

В. М. БРОДЯНСКИЙ

ЭКСПЕРИМЕНТИЧЕСКИЙ
МЕТОД
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО
АНАЛИЗА

6П2.2
Б 88 .
УДК 536.7

Бродянский В. М.

Б 88 Эксергетический метод термодинамического анализа. М., «Энергия», 1973.

296 с. с ил.

В книге изложены термодинамические основы эксергетического метода и показан аналитический и графический аппарат, необходимый для его практического использования, в частности эксергетические диаграммы состояния.

Рассмотрены способы составления и анализа эксергетических балансов установок и их отдельных элементов. Приведен ряд примеров приложений эксергетического метода к задачам теплотехники и техники низких температур. Показаны технико-экономические приложения эксергии.

Книга предназначена для научных работников и инженеров, связанных с различными отраслями энергетики, техники низких температур и технологическими процессами в химии и металлургии. Она может быть использована также студентами и аспирантами университетов, энергетических, политехнических и других вузов

Б 0331-067
051(01)-73 15-72

6П2.2

ВИКТОР МИХАЙЛОВИЧ БРОДЯНСКИЙ **ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА**

Редактор В. В. Алтушин

Редактор издательства И. В. Волобуева

Переплет художника Е. В. Никитина

Технический редактор Г. Г. Хацкевич

Сдано в набор 28/VII 1972 г.

Формат 60×90^{1/16}

Усл. печ. л. 18,5+2 вкл

Тираж 4 000 экз.

Подписано к печати 16/II 1973 г.

Бумага типографская № 2

Уч.-изд. л. 20,18

Зак. 1290

Цена 2 р. 26 к.

Издательство «Энс

Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эксергетический метод термодинамического анализа является сравнительно новым разделом термодинамики; он основан на применении понятия эксергии для исследования технических процессов.

Этот метод находит широкое применение при анализе теплосиловых и холодильных установок, агрегатов химических и металлургических производств, различных криогенных систем. Развиваются также и технико-экономические приложения эксергетического метода.

За последние годы как в СССР, так и за рубежом опубликовано большое количество работ по эксергетическому методу. Большая их часть представляет собой статьи, посвященные решению отдельных задач как теоретического, так и прикладного характера. Элементы эксергетического метода рассматриваются в некоторых учебниках и монографиях по термодинамике (например, М. П. Вукаловича и И. И. Новикова; В. А. Кириллина, В. В. Сычева и А. Е. Шейндлина; Г. Баера, в книге Д. П. Гохштейна о методах термодинамического анализа и др.).

В связи с расширением круга научных и инженерно-технических работников, использующих эксергетический метод, возникла необходимость в специальных книгах, где систематически и достаточно полно излагались бы как основы этого метода, так и его практические приложения. Своевременность появления обобщающих работ связана с тем, что создание основ эксергетического метода в основном завершено и дискуссии о его целесообразности отошли в прошлое.

Единственным изданием, в котором впервые сделано такое обобщение, является монография Я. Шаргута и Р. Петели «Эксергия», переведенная с польского языка на русский и выпущенная в 1968 г. издательством «Энергия». В этой монографии акцент сделан на приложение эксергетического метода анализа к химическим процессам и металлургическим производствам.

Предлагаемая вниманию читателей книга основана на цикле лекций, прочитанных автором в Московском энергетическом институте, а также на работах в этом направлении, ведущихся на кафедрах Промышленных теплоэнергетических

и криогенных систем (ПТКС) и Теоретических основ теплотехники (ТОТ) МЭИ. Наряду с теоретическими вопросами обоснования метода она посвящена его практическим приложениям, главным образом, к анализу агрегатов, использующих термомеханические процессы — теплосиловым, холодильным и криогенным. Большое внимание уделяется графическим методам решения задач, основанным на применении различных эксергетических диаграмм и номограмм.

Подробно рассмотрена методика составления эксергетических балансов, а также обоснование и методы вычисления к. п. д. процессов.

Специальная глава, написанная совместно с инж. Е. И. Калинин, посвящена технико-экономическим приложениям эксергии.

Книга рассчитана на широкий круг читателей, знакомых с термодинамикой и ее техническими приложениями в объеме вузовского курса.

На распределении материала в книге, особенно в прикладной ее части, не могло не отразиться то обстоятельство, что область научных интересов автора связана в основном с низкотемпературной техникой. Поскольку в подавляющем большинстве термодинамических работ главное внимание уделяется процессам в теплосиловых установках и других высокотемпературных агрегатах, некоторое усиление внимания к приложениям общей методики в области низкотемпературных процессов может быть оправдано.

В конце книги дается библиография отечественных и иностранных работ по эксергетическому анализу.

Автор выражает благодарность коллективам кафедр ПТКС и ТОТ Московского энергетического института за интерес к работе и постоянную поддержку, профессорам А. А. Гухману и И. П. Ишкину, многие мысли которых использованы в книге, а также проф. Г. Н. Костенко, проф. В. С. Мартыновскому и проф. М. П. Малкову за полезную критику и обсуждение.

Глубокую благодарность автор выражает рецензенту книги проф. В. С. Жуковскому за ценные указания и советы.

Автор считает своим приятным долгом отметить большую и полезную работу, сделанную редактором книги доц. В. В. Алтуниным.

Автор

ВВЕДЕНИЕ

В современной прикладной термодинамике применяются два подхода к исследованию энергетических превращений в технических системах.

Первый подход связан с различными методами анализа прямых и обратных циклов. Эти методы детально разработаны и широко используются. Они позволяют на базе первого и второго начал термодинамики найти связи между внешними энергетическими потоками (количествами тепла и работы) и параметрами системы, а также между некоторыми внутренними параметрами. Посредством анализа энергетического баланса системы, в которой совершается анализируемый цикл, можно вычислить характеризующие его коэффициенты (термический к. п. д., холодильный или тепловой коэффициенты, коэффициент трансформации и т. д.) и сопоставить их с коэффициентами соответствующих идеальных циклов или цикла Карно. Поскольку реальные циклы большей частью связаны с подводом и отводом тепла при переменной температуре, разработаны приемы сведения различных сложных круговых процессов к циклу Карно или другим идеальным циклам.

Такой подход к задаче позволяет определить в данной системе суммарную потерю производимой или затрачиваемой работы вследствие необратимости процессов. Эта сумма потерь может быть разделена на внутренние (связанные с несовершенством процессов самого цикла) и внешние (связанные с характером взаимодействия термодинамической системы с внешними приемниками и источниками энергии). Часто этих данных бывает недостаточно для инженерного анализа системы. В этом случае анализ циклов дополняется подсчетом возрастания энтропии в отдельных частях процесса. Произведение прироста энтропии на температуру окружающей среды дает в соответствии с формулой Гюи — Стодола величину потери работы от необратимости в каждом элементе процесса (энтропийный метод).

Второй подход опирается на использование термодинамических потенциалов для анализа процессов превращения энергии в различных системах.

Надлежащим образом выбранные термодинамические потенциалы обладают чрезвычайно важным свойством — давать

значение работы (как механической, так и любого другого вида, например электрической) в тех или иных условиях.

Применяя это фундаментальное свойство потенциалов, можно оценить работоспособность потоков вещества и энергии в любой точке рассматриваемой системы, независимо от ее вида, структуры и сложности. Это же свойство потенциалов позволяет определить все необходимые для последующего анализа термодинамические характеристики системы и любой ее части на основе общей, логически последовательной методики.

В химической термодинамике, например, этот подход применяется очень широко, но в технических приложениях термодинамики в основном используются «цикловые» методы. Только в последнее время метод анализа, основанный на использовании свойств потенциалов, интенсивно проникает и в область технических приложений термодинамики. Связано это прежде всего с тем, что диапазон процессов, изучаемых методами термодинамики, значительно расширился, а многие процессы стали существенно сложнее.

Появились новые типы теплосиловых установок (атомные, парогазовые, магнитогидродинамические). Наряду с теплосиловыми установками внедряются в технику новые теплоиспользующие и холодильные установки, агрегаты ожижения газов и разделения газовых смесей, криогенные системы, термоэлементы, фотоэлектрогенераторы, топливные элементы и др. Во многих установках осуществляется разомкнутый процесс с вводом и выводом рабочего тела из системы; часто в энергетических превращениях важное место занимают химические реакции.

В некоторых новых системах преобразования энергии термодинамический цикл вообще отсутствует (например, в полупроводниковых термоэлементах).

Во всех этих случаях все большее значение приобретает основное качество методов анализа, опирающихся на свойства потенциалов,— универсальность. Эти методы универсальны в том смысле, что характер процессов в анализируемой системе (круговой или разомкнутый процесс, формы энергии и т. д.) не имеет принципиального значения; подход к задаче и методы ее решения не изменяются. Поэтому методы, основанные на использовании потенциалов, обладают большей логической и математической стройностью, а решение получается, как правило, более простым и коротким путем. Некоторые задачи, в частности технико-экономические, без применения потенциалов вообще достаточно обоснованно не решаются. Все эти преимущества по мере усложнения объектов анализа выступают явственнее.

Для решения задачи использования потенциалов применительно к анализу технических систем нужно располагать

термодинамическими функциями, которые бы однозначно характеризовали работоспособность, энергетическую ценность потоков вещества и энергии при заданных внешних условиях.

Такие функции должны отличаться от используемых в химической термодинамике. В большинстве задач химической термодинамики рассматриваются только внутренние параметры и процессы в системе, а также связь их с энергетическими воздействиями окружающей среды через границы системы. Характеристические функции не показывают, что происходит (или может произойти) *вне границ системы* с потоками энергии и рабочего тела, каковы результаты их возможного взаимодействия с окружающей средой.

Для технических приложений термодинамики важны не только параметры процессов *внутри системы*, но и анализ всех возможных видов взаимодействия потоков энергии и рабочих тел, связанных с рассматриваемой системой *вне ее границ*. Только при этом условии можно дать инженерную оценку пригодности, полезности потока энергии или вещества при данных параметрах.

Такие требования к анализу возможных процессов *вне системы* означают, что общее представление об окружающей среде как обо «всем том, что находится за пределами системы», в этом случае недостаточно и должно быть развито более детально.

Прежде всего необходимо выделить *часть среды*, характеризующую тем, что в ней нет никаких разностей потенциалов, а ее размеры настолько велики, что любое воздействие системы не может изменить ее параметров. Следовательно, эта «равновесная» часть среды сама по себе не может служить источником работы любого вида.

Наряду с этим в окружающей среде могут находиться *объекты, отличающиеся от «равновесной» части* по величине тех или иных потенциалов (например, температуры, давления и т. д.) и могущие служить источником или приемником энергии и вещества для рассматриваемой системы.

Определение потенциалов как для потоков вещества и энергии, связанных с этими внешними объектами, так и для самой анализируемой системы, должно в общем случае производиться по отношению к *равновесной части* окружающей среды. Эта часть среды играет роль *уровня отсчета* для любых потенциалов. Такая модель окружающей среды в наибольшей степени соответствует реальным условиям работы технических систем. В зависимости от конкретной обстановки равновесной частью среды может быть атмосфера, морская вода, космическое пространство и т. д. В дальнейшем под понятием «окружающая среда» мы будем подразумевать именно эту *равновесную* часть среды, играющую определяющую роль в термодинамическом анализе.

