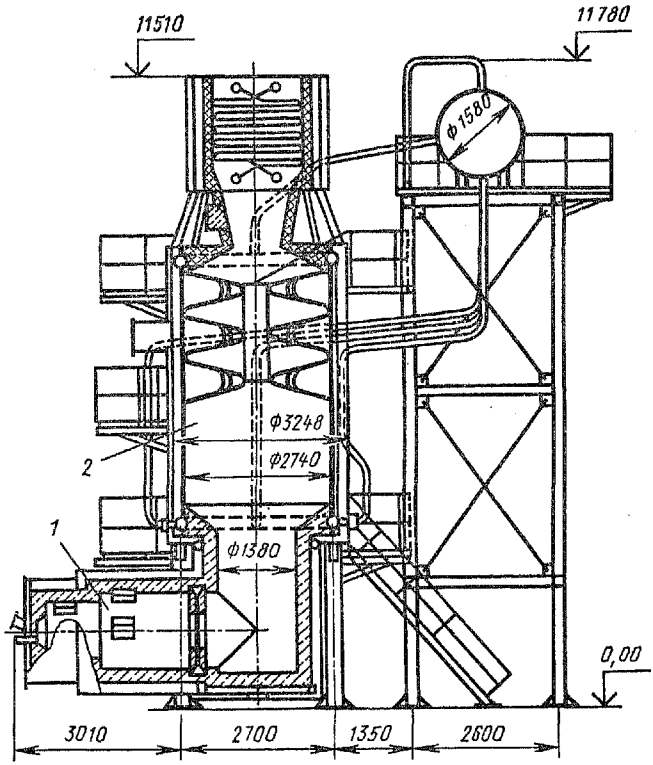


Рис. 7.10. Энерготехнологический агрегат СЭТА-Ц-100-1

ляются и в виде расплава выводятся из циклонного реактора через летку 7. Для поддерживания нужной температуры в реакторе используется природный газ. Из реактора газы поступают в котел-утилизатор 2, где за счет их охлаждения вырабатывается технологический водяной пар. Из котла-утилизатора охлажденные газы поступают в струйно-пенный пылеулавливатель *3* для очистки от содержащихся в них солей, а далее с помощью дымососа, через дымовую трубу, выбрасываются в атмосферу. Токсичные отходы перед подачей в циклонный реактор перемешиваются в аппарате *4* и с помощью насоса *5* проталкиваются через фильтры тонкой очистки *6* в циклонный реактор. Построенная по этой схеме на Волжском заводе «СК» установка сжигает 17,8 т/ч сточных вод и 2,5 т/ч кубовых остатков, при этом паропроизводительность установки составляет 47,6 т/ч (с учетом расхода природного газа).

На рис. 7.12 изображена схема ЭХТС производства слабой азотной кислоты под давлением 0,716 МПа. Жидкий аммиак поступает в испаритель аммиака *4*, где он испаряется за счет теплоты охлаждения воды (при этом получается побочный продукт – охлажденная вода). Образующийся газообразный аммиак далее поступает в перегреватель *6*