Соответственно и термодинамические функции, предназначенные для проведения анализа в описанных условиях, должны включать в себя наряду с параметрами рабочего тела или потока энергии еще и параметры равновесной окружающей среды. Тогда эти функции смогут выполнять роль *потенциалов*, позволяющих в любом случае определить энергетические ресурсы системы или ее части, пригодные для получения работы (а, следовательно, и для энергетических превращений, которые могут быть практически использованы) *в данных условиях окружающей среды*.

Мера этих ресурсов, определяющих работоспособность вещества и энергии, была названа *эксергией*, а функции, определяющие ее величину — *эксергетическими функциями*¹.

Понятие эксергии существенно отличается от понятия энергии. В то время как энергия связана с фундаментальными свойствами материи, эксергия является частным понятием, которое характеризует превратимость, пригодность энергии в данных условиях окружающей среды, параметры которой независимы от воздействия рассматриваемой системы.

Использование эксергии позволяет решать широкий круг технических и технико-экономических задач на основе единой, логически последовательно построенной термодинамической методики.

Разработка основ эксергетического метода была начата еще во второй половине XIX в. профессором университета в Лионе Ж. Гюи (1854—1926), первая работа которого на эту тему вышла в 1889 г. [I-22].

Несколько раньше (1876 г.) Дж. В. Гиббс впервые ввел определение функций, позволяющих найти максимальную работу системы и окружающей среды. Как Ж. Гюи, так и Дж. В. Гиббс рассматривали рабочее тело, заключенное в непроницаемую для массы оболочку (т. е. случай закрытой системы), и в соответствии с этим использовали в качестве основной термодинамической функции внутреннюю энергию. Однако уровень техники того времени еще не требовал подробной разработки термодинамического аппарата, основанного на эксергетических функциях.

Дальнейшие шаги в этом направлении были сделаны в 1898 г. А. Стодолой [0-28], а затем рядом исследователей, среди которых следует особо отметить Д. Кинана [0-8, I-39], В. Кизома [IV-17] и Ф. Бошняковича [0-3, III-2], работы кото-

¹ Термин «эксергия» был введен в 1956 г. З. Рантом [I-54] по предложению Р. Планка. Он состоит из двух частей: греческого слова *erg (on)* — работа, сила и приставки *ex*, означающей «из», «вне». Термин «эксергия» удовлетворяет всем необходимым требованиям к международному термину: он краток, соответствует по смыслу обозначаемому понятию и, наконец, близок к другим родственным терминам — энергия, энтропия, энтальпия.

рых относятся к 30-м годам. А. Стодола развил идеи своих предшественников применительно к наиболее важным, с технической точки зрения, процессам — тем, которые протекают в потоке. Поэтому введенное им понятие «свободной технической энергии» (*freie technische Energie*) основано на функции, характеризующей энергию потока рабочего тела, — энтальпии i .

Д. Кинан в статье, вышедшей в 1932 г., исследовал свойства эксергетической функции $i - T_0s$, предложил и построил первую диаграмму для водяного пара с эксергией в качестве ординаты¹; основываясь на эксергетической методике, он провел анализ цикла конденсационной электрической станции.

В. Кизом в 1933 г. впервые применил эксергетические функции для термодинамического анализа низкотемпературных процессов на примере каскадного процесса ожижения азота. Работа В. Кизома стала отправной для дальнейших термодинамических исследований технических процессов в области низких температур.

Ф. Бошнякович в своем известном курсе термодинамики [0-3] подробно исследовал ряд свойств эксергетической функции $i - T_0s$, названной им «технической работоспособностью» (*technische Arbeitsfähigkeit*) с широким использованием i, s -диаграммы состояния. Он же разработал, в частности, графические методы термодинамического анализа процессов ожижения воздуха.

Работы Ф. Бошняковича и его школы дали существенный толчок развитию этого направления термодинамики.

В СССР с 30-х годов развивалось направление термодинамического анализа, основанное на сочетании метода анализа циклов с отдельными элементами эксергетического метода (главным образом подсчетом эксергии тепла и потерь эксергии по возрастанию энтропии). Необходимость развития этого направления отмечалась в статье М. В. Кирпичева [I-105] и учебниках В. С. Жуковского [0-4], М. П. Вукаловича и И. И. Новикова [0-1].

Применительно к теплосиловым установкам такая методика разрабатывалась и широко применялась в работах А. И. Андрущенко [I-71, I-72] и Д. Д. Калафати [III-72]. Исследования циклов холодильных машин посредством сочетания значительно развитого метода анализа циклов и элементов эксергетического анализа проводились В. С. Мартыновским [IV-56] и В. С. Мартыновским и Л. З. Мельцером [IV-57, IV-58]. П. Л. Капица применил функцию $i - T_0s$ для анализа систем ожижения воздуха и роли отдельных агрегатов в этих системах [IV-64].

¹ Здесь и в дальнейшем нижний индекс «нуль» означает, что данный параметр рабочего тела или системы имеет ту же величину, что и в равновесной окружающей среде.

Метод подсчета потерь эксергии от необратимости по уравнению Гюн—Стодолы, разработанный в США и Англии в 30-х годах [I-35, I-36, I-106], был развит Д. П. Гохштейном применительно к теплосиловым и отчасти к холодильным установкам [I-82, I-83]. Такой путь позволил получить часть эксергетических характеристик анализируемого процесса.

Начиная с 50-х годов число работ, специально посвященных эксергии и ее практическим приложениям, резко увеличилось.

На рис. В-1 приведен график, показывающий, как менялось количество публикаций в мире по вопросам эксергетического метода в период с 1870 по 1970 г. (по десятилетиям). График показывает не только бурный рост количества работ на эту тему в 50-х годах, но и увеличение в последние годы доли исследований, связанных с практическими применениями теории.

Дальнейший обзор литературы целесообразно поэтому провести, разделив ее по содержанию на две группы. К первой группе относятся работы, в которых рассматриваются главным образом термодинамические основы эксергетического метода, а ко второй — те, которые посвящены в основном приложениям эксергии к решению технических и технико-экономических задач.

Термодинамические основы эксергетического метода рассматривались в сериях статей П. Грассмана, З. Ранта, И. П. Ишкина и В. М. Бродянского, а также в книгах Р. Маршалла, Г. Баера, В. Фратшера, А. И. Андрющенко, Я. Шаргута и ряда других авторов.

П. Грассман опубликовал первую статью на эту тему в 1949 г. [I-25]. В ней впервые рассмотрен в общем виде вопрос о к. п. д. термодинамической системы.

Последующие статьи этого автора посвящены характеристике понятия эксергии потока и сравнению ее со свободной энтальпией.

З. Рант обосновал и ввел в термодинамику термин «эксергия» [I-53—I-58], построил эксергетические диаграммы в координатах эксергия—энтальпия для водяного пара и продуктов сгорания [II-15, II-16], предложил методы расчета эксергии топлива [II-15].

В учебниках термодинамики Р. Маршалла [0-10] и Г. Байера [0-9] широко используется понятие эксергии, что позволило авторам, особенно Г. Баеру, изложить многие разделы курса в более наглядной и краткой форме, чем это делалось раньше, при сохранении всей необходимой строгости определений и выводов.

А. И. Андрющенко [I-79] рассмотрел свойства функций $u-T_0s$ и $i-T_0s$ и зависимости этих величин от параметров окружающей среды, а также разработал u , i -диаграмму со-

стояния, где $\pi = 1 - T_0 \frac{ds}{dt}$, и исследовал ее свойства. Им построена π, i -диаграмма для водяного пара.

Большая работа В. Фратшера, выпущенная в ГДР как приложение к переводу на немецкий язык курса термодинами-

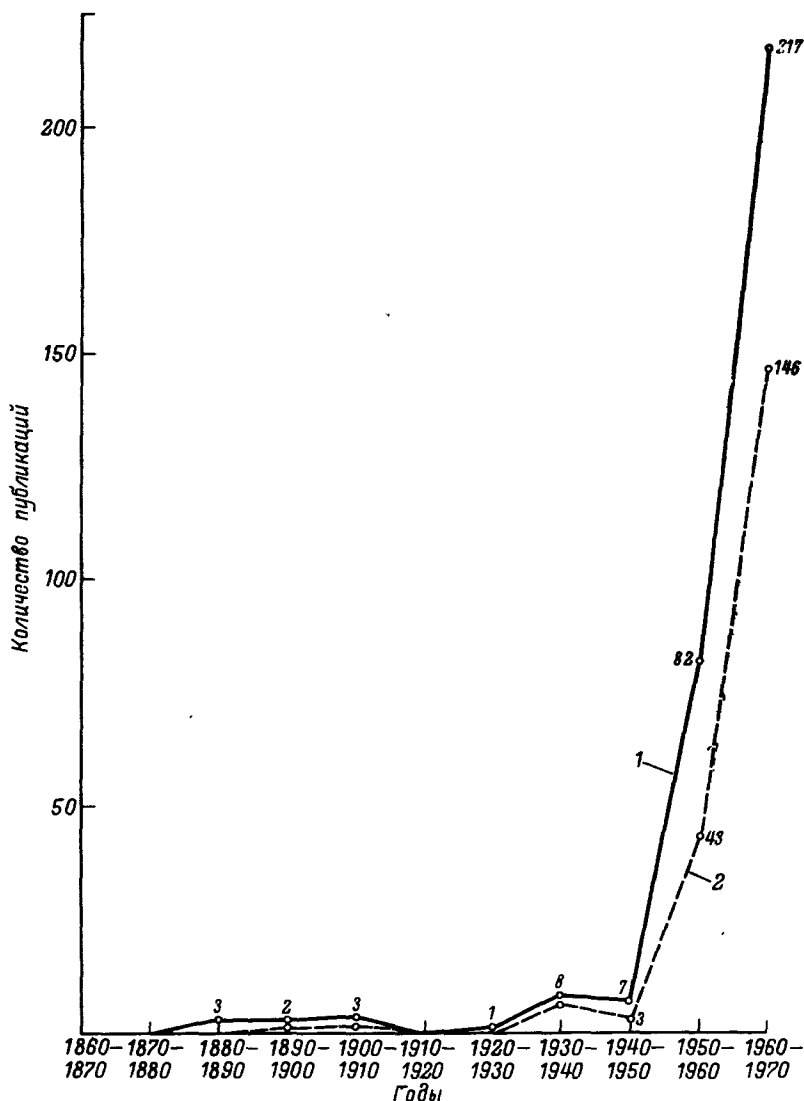


Рис. В-1. Количество публикаций по эксергетическому методу с 1870 по 1970 г.

1 — общее количество публикаций; 2 — публикации по практическим приложениям метода.

ки М. П. Вукаловича и И. И. Новикова [I-18], содержит обширный материал, относящийся к эксергии. В ней наряду с последовательным изложением и обобщением результатов работ Н. Эльснера [I-13, I-14] и других авторов [I-13—I-20] даны собственные разработки В. Фратшера, посвященные процессам горения, а также анализу отдельных процессов изменения состояния и различных обратимых и необратимых циклов. В этой работе большое внимание уделено диаграммам состояния с использованием эксергии.

Книга Я. Шаргута и Р. Петели [I-63] подытоживает работы по эксергии, проведенные Я. Шаргутом и его сотрудниками в Политехническом институте г. Гливице (Польша). В книге рассмотрен широкий круг теоретических вопросов, относящихся к эксергии, подробно разработаны и термодинамически обоснованы методы определения эксергии топлив, а также других элементов и соединений, добываемых из природного сырья, в частности металлов; результаты расчета сведены в справочные таблицы. Впервые разработаны методы определения эксергии излучения.

Применительно к низкотемпературной области свойства эксергии потока и тепла рассмотрели И. П. Ишкин и В. М. Бродянский [IV-51]. Они впервые предложили термодинамическую диаграмму состояния в координатах эксергия — энтальпия и изучили ее свойства. Этими авторами построены также диаграммы для воздуха и аммиака и рассмотрены способы определения эксергетического к. п. д. термодинамических систем. В. М. Бродянский [V-40, VII-38] разработал диаграмму эксергия — концентрация для бинарной смеси и исследовал ее свойства. Им построена эксергетическая диаграмма для смеси O_2-N_2 .

Большая часть работ по приложениям эксергетического метода относится к различным вопросам теплотехники. В частности, анализ различных теплосиловых установок занимает значительное место во многих работах перечисленных выше авторов [III-1—III-82]. Металлургическим процессам посвящена большая часть прикладных разделов книги Шаргута [I-63]. Отдельные вопросы теплотехники рассматриваются также в многочисленных статьях¹, как оригинальных, так и обзорных. Развиваются и приложения эксергии к задачам химической технологии [V-1—V-44].

В области приложений эксергии к задачам низкотемпературной техники следует отметить упоминавшиеся уже статьи В. Кизома, П. Л. Капицы, а также последующие работы П. Грассмана [IV-12, IV-13], в которых рассматриваются особенности эксергии при низких температурах, в частности при

¹ Библиография отечественных и иностранных работ по эксергетическому методу приведена в конце книги.

анализе теплообмена. Анализ холодильных циклов эксергетическим методом дается в статьях Х. Глязера [IV-9], К. Нессельмана [IV-21] и ряда других авторов как в СССР, так и за рубежом [IV-1, IV-63].

Особое внимание исследователей в последнее время привлекают возможности использования эксергии для решения технико-экономических задач. К ним относятся прежде всего оптимизационные расчеты, основанные на зависимостях, включающих одновременно как термодинамические, так и экономические показатели (термоэкономика) [VII-35].

Важное место в этой области занимает распределение расходов энергии или топлива между получаемыми продуктами в комплексных производствах. Эксергетический метод позволяет также наиболее обоснованно проводить установление тарифов на энергоносители, определение технического уровня различных видов оборудования по энергетическим, весовым и другим показателям, составление рядов машин и т. д. Решению этих задач посвящены многие работы как советских, так и зарубежных исследователей [VII-1—VII-40].

Если в области термодинамического обоснования теории основные вопросы, за немногими исключениями, решены и уже не вызывают серьезных дискуссий, то положение в прикладной области несколько сложнее.

Разработка практических приложений эксергетического метода ведется одновременно в различных и довольно многочисленных направлениях, поэтому методы решения задач во многом определяются спецификой той или другой области техники. По ряду вопросов, особенно в области технико-экономического анализа, единые точки зрения еще окончательно не сформировались.

Учитывая эти обстоятельства, автор постарался изложить прикладные вопросы таким образом, чтобы в максимально возможной степени опираться на твердо установленные общие теоретические положения и методику.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

1-1. ЗАДАЧИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Среди практических приложений термодинамики существенное место занимает термодинамический анализ самых различных систем и процессов. В этой книге термодинамический анализ рассматривается в несколько более узком смысле — в основном применительно к техническим системам.

Термодинамический анализ технических систем представляет собой метод термодинамического исследования технических систем как в целом, так и посредством разделения, расчленения их на составные части с целью получения наиболее полной информации о процессах преобразования энергии, происходящих в таких системах.

Таким образом, *объектом* термодинамического анализа в данном случае являются технические системы. Однако термодинамический анализ целесообразно применять для исследования только тех технических систем, где он может дать информацию, полезную для инженерной практики.

Каковы специфические особенности таких систем?

Прежде всего в анализируемой системе энергетические превращения, изучаемые посредством второго начала термодинамики, должны занимать существенное место. Другими словами, в энергетических превращениях достаточно важную роль должны играть такие, которые характеризуются энтропией. Поэтому, например, технические системы типа механических, электромеханических и электрических, как правило, не изучаются методами термодинамического анализа.

Вторая важная особенность технических систем, определяющая целесообразность использования термодинамического анализа, состоит в том, что их действие происходит в условиях взаимодействия с равновесной окружающей средой, параметры которой (состав, температура и давление) не зависят от действия системы. Вместе с тем эти параметры оказывают определяющее влияние на характеристики системы и

абстрагироваться от них при анализе невозможно¹. В этом заключается существенное отличие рассматриваемых в этой книге технических систем от многих других, изучаемых термодинамикой, когда параметры равновесной окружающей среды не входят в рассмотрение, а учитываются только *воздействия* через границы системы.

Термодинамический анализ проводится на основе уже заранее известных термодинамических параметров системы (получаемых либо в эксперименте, либо расчетным путем). Минимальное число этих параметров должно быть таким, чтобы для изучаемой системы и любой ее анализируемой части можно было составить материальный, энергетический и эксергетический балансы. С более общей точки зрения необходимо располагать данными для балансов, отражающих закон сохранения материи, закон сохранения энергии (в его частной форме первого начала термодинамики) и, наконец, второе начало термодинамики (как сумму двух законов — постоянства энтропии в обратимых процессах и ее возрастания в необратимых). Последний вид баланса — эксергетический баланс завершает систему уравнений и основан на первых двух.

Метод термодинамического анализа сводится в конечном счете к операциям, производимым в два этапа.

На первом этапе путем логической абстракции в зависимости от целей исследования выделяют для анализа любую часть, включающую элемент или группу элементов рассматриваемой системы и составляют соответствующие эксергетические балансы.

Для анализа нужно знать только необходимые для составления балансов параметры на контрольной поверхности анализируемой части системы. В пределе контрольная поверхность может заключать всю систему.

На втором этапе для каждой анализируемой части и системы в целом составляются на основе эксергетических балансов термодинамические характеристики двух видов — абсолютные и относительные. Первые дают величины эксергии различных видов на входе (расход) и выходе (производительность), а также значения потерь; вторые показывают степень термодинамического совершенства (к. п. д. всех видов) и относительное значение данной части во всей системе.

Для нахождения перечисленных характеристик разработан комплекс как аналитических, так и графических приемов, составляющих, собственно, основную часть методики анализа. Разумеется, в каждом конкретном случае из всего арсенала характеристик вычисляется только тот минимум показателей, который необходим для решения задачи.

¹ В некоторых случаях при анализе закрытых систем можно не принимать во внимание состав и давление окружающей среды, но температура оказывает влияние во всех случаях.

Проведенный таким путем термодинамический анализ позволяет получить разностороннюю и весьма подробную информацию об энергетических превращениях как в самой рассматриваемой технической системе и ее частях, так и о взаимодействиях системы с равновесной средой и находящимися в этой среде другими объектами. Эта информация может быть использована для дальнейшей работы над усовершенствованием установок и их частей. Однако возможности термодинамического анализа не ограничены указанной информацией, включающей абсолютные и относительные характеристики. Метод и результаты термодинамического анализа могут быть использованы по крайней мере еще в двух направлениях.

Первое из них основано на том, что термодинамический анализ, как и всякий другой анализ, непосредственно связан с синтезом. Методы термодинамического анализа позволяют решать некоторые задачи, включающие элементы синтеза новых процессов, а также термодинамической оптимизации.

Второе направление опирается на то, что между термодинамическими и экономическими величинами имеются определенные объективные связи. Эти связи носят сложный характер. В частности, экономический оптимум, как правило, не совпадает с оптимумом термодинамическим; лучшая установка не всегда та, которая в термодинамическом отношении наиболее совершенна. Связи между термодинамическими и экономическими характеристиками в ряде случаев могут быть с пользой применены для решения технико-экономических задач.

1-2. КЛАССИФИКАЦИЯ ВИДОВ ЭКСЕРГИИ.

ОКРУЖАЮЩАЯ СРЕДА

Во всех энергетических превращениях, определяющих работу технической системы, может участвовать энергия самых различных форм. Однако все эти формы энергии могут быть сведены к двум видам.

К первому относятся формы энергии, полностью превратимые в любые другие формы энергии; они не могут характеризоваться энтропией.

Ко второму виду относятся те формы, которые не могут быть в общем случае полностью преобразованы в другие формы энергии; возможности их превращения определяются как параметрами этой энергии или рабочего тела, так и параметрами равновесной окружающей среды. Такие формы энергии характеризуются энтропией, отличной от нуля.

Энергия первого вида (например, электрическая, механическая, магнитная и др.) в силу своей превратимости может быть в пределе *полностью* использована в технических целях. Поскольку все формы энергии такого вида равнозначны не только количественно, но и качественно, они в полной мере

обладают свойствами аддитивности. Превратимость таких форм энергии не зависит от параметров равновесной окружающей среды. Поэтому для анализа технических систем и их элементов, где участвуют только формы энергии первого вида, применимо без ограничений основное уравнение

$$\Sigma W' = \Sigma W'' + \Delta W, \quad (1-1)$$

где $\Sigma W'$ и $\Sigma W''$ — суммы соответственно подведенных и отведенных потоков энергии; ΔW — приращение энергии системы.

На основе баланса (1-1) составляются уравнения для вычисления безразмерных коэффициентов, характеризующих различные системы преобразования энергии. Все они построены по формуле

$$\eta = \frac{\Sigma W_1}{\Sigma W_2}, \quad (1-2)$$

где величины ΣW_1 и ΣW_2 показывают потоки энергии, выбираемые для каждой системы ad hoc.

Общим правилом при таком выборе служит условие, что величина ΣW_1 должна показывать полезный технический эффект процесса, а ΣW_2 — затраты энергии на его проведение.

В случае теплосиловой установки ΣW_1 соответствует *получаемой работе*, ΣW_2 — *подводимому теплу*, а коэффициент η представляет собой термический к. п. д. η_T .

Для компрессионной холодильной установки ΣW_2 , напротив, представляет *затраченную работу*, ΣW_1 — тепловой поток, отводимый от охлаждаемого объекта и *подводимый* к системе, а коэффициент η будет в этом случае представлять собой холодильный коэффициент ϵ .