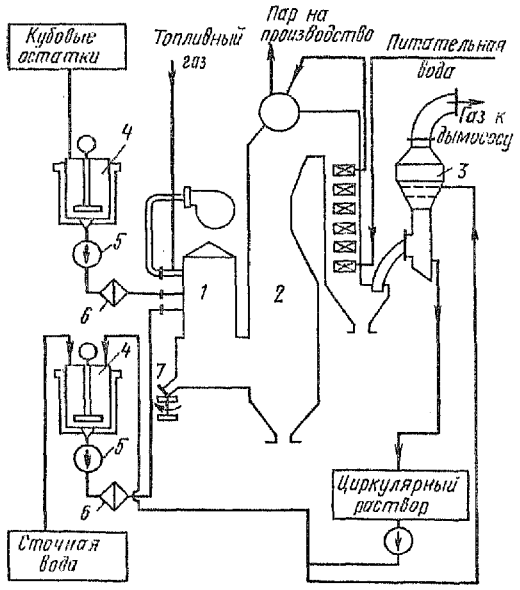


Рис. 7.11. Схема утилизационной установки

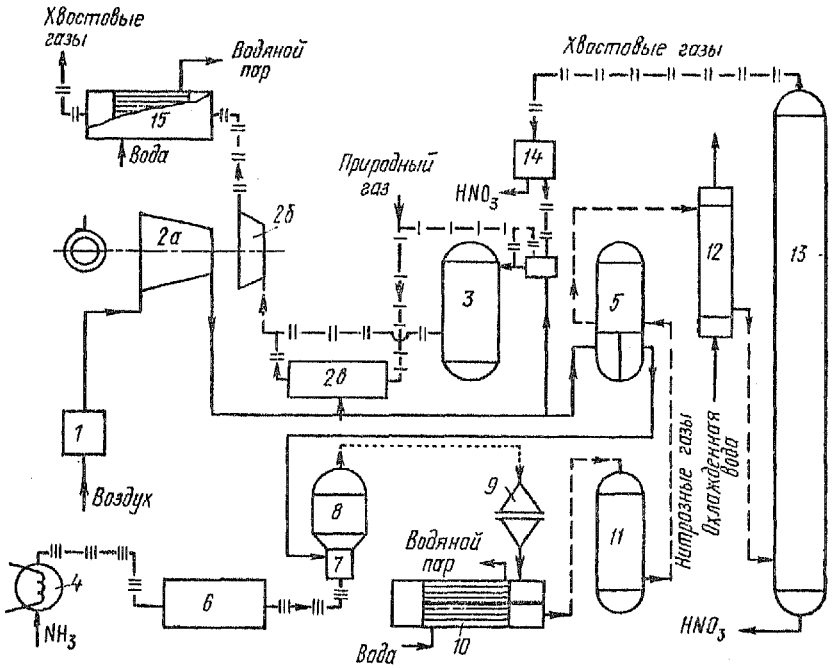


Рис. 7.12. Схема ЭХТС производства слабой азотной кислоты

и оттуда в смеситель *7*. Атмосферный воздух через аппарат очистки *1* поступает в турбокомпрессор *2а*, где он сжимается до давления 0,716 МПа, после чего поступает в подогреватель воздуха *5* и далее в смеситель *7*. Здесь происходит смешение газообразного аммиака с воздухом, после чего аммиачно-воздушная смесь, пройдя паронитовый фильтр *8*, поступает в реактор окисления аммиака *9*. Теплота образования нитрозных газов используется в котле-утилизаторе КУН-22/13 (поз. *10*) для выработки водяного пара. Из котла-утилизатора нитрозные газы, пройдя окислитель *11*, последовательно охлаждаются в воздухоподогревателе *5* и водяном холодильнике *12*, после чего поступают в абсорбционную колонну *13*. Из низа колонны отводится готовая продукция – слабая азотная кислота, а сверху – «хвостовые» газы. Последние, пройдя сепаратор *14* и реактор каталитической очистки *3* (являющийся одновременно «камерой сгорания» газовой турбины), поступают в газовую турбину *2б*. Расширяясь в ней от давления 0,7 МПа до атмосферного, «хвостовые» газы передают свою энергию избыточного давления сжимаемому в турбокомпрессоре *2а* воздуху. Отработавшие в турбине «хвостовые» газы поступают на утилизацию своей физической теплоты в котел-утилизатор КУГ-66 (поз. *15*), после чего выбрасываются в атмосферу.

Первоначальный пуск газовой турбины осуществляется с помощью пусковой «камеры сгорания» *2в*.

На рис. 7.13 представлена схема утилизации физической теплоты

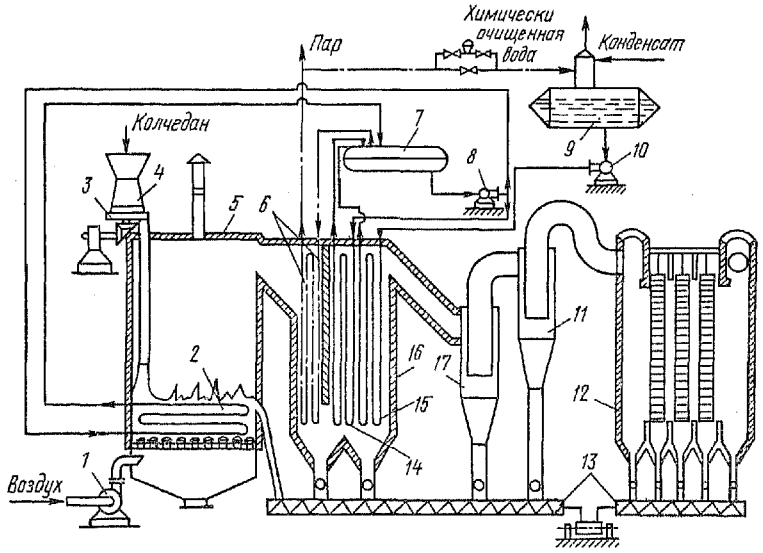


Рис. 7.13. Схема утилизации физической теплоты технологических потоков в производстве серной кислоты:

1 – воздуходувка; *2* – змеевик; *3* – питатель; *4* – приемный бункер печи КС; *5* – печь КС; *6* – пароперегреватель; *7* – сепаратор; *8* – циркуляционный насос; *9* – питательный бак; *10* – циркуляционный насос; *11* – циклон; *12* – электрофильтр; *13* – шнек; *14, 15* – змеевики котла-утилизатора; *16* – котел-утилизатор; *17* – циклон