Если система — компрессионный тепловой насос, то полезный эффект ΣW_1 — это *отводимый* тепловой поток, ΣW_2 — *затраченная работа*, а коэффициент η имеет значение теплового коэффициента μ .

Из этих примеров нетрудно видеть, что величины ΣW_1 и ΣW_2 в каждом случае могут быть самыми различными; часть энергии, не входящая в ΣW_1 и ΣW_2 , выпадает из рассмотрения. В первом и втором примерах — это тепло, *отводимое* в конденсаторе; в третьем — тепловой поток, *подводимый* к системе на нижнем температурном уровне. Эти величины в первом и втором случае считаются «потерями». Такой термин, разумеется, условен, так как энергия в силу закона сохранения «теряться» не может¹.

Все балансовые расчеты, относящиеся к энергии первого вида, могут вестись на основе только первого начала термодинамики — частного случая закона сохранения энергии.

¹ Следует отметить, что термин «потеря» в данном случае неудачен и потому, что тепловой поток при температуре окружающей среды не имеет никакой ценности.

Энергия второго вида (например, внутренняя энергия рабочего тела, энергия, передаваемая в виде теплового потока, энергия излучения, химическая энергия и др.) не может быть полностью преобразована в другие формы энергии.

Формы энергии такого вида качественно различны и не в полной мере обладают свойствами аддитивности, поскольку степень их «неорганизованности», характеризующая энтропией, различна. Границы превратимости таких форм энергии связаны не только с параметрами, ее характеризующими, но и с параметрами равновесной окружающей среды. В пределе при равенстве параметров рабочего тела в системе и в равновесной окружающей среде техническая ценность энергии системы равна нулю.

При решении инженерных задач в области энергетических превращений, где участвуют формы энергии второго вида, необходимо учитывать ограничения, накладываемые не только первым, но и вторым началом термодинамики. Поэтому понятия энергии в этих случаях недостаточно. Развитие техники потребовало полностью учитывать тот факт, что не всякая энергия и не при всех условиях может быть полностью пригодна для технического использования.

Как уже указывалось выше, мерой превратимости, пригодности заданного количества энергии любого вида, характеризующей энтропией, служит количество энергии, не связанной с энтропией (равное, например, механической или электрической работе), которое может быть получено из первой в обратимом процессе взаимодействия с равновесной окружающей средой. Условия такого преобразования определяются вторым началом термодинамики. Такая мера пригодности любого вида энергии и была названа *эксергией*¹.

Следовательно, эксергия термодинамической системы в данном состоянии определяется количеством энергии, не характеризующей энтропией, которое может быть получено внешним приемником энергии от системы при ее обратимом переходе из данного состояния в состояние полного равновесия с окружающей средой.

Таким образом, при определении эксергии объектом рассмотрения являются прежде всего сама система, затем окружающая среда и, наконец, внешние объекты в окружающей

¹ Другие термины, ранее использовавшиеся для обозначения этой величины, практически вышли за последние годы из употребления. В США и Англии использовался термин *availability* (пригодность), во Франции — *utilisable energie* (пригодная для использования энергия), в Германии — *technische Arbeitsfähigkeit* (техническая работоспособность), в СССР — работоспособность. Последние два термина не увязываются с тем фактом, что во многих технических процессах преобразования энергии не происходит получения или затраты работы (теплообмен, выпарка, дросселирование, термоэлектрические и термомагнитные преобразования и др.).

среде, которые могут служить источниками или приемниками энергии.

Система, рассматриваемая в термодинамическом анализе, может быть как очень простой (например, некоторое количество рабочего тела в замкнутом объеме или потоке), так и весьма сложной (крупный энергетический, химический или другой агрегат, биологическая система).

Система может быть как закрытой [без обмена вещества с окружающей средой и (или) находящимися в ней объектами], так и открытой (при существовании такого обмена), стационарной (с параметрами, не изменяющимися во времени) и нестационарной.

*Окружающая среда*¹ характеризуется прежде всего тем, что ее параметры *не зависят от параметров рассматриваемой системы*. Это означает, что среда по отношению к системе должна быть настолько большой, чтобы любое воздействие системы вызывало в ней лишь настолько малые изменения, что ими можно пренебречь. Примерами такой среды могут служить, что уже указывалось, атмосфера, морская вода, космическое пространство.

Второе условие, которому должна удовлетворять окружающая среда, заключается в том, что все ее компоненты должны находиться *в полном термодинамическом равновесии*. Очевидно, что это условие, строго говоря, невыполнимо, так как в действительности в окружающей среде существуют градиенты температур, давлений и химических потенциалов. Однако при решении подавляющего большинства термодинамических задач этими обстоятельствами можно пренебречь², поэтому использование понятия окружающей среды (как и других термодинамических абстракций) весьма плодотворно и практически необходимо.

Параметры окружающей среды в большинстве задач могут считаться постоянными. Однако в ряде случаев эти параметры могут изменяться (например, в авиационных системах при разных высотах, под влиянием климатических условий и др.).

В подавляющем большинстве задач для полной характеристики окружающей среды достаточно знать не более трех параметров: температуру (T_0), давление (p_0) и химический состав (φ_0). До тех пор, пока все параметры системы и ее частей не сравнивались с соответствующими параметрами окружающей среды, равновесие не будет достигнуто и система во взаимодействии со средой может произвести и отдать неко-

¹ Здесь и в дальнейшем под термином «окружающая среда», как было уже указано во введении, понимается равновесная часть окружающей среды, находящейся вне границ системы.

² Некоторые трудности, возникающие в связи с особенностями химического состава окружающей среды, рассмотрены в гл. 2 и 3

торую внешнюю работу, т. е. обладает определенной эксергией. Следует иметь в виду, что эксергия системы определяется не только *действием системы*, но и *одновременным действием окружающей среды*. Поэтому в ряде случаев система, не отдавая энергию, может производить работу за счет окружающей среды (примером такой системы является сосуд, в котором давление меньше атмосферного). При полном равновесии системы и среды эксергия равна нулю. Такое состояние системы называется *нулевым*. В литературе на английском языке его называют *dead state* — «мертвое состояние».

Элементы окружающей среды (например, атмосферный воздух, тепловой поток при T_0 и т. д.) могут быть использованы для обеспечения действия системы в неограниченном количестве без затраты работы.

Внешние объекты — источники и приемники энергии — характеризуются прежде всего тем, что в них хотя бы один из определяющих параметров отличается от параметров окружающей среды. Вследствие этого они могут быть использованы в качестве внешних источников эксергии для «питания» системы и обеспечения ее непрерывного функционирования. (Например, топливо, излучение с температурой, отличной от равновесной, сжатый газ, термальные воды и т. д., а для биологических объектов — пища.) Внешние объекты могут также служить приемниками эксергии, выдаваемой рассматриваемой системой.

Из первого и второго начал термодинамики непосредственно следует, что в каждом данном состоянии эксергия системы, так же как и энергия, имеет *определенное фиксированное значение*.

Взаимодействие системы с окружающей средой может проходить как обратимо (идеальный процесс), так и необратимо (реальный процесс). В идеальном процессе в соответствии с определением эксергии, приведенным ранее, будет получена работа, *равная эксергии*. Если процесс будет остановлен до наступления равновесия системы и среды, то полученная работа будет равна *убыли эксергии системы*.

В реальном процессе работа будет меньше, чем убыль эксергии (в пределе работа может быть равна нулю). Это означает, что часть эксергии не превратится в работу, *а исчезнет, будет потеряна*. В этом состоит одно из существенных отличий эксергии от энергии. Эксергия подчиняется закону сохранения *только* в обратимых процессах; во всех остальных случаях (реальные системы) она может частично или полностью исчезать, теряться в результате диссипации (рассеяния) энергии в необратимых процессах. Естественно, что чем меньше эта потеря эксергии, тем термодинамически совершеннее процесс.

Свойство эксергии уменьшаться при необратимых процессах позволяет дать частную формулировку второго начала термодинамики применительно к системам, взаимодействующим с равновесной средой, параметры которой не зависят от состояния системы.

Эксергия системы, взаимодействующей с окружающей средой, остается неизменной при обратимом проведении всех процессов как внутри нее, так и при взаимодействии со средой, и уменьшается, если любой из этих процессов проходит необратимо.

Составляя уравнения типа (1-1) и (1-2) применительно к эксергии E , мы делаем их универсальными и полностью пригодными для любых термодинамических систем, независимо от видов энергии, участвующих в процессе:

$$\Sigma E' \geq (\Sigma E'' + \Delta E) \quad (1-3)$$

или

$$D = \Sigma E' - (\Sigma E'' + \Delta E), \quad (1-3a)$$

$$\eta_e = \frac{\Sigma E'' + \Delta E}{\Sigma E'}. \quad (1-4)$$

В отличие от уравнений (1-1) и (1-2), отражающих энергетический баланс, уравнения (1-3), (1-3a) и (1-4) отражают эксергетический баланс системы, т. е. опираются как на первое, так и на второе начала термодинамики.

Принципиальная разница между уравнениями (1-1) и (1-3) состоит в том, что в первом при всех условиях равенство правой и левой частей соблюдается, а во втором левая часть в реальных процессах всегда больше правой.

Таким образом, энергетический баланс по своей природе не может отразить потери от необратимости процессов в рассматриваемой системе, так как независимо от степени ее совершенства равенство (1-1) будет соблюдаться. Поэтому определение к. п. д. η по формуле (1-2) производится в каждом случае условно — путем исключения из величин W той части энергии, которая в данном процессе не используется (или получается из окружающей среды без затрат).

Эксергетический баланс, напротив, во всех случаях показывает величину потерь от необратимости в системе и степень термодинамического совершенства последней.

Следует отметить, что термины «потеря энергии» и «потеря эксергии» имеют принципиально различное содержание. «Потеря энергии» по существу означает потерю не вообще (энергия исчезать, как известно, не может), а потерю для данной системы или потерю для данной цели, в случае, если часть энергии непригодна для нее по своей форме или параметрам. «Потеря эксергии» означает, напротив, ее полное исчезнове-

ние, уничтожение, связанное с диссипацией (dissipation) энергии¹.

На базе основных уравнений типа (1-3), (1-3а) и (1-4) разработана единая методика решения ряда задач эксергетического анализа, перечисленных во введении.

Величины ΣE и ΔE в каждом случае включают эксергию тех видов вещества и энергии, которые входят в энергетический баланс рассматриваемой системы.

Величина ΣE включает эксергию потока рабочего тела E_m , эксергию теплового потока E_q , а также работу L (равную W для механической или электрической энергии).

Величина ΔE (в стационарных поточных процессах она равна нулю) определяется приращением эксергии E_v вещества в объеме.

Вместе с тем из уравнения (1-3) следует, что в обратимых процессах нет никаких принципиальных ограничений для перехода эксергии одного какого-либо вида в любой другой вид (или другие виды) эксергии независимо от направления этих процессов. Эксергия любого вида может в обратимом процессе быть переведена *полностью* в эксергию любого другого вида. В этом отношении эксергия также существенно отличается от энергии.