технологических потоков в производстве серной кислоты из сернистого колчедана. В печи «кипящего слоя» (КС) *5* протекает экзотермическая реакция окисления сернистого колчедана с целью получения сернистого ангидрида. Теплота реакции отводится из «кипящего слоя» водой, циркулирующей с помощью циркуляционного насоса *8* по схеме: сепаратор *7* – циркуляционный насос *8* – змеевик *2* печи КС – сепаратор. В змеевике *2* образуется пароводяная смесь, которая в сепараторе *7* разделяется на пар и воду. Физическая теплота газообразных продуктов реакции используется для производства пара в котле-утилизаторе *16*. В нем имеются два самостоятельных испарительных контура с принудительной циркуляцией *14* и *15* и пароперегреватель *6*. В первом контуре вода циркулирует по схеме: питательный бак *9* – насос *10* – змеевик *15* – сепаратор *7*. Во втором контуре вода циркулирует по схеме: сепаратор *7* – циркуляционный насос *8* – змеевик *14* – сепаратор *7*. Образующаяся в змеевиках двух контуров пароводяная смесь, так же как и пароводяная смесь змеевика, в сепараторе *7* разделяется на воду и пар, который далее поступает в пароперегреватель.

На рис. 7.14 представлена схема ЭХТС производства технического углерода активных марок ПМ-75 и ПМ-100. Углеводородное сырье (поток *I*) поступает непосредственно со склада в теплообменник *1*, где оно подогревается водяным паром (поток *IX*) до 100 °С, после чего направляется в подогреватель сырья *8*. Здесь оно подогревается до температуры 310 °С за счет физической теплоты продуктов реакции, поступающих из подогревателя воздуха низкого давления 7. Далее сырье

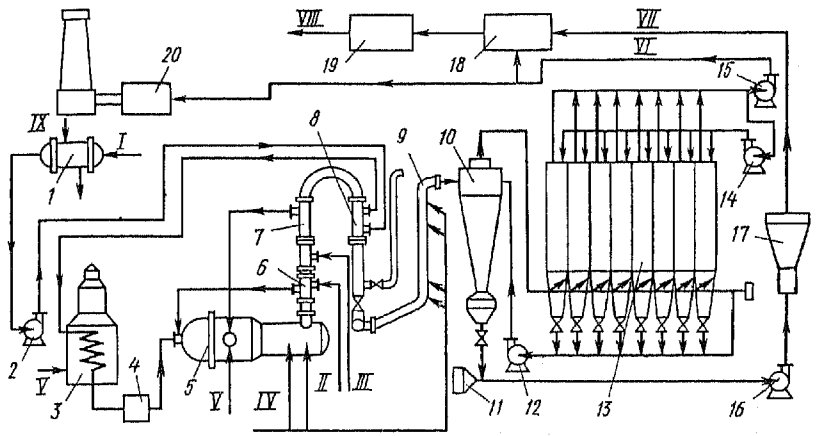


Рис. 7.14. Схема производства технического углерода:

1 – теплообменник; *2* – сырьевой насос; *3* – печь для подогрева сырья; *4* – фильтр; *5* – реактор; *6* – подогреватель воздуха высокого давления; *7* – подогреватель воздуха низкого давления; *8* – подогреватель сырья; *9* – холодильник-ороситель; *10* – циклон; *11* – калорифер; *12, 16* – вентиляторы пневмотранспорта; *13* – рукавные фильтры; *14* – вентилятор обдува; *15* – мельничный вентилятор; *17* – сепаратор; *18* – грануляционный барабан с топкой; *19* – упаковка готовой продукции; *20* – котел-утилизатор; *I* – сырье из склада; *II* – воздух высокого давления; *III* – воздух низкого давления; *IV* – химически очищенная вода; *V* – природный газ; *VI* – отходящий газ; *VII* – технический углерод на грануляцию; *VIII* – готовая продукция; *IX* – пар

поступает в печь *3*, где оно подогревается до температуры 400 °С за счет теплоты сгорания поступающего в печь (поток *V*) природного газа, а затем – в реактор *5*, где оно распыляется воздухом высокого давления, поступающего в реактор из подогревателя воздуха высокого давления *6* с температурой 450 °С. За счет теплоты сгорания природного газа, нефтезаводского газа или дизельного топлива в камере сгорания реактора *5* температура в зоне реакции достигает 1400 °С. При этой температуре происходит разложение сырья. Чтобы исключить возможность протекания нежелательных побочных реакций, в зону охлаждения реактора впрыскивается химически очищенная вода. На выходе из реактора *5* температура продуктов реакции – смеси технического углерода с другими продуктами реакции – составляет около 800 °С. Для использования физической теплоты этой смеси она последовательно проходит подогреватели воздуха *6*, *7* и подогреватель сырья *8*, на выходе из последнего температура смеси составляет 400 °С. Чтобы снизить температуру этой смеси при входе в рукавные фильтры *13*, обычно перед циклоном *10* ставят холодильник-ороситель *9*, в который впрыскивается вода. Однако в последнее время вместо холодильника-оросителя ставят котел-утилизатор (газовый охладитель), в котором за счет использования физической теплоты смеси вырабатывается водяной пар давлением до 0,5 МПа; при этом смесь охлаждается от 400 до 250 °С. После выделения в циклоне и рукавных фильтрах технологического углерода газовая составляющая смеси – отходящий газ имеет теплоту сгорания 2,1...2,5 МДж/м^3 и поэтому его используют в качестве топлива в грануляторе *18* и в котле-утилизаторе *20* (для выработки водяного пара).

На рис. 7.15 представлена схема утилизации теплоты в ЭХТС производства этилена. Поток углеводородного сырья *1* (с добавкой до 50 % водяного пара) подается в трубчатую (змеевиковую) пиролизную печь *2*, в которой осуществляется процесс пиролиза при температуре 820...850 °С. Образующиеся в печи продукты пиролиза поступают в закалочный аппарат *1*, где происходит их закалка и охлаждение до температуры 350...450 °С. Из закалочного аппарата пирогаз (поток *II*) поступает на дальнейшую стадию производства этилена.

Закалочный аппарат *1* представляет собой парогенератор, в котором за счет охлаждения продуктов пиролиза производится насыщенный водяной пар давлением 12,0 МПа. Образующаяся в нем пароводяная смесь поступает в сепаратор *3*, где происходит разделение ее на воду и пар. Вода снова поступает в парогенератор, а насыщенный пар – в пароперегреватель *4*. Перегретый пар поступает в паровые турбины *6–9*, предназначенные для привода турбокомпрессоров. Отработанный в турбинах пар конденсируется в конденсаторах *10–13*. Конденсат последовательно проходит очистку в очистителях *19* и *21* и деаэрацию в деаэраторах *24* и *25*, после чего поступает в экономайзер *5* и далее в сепаратор парогенератора *3*.

Анализ расходных показателей ЭХТС производства этилена свидетельствует о том, что около 74 % всего расхода теплоты покрывается за счет утилизации теплоты технологического процесса. Потребность теплоты для пиролизной печи *2*, пароперегревателя *4*, экономайзера *5* и т. п. обеспечивается использованием метановой фракции, получаемой

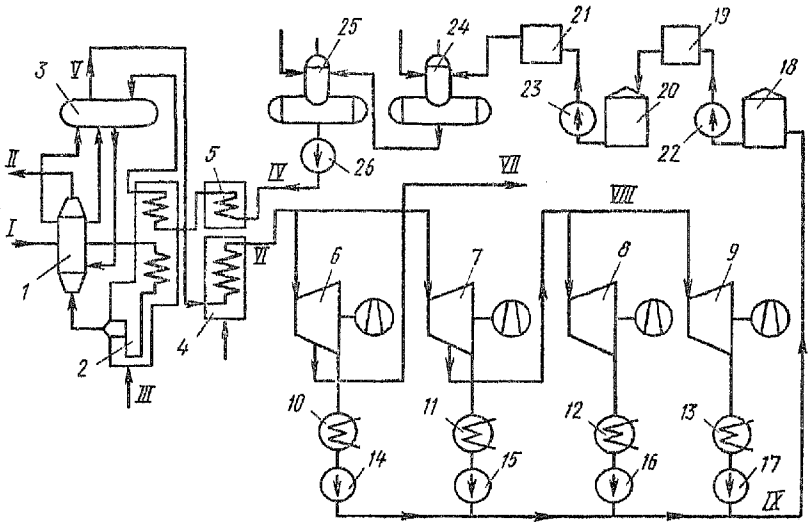


Рис. 7.15. Схема ЭХТС производства этилена:

1 – закалочный аппарат (парогенератор); *2* – пиролизная печь; *3* – сепаратор парогенератора; *4* – пароперегреватель; *5* – экономайзер; *6–9* – паровые турбины привода компрессоров; *10–13* – конденсаторы турбин; *14–17* – конденсатные насосы; *18, 20* – емкости; *19, 21* – очистка конденсата; *22, 23* – насосы; *24, 25* – деаэраторы; *26* – питательный насос; *I* – сырье пиролиза; *II* – пирогаз; *III* – топливный газ; *IV* – питательная вода; *V* – насыщенный пар высокого давления (14 МПа); *VI* – перегретый пар высокого давления (14 МПа); *VII* – отборный пар 0,4 МПа; *VIII* – отборный пар 1,2 МПа; *IX* – паровой конденсат на очистку

в процессе газовыделения и частично за счет сжигания жидкого топлива, получаемого из пиролизной смолы.