Таблица 1-1

Сопоставление свойств энергии и эксергии

Энергия W системы	Эксергия E системы
Зависит только от параметров системы и не зависит от параметров окружающей среды	Зависит как от параметров системы, так и от параметров окружающей среды
Всегда имеет величину, отличную от нуля, и равна в соответствии с уравнением Эйнштейна mc^2 *	Может иметь величину, равную нулю (в нулевом состоянии при полном равновесии системы с окружающей средой)
Подчиняется закону сохранения в любых процессах и уничтожаться не может	Подчиняется закону сохранения только при обратимых процессах; в реальных, необратимых процессах частично или полностью уничтожается
Превратимость одних форм в другие ограничена по условиям второго начала термодинамики для всех процессов, в том числе обратимых	Превратимость одних форм в другие не ограничена по условиям второго начала термодинамики для обратимых процессов

* На практике при решении термодинамических задач, не связанных с релятивистской механикой, рассматривают только часть энергии системы, отсчитывая ее от некоторого условного уровня.

Известно, что для превращений одних форм энергии в другие существуют даже в обратимом процессе ограничения, определяемые вторым началом термодинамики. Классическим

¹ Отсюда и обозначение потери эксергии через D (или для удельных величин d).

примером такого ограничения является переход теплового потока при конечной температуре в механическую работу: только часть тепла может перейти в работу. В отличие от этого *полная* превратимость эксергии любого вида связана именно с тем, что она представляет собой *полностью превратимую часть энергии системы и среды*.

В табл. 1-1 дана сводка особенностей, определяющих различие энергии и эксергии.

Для наиболее распространенных в технике систем необходимо при расчете величин эксергии учитывать три возможных вида взаимодействий в самой системе и между системой и окружающей средой: термические (потенциалом является температура T), деформационные (потенциалом является давление p) и химические (потенциалом является химический потенциал φ). Последний вид взаимодействий в отличие от первых двух связан с обменом веществом между системой и окружающей средой. Поэтому он характерен только для открытых систем, а в закрытых отсутствует.

В целом характер взаимодействия системы с окружающей средой и находящимися в ней объектами можно представить для общего случая посредством схемы, показанной на рис. 1-1. Слева от системы показаны внешние объекты, служащие источниками потоков вещества, тепловых потоков и работы; справа — внешние приемники потоков вещества, тепловых потоков и работы. Число таких источников и приемников может быть любым и, в частности, некоторые из них могут отсутствовать. Кроме материального и энергетического обмена с внешними объектами система может совершать такой обмен и с окружающей средой. Обмен энергией в форме тепла $\pm Q_0$ с окружающей средой при $T = T_0$ может проходить в обоих направлениях. Обмен веществом с окружающей средой может идти только в одном направлении — к системе (M'_0), поскольку система может использовать вещество окружающей среды (например, воздух) как сырье. Выдача системой вещества, имеющего все параметры окружающей среды, не имеет смысла: выдаваемые материальные потоки всегда имеют параметры, отличные от окружающей среды, и должны быть отнесены к категории потоков $\Sigma E''_m$ независимо от того, исполь-

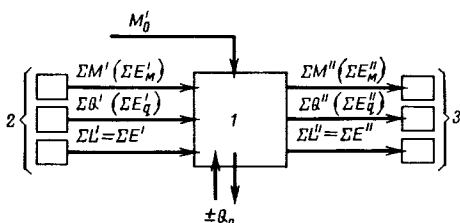


Рис. 1-1. Схема взаимодействия системы с окружающей средой и находящимися в ней объектами.

1 — система; 2 — внешние объекты, служащие источниками потоков вещества, тепловых потоков и работы; 3 — внешние объекты, служащие приемниками потоков вещества, тепловых потоков и работы

зуется их эксергия во внешних объектах Z или нет. Все виды эксергии, которые могут входить к эксергетический баланс системы, включают некоторые ее разновидности, каждая из которых имеет свой специфический характер.

Классификация видов эксергии представлена на рис. 1-2. Эксергия делится на два основных вида: первый относится к формам энергии, не характеризуемым энтропией (где $W = E$), второй — к характеризуемым энтропией (для которых $E \geq W$). К первым принадлежит механическая, электрическая и другие виды эксергии. Здесь эксергия равна энергии систе-

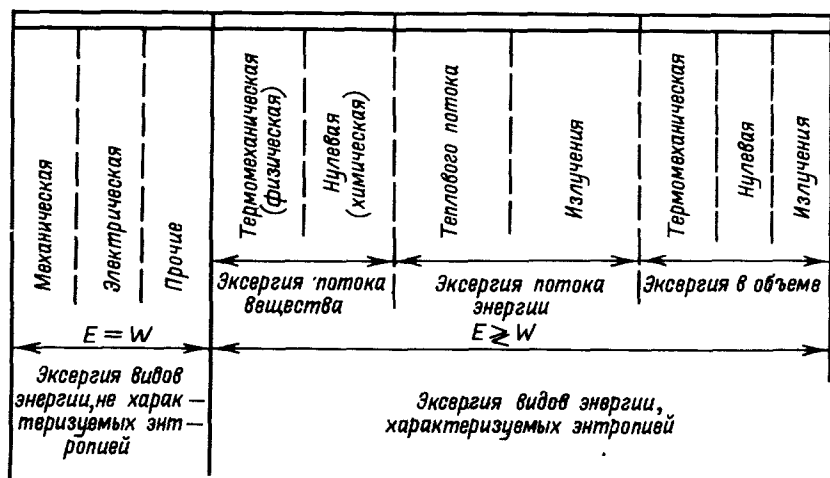


Рис 1-2. Виды эксергии

мы и специальный расчет эксергии не требуется. Ко вторым принадлежат по существу все те виды эксергии, каждый из которых вычисляется по-своему и нуждается в специальном рассмотрении.

Эксергия потока вещества состоит из двух величин. Первая из них — термомеханическая (или физическая) эксергия — связана с различием термических (ΔT) и механических (Δp) параметров вещества и среды. Она измеряется количеством работы, которое может быть получено в обратимом процессе установления равновесия потока вещества со средой посредством энергетического взаимодействия, но без обмена материей. При этом $p \rightarrow p_0$ и $T \rightarrow T_0$.

Вторая — нулевая (или химическая) эксергия — связана с установлением равенства химических потенциалов между соответствующими компонентами рабочего тела и окружающей среды ($\varphi_i \rightarrow \varphi_{i,0}$). Она измеряется количеством работы, которое может быть получено в обратимом процессе установления равновесия компонентов рабочего тела с соответствующими

щими компонентами окружающей среды при p_0 и T_0 . Поскольку термомеханические параметры рабочего тела находятся в равновесии с параметрами среды (вещество находится в так называемом *нулевом состоянии*), то химическая эксергия иногда называется нулевой. Этим подчеркивается, что ее величина подсчитывается при нулевом состоянии. Кроме того, процессы взаимодействия с окружающей средой, связанные с обменом массой, не всегда сопровождаются химическими реакциями (например, разделение смеси газов или процессы смещения и растворения).

Определение нулевой эксергии не встречает особых затруднений в тех случаях, когда компоненты рабочего тела имеются в окружающей среде однородного неизменного состава (в воздухе или в воде). В остальных случаях возникают трудности в определении так называемых веществ отсчета в окружающей среде. Подробно этот вопрос освещается в § 2-2 и 2-3.

Виды эксергии потоков термической энергии характеризуются тем, что поток энергии, определяющий их величину, не связан с переносом массы в размерах, которые необходимо учитывать (это объясняется тем, что изменение массы при переносе энергии в форме тепла или излучения в технических процессах в соответствии с формулой Эйнштейна $m=E/c^2$ ничтожно).

Эксергия теплового потока E_q при температуре T определяется количеством работы, которое может быть получено или должно быть затрачено в обратимом процессе переноса энтропии, характеризующей данный тепловой поток, на уровень температуры T_0 окружающей среды.

Иногда это положение формулируется посредством термина «перенос тепла» с утверждением, что при получении работы совершается обратимый перенос тепла с одного уровня на другой. Такая формулировка не точна потому, что количество тепла, отдаваемого системой, не равно количеству получаемого тепла, а *отличается* от него на величину работы. Поток энтропии, напротив, в обратимом процессе взаимного превращения тепла и работы сохраняет свое значение. Это положение наглядно иллюстрируется диаграммой, показанной на рис. 1-3. Здесь по оси ординат нанесена абсолютная температура T , а по оси абсцисс — количество тепла q . Горизонтальная линия T_0 обозначает температуру равновесной окружающей среды. Представим, что имеется некоторый тепловой поток q_1 (отрезок ab на графике) при температуре $T > T_0$. Используя этот поток для получения работы в условиях обратимого взаимодействия с окружающей средой, имеющей температуру T_0 , мы получим работу l_1 , равную $q_1 (1 - T_0/T)$, или $q_1 - q_1 (T_0/T)$. Величина $q_1 (T_0/T)$ равна q'_0 — количеству тепла, отдаваемого среде при T_0 . Все эти величины можно полу-

чить на графике, проведя прямую через точки b и 0 . Тогда отрезок cd покажет величину q'_0 , а отрезок de — работу $l_1 = e'_q$. Энтропия s_1 , характеризующая тепловой поток q_1 , равна q_1/T_1 , а для потока q'_0 она составит величину q'_0/T_0 . Не трудно видеть, что эти величины равны между собой:

$$\frac{q_1}{T_1} = \frac{q'_0}{T_0} = \operatorname{tg} \alpha_1.$$

Следовательно, энтропия теплового потока q_1 , поступающего в систему, и энтропия потока q'_0 , отдаваемого системой, равны; величина потока энтропии, проходящей через систему, при переносе с уровня T_1 на T_0 не изменяется.

Точно так же тепловой поток q_2 при $T < T_0$ характеризуется энтропией $s_2 = q_2/T_2 = \operatorname{tg} \alpha_2$. При переносе этой энтропии на уровень T_0 она также не изменится, а количество тепла q''_0 , отдаваемого среде, будет изображаться отрезком ch .

Работа (эксергия e''_q), которую необходимо затратить на этот перенос энтропии — l_2 , будет равна отрезку dh .

Из рис. 1-3 видно также, что при $T > T_0$, e'_q всегда меньше, чем q_1 , так как составляет его часть; напротив, при $T < T_0$ e''_q может быть как меньше, так и больше q_2 . Чем ниже T , тем больше будет отношение e''_q/q_2 . Более подробно этот вопрос рассмотрен в гл. 2.

Понятие эксергии теплового потока применимо ко всем случаям переноса энергии в форме тепла соприкосновением (теплопроводностью или конвекцией).

Эксергия излучения E_e определяется количеством работы, которое может быть получено при температуре окружающей среды T_0 за счет использования в обратимом процессе единицы энергии данного излучения.

Эксергия вещества в замкнутом объеме E_v характеризуется максимальным количеством работы, которое может быть получено при взаимодействии с окружающей средой вещества, заключенного в непроницаемую для него оболочку, непод-

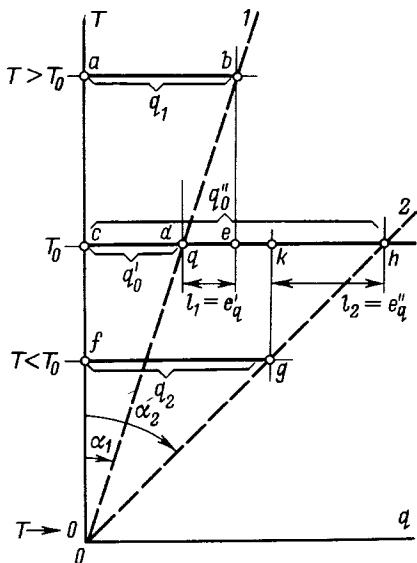


Рис. 1-3. Изображение взаимных преобразований тепла и работы на T, q -диаграмме.
 $\operatorname{tg} \alpha_1 = s_1$; $\operatorname{tg} \alpha_2 = s_2$

вижную относительно окружающей среды, но способную деформироваться и проводить тепло.

Взаимодействие с окружающей средой вещества, заключенного в непроницаемую для массы оболочку, в этом случае может проходить только по двум потенциалам — температуре и давлению. Состав окружающей среды, естественно, значения не имеет; величина эксергии зависит наряду с параметрами рабочего вещества только от давления p_0 и температуры T_0 окружающей среды.

1-3. ОБЛАСТИ ПРИЛОЖЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА В ТЕХНИКЕ И ЭКОНОМИКЕ

С помощью термодинамического анализа технических систем можно решать различные виды задач, связанных в конечном счете с улучшением их термодинамических и технико-экономических характеристик. Эти многочисленные приложения термодинамического анализа сводятся к двум основным направлениям.

Первое направление связано с задачами чисто термодинамического характера, хотя и имеющими непосредственное отношение к инженерной практике. К числу этих задач относятся следующие.

1. Оценка и сопоставление энергетических ресурсов различных видов. Поскольку эксергия является единой мерой работоспособности, пригодности всех энергетических ресурсов, ее применение позволяет дать объективную оценку энергетических ресурсов любого вида (в том числе и вторичных). Эта оценка может производиться как в пределах одной технической системы, так и применительно к цеху, предприятию, отрасли и народному хозяйству в целом.

2. Определение степени термодинамического совершенства (к. п. д.) технической системы и любых ее частей, а также и факторов, ее определяющих; установление предельно возможных величин к. п. д. в данных конкретных условиях.

3. Определение принципиальной возможности осуществления нового процесса или создания агрегата любой сложности без его внутреннего анализа. (Такое определение возможно путем составления внешнего эксергетического баланса рассматриваемой системы и его последующей проверки на соблюдение условия $\Sigma E'' \leq \Sigma E'$).

4. Вычисление внутренних термодинамических потерь работы от необратимости в установке и ее частях, а также внешних потерь при взаимодействиях с источниками и приемниками энергии. Анализ характера этих потерь с точки зрения возможности их уменьшения при данной организации процесса. Выявление определяющих (с точки зрения энергетики) элементов системы.

5. Термодинамическая оптимизация системы в целом и ее элементов; определение наиболее выгодных режимов и внешних условий ее работы.

При рассмотрении возможностей эксергетического анализа применительно к последней задаче — термодинамической оптимизации — необходимо учитывать некоторые трудности, которые еще не преодолены.

Одна из них состоит в том, что весьма совершенный аппарат современного термодинамического анализа не позволяет в большинстве случаев установить аналитические зависимости между величинами, характеризующими эффективность системы в целом (к. п. д., удельный расход топлива и т. д.) и многочисленными отдельными параметрами, меняющимися в процессе оптимизации. Обширная информация, получаемая при анализе, позволяет найти направление оптимизации, сузить область поиска оптимальных параметров, но не дает однозначного решения. Поэтому для конкретных оптимизационных расчетов сложных систем приходится все же прибегать к вариантным расчетам, в которых некоторые связи между термодинамическими характеристиками и общие закономерности утрачиваются; поиск оптимума идет на ощупь, чисто расчетным путем. Этот разрыв между термодинамическим анализом и расчетной практикой иногда тормозит разработку новых систем и усовершенствование уже существующих. Поэтому актуальной является разработка специального обобщенного математического аппарата для анализа и нахождения экстремума функций многих переменных, связанных между собой некоторыми соотношениями¹. Возможно также применение специализированной методики, когда выделяются достаточно обширные классы систем или процессов, для которых часть параметров (в частности, внешних) и связей между ними не имеет существенного значения и они могут быть изъяты из рассмотрения. В этом случае появляется возможность получить и использовать для анализа *частные (специальные)* эксергетические функции, пригодные в отличие от общих только в пределах определенного класса систем или процессов. Но зато такие функции позволяют вывести все необходимые аналитические зависимости и проводить оптимизацию непосредственно на основе термодинамического анализа. Примером такой специализированной функции может служить баррергия [III-73], используемая при анализе реактивных двигателей.

Второе направление приложения термодинамического анализа относится к технико-экономическим задачам. При этом экономический анализ ведется либо после окончания термоди-

¹ Такая попытка была сделана, например, Р. Эвансом и М. Трайбу-сом [VII-4—VII-7].

намического анализа, либо в какой-то части одновременно с ним, если возможно создание общих зависимостей, включающих как термодинамические, так и экономические характеристики. Анализ, проводимый вторым методом, получил название термoeкономического. Здесь могут быть решены следующие задачи:

1. Техничко-экономическая оптимизация параметров установок и их частей, определение наиболее выгодных условий их работы. При этом иногда возникают трудности, аналогичные тем, которые были описаны при рассмотрении задач термодинамической оптимизации.

2. Распределение затрат топлива и энергии между продуктами в комплексных производствах. Подсчет и сопоставление удельных расходов топлива и энергии. Составление тарифов на различные энергоносители на базе определения стоимости эксергии.

3. Оценка качества и технического уровня оборудования по энергетическим, весовым и другим удельным эксергетическим характеристикам; прогнозирование изменения этих характеристик.

4. Построение рядов систем и оборудования; обоснование и разработка норм удельного расхода энергии и материалов.

5. Разработка наивыгоднейших с технико-экономической точки зрения режимов эксплуатации оборудования в комплексных производствах.

Все описанные многочисленные приложения эксергии в инженерной практике опираются на тот факт, что для техники, и в частности энергетики, в конечном счете важна *не энергия, а эксергия*. Определение путей ее рационального использования и сохранения — в этом цель эксергетического анализа и, в конечном счете, любого инженерного энергетического расчета.

Представляется также весьма перспективным использование эксергетического метода при анализе биологических [0-18] и больших самоорганизующихся систем [0-17]. Применяемые в настоящее время для анализа таких систем термодинамические методы, основанные на понятиях только энтропии и негэнтропии, не всегда достаточны. Так же как и при анализе технических устройств, рассмотрение таких систем следует вести с учетом того обстоятельства, что их существование и функционирование основано прежде всего на взаимодействии с равновесной окружающей средой, имеющей заданные параметры. Поэтому анализ их энергетического взаимодействия с окружающей средой и находящимися в ней объектами во многих случаях более удобно вести, используя методы эксергетического анализа. Несколько более подробно эти соображения изложены в конце § 4-1.

Базой для решения перечисленных задач служит аппарат эксергетического метода термодинамического анализа, излагаемый в гл. 2—5.

Методика решения конкретных задач как термодинамического, так и технико-экономического характера изложена в главах 6 и 7. Общие положения иллюстрируются отдельными примерами из различных областей техники.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ И ПАРАМЕТРЫ

В предыдущей главе были даны краткие качественные характеристики различных видов эксергии. Для проведения термодинамического анализа необходимо количественное определение величины эксергии каждого вида. Ниже подробно рассмотрены математические зависимости, необходимые для расчета и анализа каждого вида эксергии (за исключением тех, где $E = W$).

2-1. ЭКСЕРГИЯ ВЕЩЕСТВА В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

Рассмотрим закрытую систему, параметры вещества в которой при данном состоянии обозначены через u , s , v , p и T .

В нулевом состоянии, т. е. при полном равновесии как внутри системы, так и с окружающей средой, эти параметры будут иметь значения u_0 , s_0 , v_0 , p_0 и T_0 соответственно.

Задача определения эксергии e_v сводится, таким образом, к определению максимальной работы, которую может произвести система при переходе всех ее параметров к нулевым. Поскольку наше рассмотрение ограничено термомеханическими системами, а обмен веществом через границы системы исключен, энергетическое взаимодействие системы и среды может проходить только в двух формах — тепла q (термическое взаимодействие) и работы l (деформационное взаимодействие).

Определим, какая полезная работа может быть получена при каждом из этих видов взаимодействий.

При обратимом переносе энтропии от рабочего тела на уровень окружающей среды или от окружающей среды на уровень температуры рабочего тела на каждом данном элементарном участке процесса может быть получена работа

$$-\delta l'' = -\frac{T - T_0}{T} \delta q. \quad (2-1)^*$$

* Здесь и в дальнейшем при суммировании элементарных количеств тепла и работы вместо оператора d используется обозначение δ , так как элементарное количество тепла не является полным дифференциалом. По этой же причине знак интеграла $\int$ при суммировании элементарных количеств тепла и работы везде заменен на знак суммы Σ .

При изменении объема v системы работа производится непосредственно. Обозначим эту работу через δl . Однако в отличие от $\delta l''$ не вся работа δl может быть передана внешнему объекту, находящемуся в окружающей среде, так как часть ее $\delta l'''$ будет затрачена на преодоление сопротивления окружающей среды с давлением p_0 . Поэтому полезно может быть использована только часть $\delta l'$ работы δl , равная $\delta l - \delta l'''$:

$$\delta l' = \delta l - p_0 dv. \quad (2-2)$$

Таким образом, общая величина работы, отдаваемой единицей массы системы внешнему объекту, составит:

$$-de_v = -(\delta l' + \delta l'') = \frac{T - T_0}{T} \delta q + \delta l - p_0 dv. \quad (2-3)$$

По первому началу термодинамики величины δq и δl связаны с внутренней энергией u соотношением

$$\delta q = du - \delta l,$$

а величина $\delta q/T$ по второму началу для обратимых процессов равна ds .

Введя эти значения в уравнение (2-3), получим:

$$de_v = du - T_0 ds - p_0 dv. \quad (2-4)$$

Отсюда для процесса, завершающегося выравниванием соответствующих параметров системы и среды, получим:

$$e_v = (u - u_0) - T_0(s - s_0) + p_0(v - v_0). \quad (2-5)$$

Поскольку при данных параметрах окружающей среды величины u_0 , s_0 , p_0 и v_0 — постоянны, для каждого заданного состояния рабочего тела величина эксергии e_v имеет неизменное, фиксированное значение, являясь *параметром состояния системы и среды — эксергетической функцией*.