Отборный пар после турбины *6* используется как технологический пар на установке (поток *VII*).

ПРИЛОЖЕНИЕ

ПРОИЗВОДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЫ (СИ) И ИХ ЕДИНИЦЫ

(теплофизические и температурные измерения)

Наименование величины	Наименование единицы	Обозначение единицы
Температура	кельвин	К
Температурный коэффициент	кельвин в минус первой степени	$К^{-1}$
Температурный градиент	кельвин на метр	К/м
Количество теплоты, термодинамический потенциал, энергия, энтальпия, теплота фазового превращения, теплота сгорания топлива	джоуль	Дж
Удельное количество теплоты, удельный термодинамический потенциал, удельная теплота химической реакции	джоуль на килограмм	Дж/кг
Молярная внутренняя энергия, молярная энтальпия, химический потенциал, химическое сродство	джоуль на моль	Дж/моль
Удельная молярная энтальпия	джоуль на килограмм-моль	Дж/(кг · моль)
Теплоемкость, энтропия системы	джоуль на кельвин	Дж/К
Удельная теплоемкость, газовая постоянная (удельная)	джоуль на килограмм-кельвин	Дж/(кг · К)
Молярная теплоемкость, молярная энтропия	джоуль на моль-кельвин	Дж/(моль · К)
Объемная теплоемкость	джоуль на кубический метр-кельвин	$Дж/(м^3 \cdot К)$
Тепловой поток	ватт	Вт

Продолжение приложения

Наименование величины	Наименование единицы	Обозначение единицы
Поверхностная плотность теплового потока, излучательная способность	ватт на квадратный метр	$Вт/м^2$
Объемная плотность теплового потока	ватт на кубический метр	$Вт/м^3$
Теплопроводность	ватт на метр-кельвин	$Вт/(м \cdot К)$
Коэффициент теплообмена, теплопередачи	ватт на квадратный метр-кельвин	$Вт/(м^2 \cdot К)$
Температуропроводность	квадратный метр на секунду	$м^2/с$
Удельный расход топлива	килограмм на джоуль	кг/Дж
Коэффициент лучеиспускания	ватт на квадратный метр-кельвин в четвертой степени	$Вт/(м^2 \cdot К^4)$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Материалы XXVII съезда КПСС. М., 1986.
2. *Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейдлин А. Е.* Техническая термодинамика. М., 1979.
3. *Путилов К. А.* Термодинамика. М., 1971.
4. *Вукалович М. П., Ривкин С. Л., Александров Л. А.* Таблицы термодинамических свойств водяного пара. М., 1969.
5. *Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С.* Теплопередача. М., 1981.
6. *Михеев М. А., Михеева И. М.* Основы теплопередачи. М., 1977.
7. *Щукин А. А., Сущкин И. Н., Бахмачевский Б. И., Лызо Г. Н.* Теплотехника. М., 1973.
8. *Сидельковский Л. Н., Юренев В. П.* Парогенераторы промышленных предприятий. М., 1978.
9. *Чечеткин А. В.* Высокотемпературные теплоносители. М., 1971.
10. *Исламов М. Ш.* Печи химической промышленности. М., 1971.
11. Тепловой расчет котельных агрегатов. Нормативный метод. М., 1973.
12. *Спейшер В. А.* Огневое обезвреживание промышленных стоков. М., 1977.
13. *Бродянский В. М.* Эксергетический метод термодинамического анализа. М., 1973.
14. *Семененко Н. А., Куперман Л. И., Романовский С. А.* и др. Вторичные энергоресурсы и энерготехнологическое комбинирование в промышленности. Киев, 1979.
15. *Сушон С. П., Завалко А. Г., Минц М. И.* Вторичные энергоресурсы промышленности СССР. М., 1978.
16. Теплотехнический справочник/Под ред. *П. П. Лебедева, В. П. Юренева.* М., 1975–76 гг. Т. 1–2.
17. Теплотехника/Под ред. *А. П. Баскакова.* М., 1982.
18. Котлы-утилизаторы и энерготехнологические. М., 1973.
19. Справочник сернокислотчика. М., 1971.
20. Справочник нефтехимика. Л., 1978. Т. 1–2.
21. Справочник химика. М., 1971. Т. 3.
22. Вопросы термодинамического анализа (эксергетический метод)/Под ред. *В. М. Бродянского.* М., 1965.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Абсолютно черное тело 208, 209
Адиабатная температура горения 245
Адиабатный процесс 27, 39, 40
Адиабатное течение 45, 46, 50