Обозначив постоянную величину $u_0 - T_0 s_0 - p_0 v_0$ через c , можно привести уравнение (2-5) к виду:

$$e_v = u - T_0 s + p_0 v + c. \quad (2-6)$$

При расчетах, связанных с определением разности величин e_v в двух состояниях системы, величина $\Delta c = 0$ и

$$\Delta e_v = \Delta u - T_0 \Delta s + p_0 \Delta v. \quad (2-6a)$$

Эксергетическая функция $e_v = u - T_0 s + p_0 v$ напоминает по форме и некоторым свойствам известную в термодинамике функцию — свободную энергию $F = u - Ts$.

Разность значений каждой из этих функций в определенных условиях равна максимальной работе единицы массы вещества в замкнутом объеме. Однако между ними существует принципиальное различие, связанное с тем, что в величину F не входят параметры окружающей среды

p_0 и T_0 . Это различие относится как к самому понятию максимальной работы, так и условиям проведения процесса¹.

Во-первых, при использовании функции F под величиной работы понимается вся производимая системой работа, связанная с изменением объема ее оболочки, т. е. δl в формуле (2-2), а не та ее часть $\delta l''$, которая может быть полезно использована. С этим обстоятельством связано наличие дополнительного члена $p_0 v$ в выражении для e_v . Во-вторых, в величину работы, определяемой по разности значений F , не входит работа $\delta l'$, которую можно получить вне системы, используя тепловой поток между системой и средой при разности температур T и T_0 .

Условия проведения процесса в обоих случаях также различны. В то время как для использования e_v необходимо одно условие — обратимое проведение процессов (а сами процессы могут быть любыми), применение функции F для определения максимальной работы возможно лишь при условии, что начальная и конечная температуры процесса одинаковы.

Значения Δe_v и ΔF совпадают в том случае, если $T=T_0$ и $p_0=0$ (вакуум). Тогда работа против внешнего давления отпадает и $\delta l'=\delta l$; величина $\delta l''$ тоже будет равна нулю, поскольку $(T-T_0)/T=0$.

Рассмотрим некоторые свойства эксергии e_v вещества в замкнутом объеме.

Пользуясь формулой (2-6), можно вычислить значения e_v и построить диаграмму, показывающую зависимость этой величины от параметров рабочего тела и окружающей среды. Наиболее удобно [0-10] такую диаграмму строить на плоскости p/p_0 , T/T_0 .

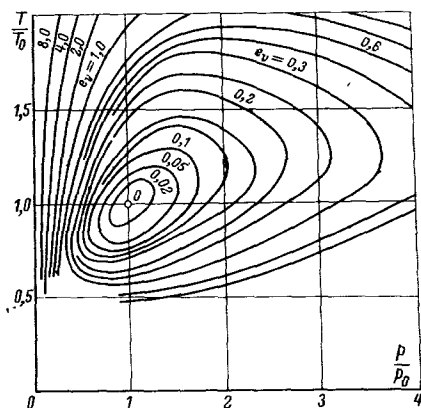


Рис. 2-1. Линии $\bar{e}_v$ в координатах p/p_0 , T/T_0 для идеального газа ($k=1,4$).

ней нанесены безразмерные значения $\bar{e}_v=e_v/RT_0$, по которым легко найти e_v для газа с заданной величиной газовой постоянной R .

Нулевое состояние с $e_v=0$ ($\bar{e}_v=0$) соответствует точке с координатами $p/p_0=1$ и $T/T_0=1$.

Как видно из диаграммы, линии постоянной эксергии ($e_v=\text{idem}$) представляют собой семейство замкнутых кривых,

¹ Этот вопрос рассматривается также на стр. 45.

не пересекающихся между собой и расположенных вокруг точки нулевого состояния 0. Значения функции e_v могут изменяться в пределах от 0 до ∞ . Это означает, что в процессах выравнивания параметров рабочего тела и среды внешний объект *всегда будет получать работу* от рассматриваемой системы.

Тепловой поток между системой и средой всегда может быть использован для получения работы, независимо от его направления. Действительно, в формуле (2-1) знак $\delta l'$ будет один и тот же как при $T < T_0$, так и при $T > T_0$, поскольку соответственно изменяется и знак δq . Точно так же разность давлений между системой

и средой, независимо от того, будет ли $p_0 < p$ или $p < p_0$, может быть использована для производства работы. Разница состоит только в том, что в первом случае объем системы будет увеличиваться и система будет работать *против* давления среды (схема на рис. 2-2, а), поднимая груз вверх; во втором — наоборот, работать будет окружающая среда, *преодолевая сопротивление системы*, уменьшая ее объем и поднимая груз (схема на рис. 2-2, б). Работа в обоих случаях будет иметь один знак, так как в формуле (2-2) знаки величин p_0 и dv меняются одновременно.

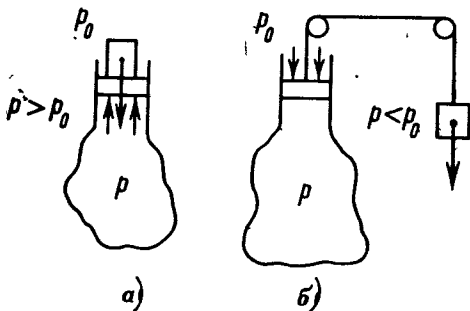


Рис. 2-2 Принципиальная схема получения работы при изменении объема системы.

а — объем растет, б — объем уменьшается.

Для каждой температуры T имеются два значения давления p , для которых e_v равны; точно так же каждому давлению соответствуют две точки с различными температурами и одинаковыми значениями e_v . Исключениями являются точки, где линии $e_v = \text{idem}$ касательны к изобаре или изотерме; в этом случае каждому значению e_v при данном p соответствует *одна* температура, а при данном T — *одно* давление.

Характерно, что кривые $e_v = \text{idem}$ расположены более плотно в зоне, где $p < p_0$. Это объясняется тем, что в небольшом интервале давлений от p_0 до $p=0$ (полный вакуум) работа изменения объема системы быстро растет, стремясь к бесконечности при $p \rightarrow 0$, так как объем единицы массы при этом стремится к ∞ .

Поэтому, например, небольшое количество газа, находящегося в баллоне под вакуумом ($p \ll p_0$), обладает очень большой удельной эксергией e_v . Точно так же весьма велика

эксергия единицы массы вещества при $p \gg 0$, находящегося в среде с глубоким вакуумом, например в космосе.

Повышение эксергии e_v от 0 до ∞ в области давлений $p > p_0$ занимает бесконечно большой интервал от $p = p_0$ до $p \rightarrow \infty$. Поэтому линии $e_v = \text{idem}$ расположены здесь реже, чем при $p < p_0$.

При отсутствии каких-либо ограничений освобожденная система будет всегда стремиться к нулевому состоянию, производя работу, в пределе равную e_v . Однако могут быть случаи, когда вследствие каких-либо ограничений система не сможет достигнуть нулевого состояния. Функция e_v дает возможность при такой постановке задачи найти параметры, при которых эксергия минимальна для заданных условий, и тем самым определить для каждого из этих условий наиболее устойчивое состояние.

Если на диаграмме рис. 2-1 провести линии постоянных удельных объемов $v = \text{idem}$ (изохоры)¹, то точки их касания с соответствующими кривыми $e_v = \text{idem}$ будут соответствовать минимальной эксергии при данном объеме, т. е. состоянию равновесия. Эти точки должны лежать на прямой $T = T_0$ (или $T/T_0 = 1$), поскольку только при этом условии возможно тепловое равновесие между системой и средой. В самом деле, поскольку

$$du = Tds + pdv,$$

из формулы (2-4) получим:

$$de_v = Tds + pdv - T_0ds - p_0dv = (T - T_0)ds - (p_0 - p)dv.$$

На линии $e_v = \text{idem}$ $de_v = 0$ и, следовательно,

$$(T - T_0)ds = (p_0 - p)dv. \quad (2-7)$$

Для точки соприкосновения линии $e_v = \text{idem}$ с изохорой $v = \text{idem}$ значение $dv = 0$, и согласно (2-7) имеем $T = T_0$.

Из уравнения (2-7) также следует, что $ds = 0$ при $p = p_0$, т. е. точки касания линий постоянной энтропии с линиями $e_v = \text{idem}$ совпадают для каждого значения e_v с точками их пересечения с прямой $p = p_0$.

Для изотермического и изобарного процессов ($T = \text{idem}$ и $p = \text{idem}$ соответственно) состояния равновесия также легко найти на диаграмме; они лежат в точке касания соответствующей изотермы или изобары и кривой $e_v = \text{idem}$.

Описанные свойства диаграммы иллюстрируются рис. 2-3. Точки 1 и 2 отображают равновесие при $v_1 = \text{idem}$ и $v_2 = \text{idem}$. При $v = \text{idem}$ система может отдавать или получать энергию

¹ Для идеального газа это будут прямые, проходящие через начало координат, так как $v = R \frac{T}{p}$.

только путем термического взаимодействия. Поэтому при $T=T_0$ обмен энергией с окружающей средой становится невозможным; устанавливается равновесие, и e_v принимает минимальное для заданного v значение.

Чем больше T системы отличается от T_0 , тем большая работа l' может быть получена за счет теплового потока между системой и средой. Система, в которой рабочее тело находится, например, при удельном объеме v_2 , будет в равновесии со средой только в состоянии 2. Во всех других случаях она способна произвести некоторую работу, равную разности эксергий $e_v - e_{v,2}$. Для точки 8, например, при условии $v_2 = \text{idem}$

$$l' = e_{v,8} - e_{v,2}.$$

Аналогично точки 3 и 4 соответствуют минимальной эксергии при изотермическом сопряжении со средой ($T_1 = \text{idem}$ или $T_2 = \text{idem}$). Точки 5 и 6 отражают равновесные состояния при

условии постоянного давления. В двух последних случаях обмен энергией между системой и средой может происходить в двух формах — механической и термической. Наконец, точки пересечения линии $p = p_0$ с кривыми $e_v = \text{idem}$ дают в соответствии с уравнением (2-7) состояния с минимумом эксергии для процессов $s = \text{idem}$. В этом случае термическое взаимодействие исключается, и обмен энергией может происходить только в механической форме (точка 7). Чем больше p отличается от p_0 , тем большая работа $l'' = e_v - e_{v,7}$ может быть получена при взаимодействии системы со средой при $p = \text{idem}$.

Величина e_v применима для изучения систем, где совершаются процессы периодического характера.

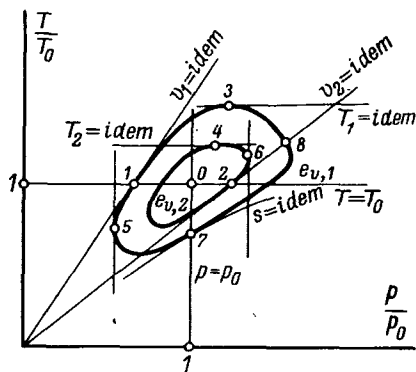


Рис. 2-3. Определение точек устойчивых состояний на диаграмме линий $e_v = \text{idem}$.