Ван-дер-ваальсов газ 11, 58
Вентилятор
Вириальные коэффициенты 11
Влажный пар 32
Влажность 32
Внутренний относительный к.п.д. 69
Внутренняя энергия идеального газа 12
— — реального газа 12
Воздухоподогреватель 276
Вредный объем компрессора 84
Высокотемпературные теплоносители 277, 278
Второй закон термодинамики 52, 54, 60, 64, 66, 67

Газ природный 230
Газовая постоянная 9
— — смеси 9
— — универсальная 9
Газотурбинная установка 90
Горелки (газовые, газомазутные, пылеугольные) 245, 247, 251
Горючая масса топлива 226
Граничные условия 120, 129, 130

Давление критическое 33
— — при истечении 47
Детандер 307
Диаграмма h, s 38
— p, v 14, 31
— T, s 22, 36
— Грассмана-Шаргута 310, 311
Дифференциальное уравнение движения 118
Дифференциальное уравнение энергии 116
— — сплошности 41
— — теплопроводности 127, 128
— — термодинамики 13, 15, 16, 17, 21, 30
Диффузор 50, 56, 58
Дросселирование 56
Дроссель-эффект дифференциальный 57

Закон Вина 210
— Кирхгофа 210
— Ламберта 211
— Планка 209
— сохранения и превращения энергии 11
— Стефана—Больцмана 210
— Фурье 113

Излучение селективное 215
— собственное 209
— эффективное 209
— результирующее 209
Изобарно-изотермический потенциал 75
Изобарный процесс 24, 39, 41
Изотермический процесс 26, 39, 41
Изохорный процесс 25, 39—41
Изоэнтропийный процесс 27, 39, 41
Инверсии кривая 58
Индикаторная диаграмма 82
— — реальная 84
Интеграл Клаузиуса 65
Интенсификация теплообмена
Истечение из суживающегося сопла 48

Кажущаяся молекулярная масса 10
Кипение пленочное 196

Кипение пузырьковое 196
Компрессоры 81
– лопаточные 81, 86, 87
– многоступенчатые 86, 87
– одноступенчатые 82
– поршневые 81
– струйные (эжекторы) 104
Конвекция вынужденная 167, 181
– естественная (свободная) 167, 191
Конденсатор 92
Конденсация капельная 203
– пленочная 203
Константы подобия 121
Котлы-утилизаторы 295
Коэффициент кинематической вязкости 119
– вредного пространства 84
– избытка воздуха 242
– излучения 114
– объемного наполнения цилиндра 84
– облученности 212
– отражения 208
– поглощения 208
– проницаемости 208
– полезного действия теплосиловой установки абсолютный 93
– – – – – относительный внутренний 94
– преобразования теплоты, идеальный 109
– температуропроводности 127
– теплоотдачи 114, 169
– теплопередачи 115, 133
Критерии подобия 124, 125
Критические параметры состояния вещества 33
Критические параметры при истечении 47, 48
Критический диаметр теплоизоляции 138

Ламинарный режим течения 167

Мазут 229

Насыщенный пар 31, 32
Недожог механический, химический 244, 247, 253
Необратимость внешняя 72
– внутренняя 72

Определяющая температура 170, 184, 193

Парогенераторы водяные 285, 286
Парогенераторы ВОТ 288
Парогенераторы ртутные 290, 291
Парообразование 32
Пароперегреватель 92
Первый закон термодинамики 11
Перегретый пар 32
Печи химической промышленности 254
Пограничный слой гидродинамический 170, 174, 179
– – тепловой 171, 174, 179
Пограничная кривая жидкости 33
– – пара 33
Политропный процесс 23
Потеря работоспособности потока 72
Противоток 221
Прямоток 221
Пучки труб 188, 207
Пылеприготовление 253

Работа компрессора техническая 83, 84, 86
– проталкивания 42
– располагаемая 44
– расширения-сжатия 13, 14
– техническая цикла 42
Работоспособность системы 54, 66
– – максимальная 66
Рабочее тело 7
Равновесное состояние системы 8
Равновесный процесс 8
Расход топлива 227
Регенеративный цикл 89
Регулярный тепловой режим 164

Серое тело 208
Скоростной коэффициент 55
Скорость звука 48
Смещение газов в постоянном объеме 52
– газовых потоков 51

Сопло комбинированное (Лаваля) 49
– суживающееся 48
Средний температурный напор 220
Степень сухости пара 32
– повышения давления 90
– сжатия 86
– черноты 211

Температура воспламенения 234
– горения адиабатная 245
– инверсии 58
– критическая 33
– теоретическая горения 245
– торможения 50
Температуропроводность 127
Температурное поле 112
Теоремы подобия 126, 127
Теоретический объем воздуха 240
Теплогенераторы 276, 277, 292
Тепловой баланс котлоагрегата 284
– – печи 272, 273
– – турбины 303
– насос, теплонасосная установка 107
– поток 113, 114
– эквивалент работы 7

Теорема Карно 61, 62
Теплоемкость идеального газа 17
Теплоемкость истинная 16
– массовая 16
– мольная 16
– объемная 16
– средняя 16
– реального газа 16
Теплоносители высокотемпературные органические 277, 278
– соляные 277, 278
– жидкометаллические 277, 278
Теплообмен излучением 114, 207
Теплота 6, 7
– сгорания топлива 227
– трения 54, 55
– фазового перехода 34, 36
Теплонапряжение зеркала горения 244
– топочного объема 244
Теплообменники регенеративные 219
– рекуперативные 219
Теплоотдача 114
Теплопередача 112
Теплоэлектроцентраль 97
Термический к.п.д. цикла Карно 61
– – парогазового цикла 99
– – цикла с промежуточным перегревом 95
– – ГТУ 90
Термическое сопротивление переноса теплоты 133, 136
Термодинамическая система 7
Термодинамические параметры состояния 7
Термотрансформаторы 109–111
Термограммы 158, 162
Топки 243
Топливо газообразное 230
– жидкое 229
– твердое 229
– условное 227
Точка тройная 33
– критическая 33
– кипения 31
– плавления 31
Турбина активная 300
– газовая 304
– паровая 301
– с отбором пара 98, 303
– с противодавлением 97
– реактивная 300
Турбодетандер 307
Турборасширительная машина 307
Турбулентный режим течения 167

Удельная газовая постоянная 9
Удельный объем 7
Универсальная газовая постоянная 9
Уравнение адиабаты 27
– Бернулли 43
– Ван-дер-Ваальса 11
– Боголюбова–Майера 11
– Ги–Стодолы 67
– движения 118
– Менделеева–Клапейрона 8
– Лапласа 128
– Ньютона–Рихмана 114
– первого закона термодинамики для закрытой системы 13, 15

Уравнение первого закона термодинамики для открытой системы (потока) 43
– второго закона термодинамики 65, 66
– Пуассона 128
– сплошности 119
– теплового баланса 272, 284, 303
– теплопередачи 115
– Фурье 128
Условия однозначности 120, 128
– подобия 122
Утилизация энергоресурсов 325

Форсунки для жидкого топлива 246, 247

Хладагент 64
Холодильная установка воздушная (газовая) 101
– – абсорбционная 106
– – паровая компрессорная 102
– – пароэжекторная 104
Холодильный коэффициент 63
– – обратного цикла Карно 64
Холодопроизводительность 101
– удельная 101

Центры парообразования 194
Цикл абсорбционной холодильной установки 106
– воздушной холодильной установки 101
– газотурбинной установки 90
– Карно необратимый 61, 62
– – обратимый 61, 64
– – обобщенный (регенеративный) 89
– обратный 64
– парогазовой установки 98
– парокомпрессорной холодильной установки 102
– паросиловой установки (цикл Ренкина) 92
– пароэжекторной холодильной установки 104
Цикл прямой 61
Цикл совместного получения теплоты и холода 107
– с промежуточным перегревом 95
– теплофикационный 95–97
Циркуляция естественная 280, 282
– принудительная 280, 283

Числа подобия 126
Численный метод решения задач теплопроводности 165

Эжектор 104
Эксергетический анализ процессов расширения газов и паров 318
– – – сжатия газов и паров 317
– – теплообменника 312, 313, 319
– – элементов ЭХТС 79, 80
– – ЭХТС 79, 80
– к.п.д. 79, 81
– метод термодинамического анализа 72
Эксергетические диаграммы 77
Эксергетические потери в теплообменнике 312, 313
– – при расширении газов и паров 318
– – – сжатии газов и паров 317, 318
– – – химическом превращении 313
Экраны 214, 215
Эксергия 72
– вещества в замкнутом объеме 73
– нулевая (химическая) 73, 74, 75
– излучения 73, 77
– потока вещества 73
– теплового потока 73, 76
Энерготехнология 308
Энтальпия 16
– идеального газа 18
– реального газа и паров 18
Энтропийный метод термодинамического анализа 68
Энтропия 21
Эффект Джоуля–Томсона 57
Эффективный абсолютный к.п.д. 69, 70

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие 3
Введение 4

Глава 1. Техническая термодинамика 6

§ 1.1. Основные положения 6
§ 1.2. Первый закон термодинамики 11
§ 1.3. Первый закон термодинамики для рабочего тела, находящегося в относительном покое (закрытая система) 13
§ 1.4. Первый закон термодинамики для потока (открытая система) 41
§ 1.5. Второй закон термодинамики 52
§ 1.6. Методы термодинамического анализа энергохимико-технологических систем (ЭХТС) 68
§ 1.7. Термодинамические основы компрессора 81
§ 1.8. Прямые циклы, используемые в химической технологии 89
§ 1.9. Циклы холодильных установок (обратные циклы) 100
§ 1.10. Цикл теплового насоса 107
§ 1.11. Цикл совместного получения теплоты и холода 107
§ 1.12. Термотрансформаторы 108

Глава 2. Теплопередача 112

§ 2.1. Основные понятия и определения 112
§ 2.2. Дифференциальные уравнения теплообмена 115
§ 2.3. Основы теории подобия 121
§ 2.4. Теплопроводность 127
§ 2.5. Конвективный теплообмен 167
§ 2.6. Теплообмен излучением 207
§ 2.7. Основы теплового расчета теплообменных аппаратов 219

Глава 3. Топливо, основы горения и организация сжигания топлива 225

§ 3.1. Характеристики топлива 225
§ 3.2. Элементы теории горения и организация сжигания топлива . . . 230
§ 3.3. Расчеты процессов горения топлив 239
§ 3.4. Основные типы топочных устройств 243

Глава 4. Печи химической промышленности 254

§ 4.1. Общие сведения 254
§ 4.2. Классификация печей химической промышленности 256
§ 4.3. Некоторые типы печей химической промышленности 258
§ 4.4. Печи для сжигания отходов химических производств 267
§ 4.5. Тепловой баланс печей 272
§ 4.6. Тягодутьевые устройства 274

Глава 5. Котлоагрегаты химической промышленности 276

§ 5.1. Общие сведения 276
§ 5.2. Процессы, протекающие в котлоагрегате 280
§ 5.3. Тепловой баланс и к. п. д. котлоагрегата. Расход топлива 284
§ 5.4. Парогенераторы, работающие на воде 285
§ 5.5. Парогенераторы ВТ 288
§ 5.6. Теплогенераторы ВТ 292
§ 5.7. Котлы-утилизаторы 295

Глава 6. **Паровые и газовые турбины** 299
§ 6.1. Основные сведения 299
§ 6.2. Паровые турбины 301
§ 6.3. Газовые турбины 304
§ 6.4. Турборасширительные машины 307

Глава 7. **Основы энерготехнологии химической промышленности** . . . 308

§ 7.1. Общие сведения 308
§ 7.2. Единое математическое выражение эксергетического к. п. д. ЭХТС и ее элементов. Диаграмма Грассмана – Шаргута 310
§ 7.3. Виды эксергетических потерь 312
§ 7.4. Эксергетическая производительность и мощность 314
§ 7.5. Связь между энергетическими и эксергетическими характеристиками термодинамических систем 315
§ 7.6. Связь общих показателей ЭХТС с характеристиками ее отдельных элементов. Особенности потерь эксергии в ЭХТС 316
§ 7.7. Анализ отдельных процессов химической технологии 317
§ 7.8. Анализ и термодинамическая оптимизация ЭХТС 321
§ 7.9. Понятие о термоэкономическом анализе 324
§ 7.10. Вторичные энергоресурсы (ВЭР) химической промышленности . . 325
§ 7.11. Использование низкотемпературных ВЭР для получения холода 327
§ 7.12. Энерготехнологическое комбинирование в химической технологии 329

Приложение 336
Список литературы 338
Предметный указатель 339

Учебное издание

Александр Васильевич Чечеткин
Нина Аркадьевна Занемонец

ТЕПЛОТЕХНИКА

Научный редактор *А. В. Рачинский.* Зав. редакцией *К. И. Аношина.* Редактор *Л. Н. Шатунова.* Мл. редакторы *Т. Ф. Артюхина, Н. М. Щепина.* Художественный редактор *Л. К. Громова.* Технический редактор *Н. А. Битюкова.* Корректор *В. В. Комуткина*

ИБ № 5381

Изд. № ОТ-488. Сдано в набор 24.01.86. Подп. в печать 11.07.86. Т-13992. Формат $60 \times 90^1/_{16}$. Бум. тип. № 1. Гарнитура таймс. Печать высокая. Объем 21,5 усл. печ. л. 21,5 усл. кр.-отт. 22,21 уч.-изд. л. Тираж 39 000 экз. Зак. № 233. Цена 1 р. 20 к.

Издательство «Высшая школа», 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., д. 29/14.

Ордена Октябрьской Революции, ордена Трудового Красного Знамени Ленинградское производственно-техническое объединение «Печатный Двор» имени А. М. Горького Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 197136, Ленинград, П-136, Чкаловский пр., 15.