2-2. ЭКСЕРГИЯ ВЕЩЕСТВА В ПОТОКЕ

а) Термомеханическая (физическая) эксергия

Рассмотрим установившийся поток рабочего тела, имеющего параметры u, v, s, T и p . Величины параметров, характеризующие состояние равновесия со средой, обозначим через u_0, v_0, s_0, T_0 и p_0 . Для определения эксергии e потока требуется найти максимальную его работу при переходе от данного состояния к нулевому.

Функция e отличается от e_v величиной работы, связанной с перемещением потока. Эта работа $p_0 v$ за вычетом той части, которая тратится на преодоление давления среды, равна для конечного изменения состояния величине

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

Тогда с учетом формулы (2-6) получим:

$$e = e_v + v(p - p_0) = u - T_0 s + p_0 v + c + p_0 v - p_0 v = u + p_0 v - T_0 s + c.$$

Учитывая, что $u + p_0 v = i$, получаем:

$$e = i - T_0 s + c. \quad (2-8)$$

Функция e (равно как и e_v) является эксергетической функцией, поскольку ее величина однозначно определяется параметрами вещества и среды. Как видно из формулы (2-8), ее значение в отличие от e_v связано непосредственно только с температурой T_0 , а величина p_0 входит только в аддитивную константу $c = -(i_0 - T_0 s_0) = -(u_0 + p_0 v_0 - T_0 s_0)$. Это означает, что давление p_0 окружающей среды имеет значение только при подсчете абсолютной величины функции e ; при расчетах, требующих использования только разностей e (например, при анализе поточных циклов, когда используются значения Δe), величина p_0 не влияет на характеристики процессов, так как константа c сокращается.

Свойства эксергетической функции e необходимо рассмотреть более подробно, поскольку область ее практического применения намного шире, чем функции e_v . Это связано с тем, что непрерывные поточные процессы занимают в технике доминирующее положение.

Область значений функции e

Пользуясь методом Дж. В. Гиббса, можно представить функцию e как поверхность в пространстве i, s, e . Уравнение (2-8) в этом случае представляет собой плоскость

$$(i - i_0) - T_0(s - s_0) - e = 0,$$

которая пересекает плоскость i, s (при $e = 0$) по прямой, проходящей через точку нулевого состояния с координатами i_0, s_0 и угловым коэффициентом T_0 . Эта прямая, в каждой точке которой $e = 0$, названа Ф. Бошняковичем «прямой окружающей среды».

Из построения на плоскости i, s , показанного на рис. 2-4, видно, что величина e равна расстоянию по ординате между точкой 1 , отображающей данное состояние, и прямой окружающей среды ab . Если точка 1 лежит выше прямой среды (рис. 2-4,а), то $e > 0$, а если ниже (рис. 2-4,б), то $e < 0$.

Оба примера, показанные на рис. 2-4, относятся к случаю, когда точки 1 лежат левее нулевого состояния ($s_1 < s_0$), что

характерно для низкотемпературных процессов. Легко убедиться, что построение остается правильным и тогда, когда исследуемое состояние будет соответствовать точкам, где $s_1 > s_0$.

Таким образом, функция e может иметь в отличие от e_v не только положительное, но и отрицательное значение.

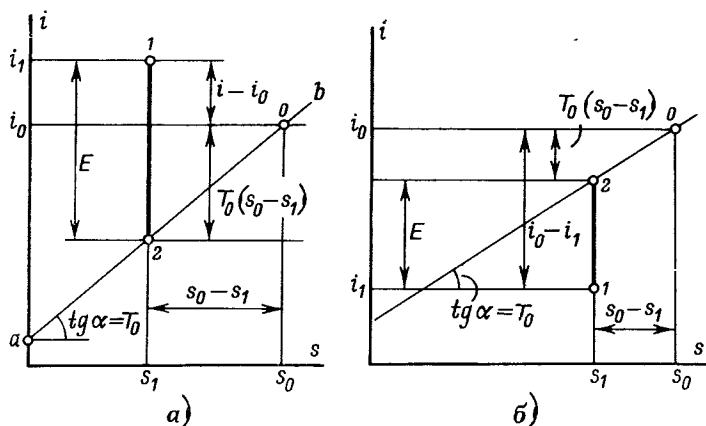


Рис. 2-4. Графическое определение e на плоскости i, s
 a — эксергия положительна; b — эксергия отрицательна.

Уравнение (2-8) определяет значение e в зависимости от калорических параметров состояния i и s . Для исследования функции e полезно также составить уравнение, включающее только термические параметры состояния.

Воспользуемся известными дифференциальными соотношениями для di и ds :

$$di = c_p dT - \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] dp; \quad (2-9)$$

$$ds = \frac{c_v}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v dp + \frac{c_p}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv. \quad (2-10)$$

Подставив эти значения в уравнение (2-8), взятое в дифференциальной форме, получим:

$$\begin{aligned} de = di - T_0 ds = & \frac{T - T_0}{T} \left[c_p \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p dv + \right. \\ & \left. + c_v \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v dp \right] + v dp. \end{aligned} \quad (2-11)$$

Величину c_v можно заменить на c_p по уравнению

$$c_p = c_v + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p. \quad (2-12)$$

Обозначив температурную функцию $(T-T_0)/T$ через τ_e , получим из уравнений (2-11) и (2-12):

$$de = \tau_e \left[c_p dT - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp \right] + v dp. \quad (2-13)$$

Решение уравнения (2-13) возможно, если известны уравнение состояния и зависимость c_p от p и T . В этом случае $e = e(p, T)$ и, следовательно,

$$de = \left(\frac{\partial e}{\partial p} \right)_\tau dp + \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_p dT. \quad (2-14)$$

Коэффициенты при dp и dT могут быть найдены из уравнения (2-13):

$$\left(\frac{\partial e}{\partial p} \right)_\tau = \tau_e \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right]; \quad (2-15)$$

$$\left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_p = \tau_e c_p. \quad (2-16)$$

Физическая трактовка зависимости $e = e(p, T)$ может быть дана посредством устройства, показанного на рис. 2-5. Оно состоит из обратимой изотермической расширительной маши-

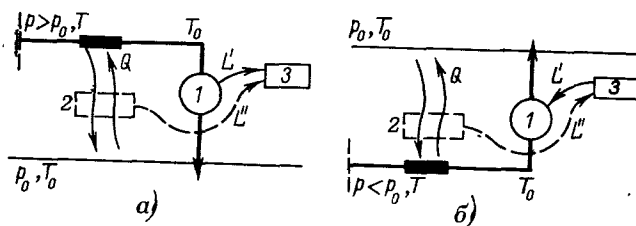


Рис. 2-5. Устройство для определения эксергии рабочего тела.

а — при $p > p_0$; б — при $p < p_0$.

ны (или компрессора) 1, работающей при $T = T_0$, обратимого цикла 2 для преобразования теплового потока в работу и тела 3 (отличного от системы и среды), которое может получать или отдавать работу¹. Устройство находится в среде с параметрами p_0, T_0 и к нему подводится стационарный поток рабочего тела с параметрами p и T . Определим по максимальной работе характер изменения эксергии рабочего тела.

Первый случай (рис. 2-5, а): $p > p_0$. Если температура поступающего рабочего тела равна T_0 , то машина 1 отдает телу 3 некоторую изотермическую работу L' (механическая

¹ В качестве тела 3 может быть рассмотрен, например, груз, который способен перемещаться без трения по вертикали в поле тяготения.

составляющая эксергии). Если $T > T_0$, то создается возможность получения дополнительного количества работы за счет охлаждения рабочего тела от T до T_0 .

Отводимый от рабочего тела тепловой поток частично преобразуется в работу l'' , передаваемую телу 3, а остальное тепло при T_0 передается в окружающую среду. Если $T < T_0$, то можно также получить работу l'' , используя тепловой поток, идущий от среды к рабочему телу в интервале температур от T_0 до T . Величина l'' как в первом, так и во втором случае представляет собой термическую составляющую эксергии. Знак работы l'' при этом не изменяется.

Общее количество работы, получаемой телом 3, равно эксергии e , составит $l' + l''$.

Второй случай (рис. 2-5,б): $p < p_0$. Если температура рабочего тела равна T_0 , то необходимо отнять у тела 3 некоторую работу l' , нужную для обратимого изотермического сжатия вещества при T_0 от p до p_0 . Следовательно, эксергия его будет отрицательной и равной l' . Если температура вещества на входе в устройство $T \neq T_0$, то создается возможность (так же как и в первом случае) получить работу за счет теплового потока между системой и средой. Общее количество работы, равное эксергии e , составит $l'' - l'$. В зависимости от значений l'' и l' величина e может быть как положительной, так и отрицательной или равной нулю (при $l'' = l'$). Таким образом, отрицательные значения занимают часть области, где $p < p_0$, а именно ту, где величины температуры T таковы, что $l'' < l'$. Величины работ l' и l'' могут быть выражены аналитически через термодинамические параметры рабочего тела и среды.

Работа l' представляет механическую составляющую эксергии (связанную с неравенством $p \neq p_0$) и равна величине

$$e_p = T_0(s - s_0) - \Delta i_T, \quad (2-17)$$

где Δi_T — изотермический дроссель-эффект при T_0 в интервале давлений $p - p_0$.

Работа l'' представляет термическую составляющую эксергии (связанную с неравенством $T \neq T_0$) и определяется уравнением

$$e_T = \int_T^{T_0} \frac{T - T_0}{T} di = \int_T^{T_0} \tau_e di. \quad (2-18)$$

Полная величина эксергии

$$e = e_p + e_T = T_0(s - s_0) - \Delta i_T + \int_T^{T_0} \tau_e di. \quad (2-19)$$

Для идеального газа $\Delta i_T = 0$ и формула (2-19) примет вид:

$$e = RT_0 \ln \frac{p}{p_0} + c_p \int_T^{T_0} \tau_e dT. \quad (2-20)$$

Характер изменения e в зависимости от p и T может быть показан на (p/p_0) , (T/T_0) -диаграмме [11-20]. Для этого воспользуемся уравнением (2-8) в дифференциальной форме, т. е.

$$de = di - T_0 ds, \quad (2-8a)$$

и подставим в него величину ds из уравнения для идеального газа. В итоге получим:

$$de = di - T_0 \left(c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \right). \quad (2-21)$$

Интегрируя уравнение (2-21) в интервале изменения состояния от некоторой точки до параметров окружающей среды, запишем:

$$e = c_p (T - T_0) - T_0 \left(c_p \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{p}{p_0} \right). \quad (2-22)$$

Поделив левую и правую части уравнения на величину T_0 , получим:

$$\frac{e}{T_0} = c_p \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right) - c_p \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{p}{p_0}. \quad (2-23)$$

Для удобства расчетов и построения диаграммы в безразмерных координатах уравнению (2-23) можно придать вид:

$$\bar{e} = \ln \bar{p} + \frac{c_p}{R} (\bar{T} - 1) - \frac{c_p}{R} \ln \bar{T}, \quad (2-24)$$

где $\bar{e} = e/RT_0$, $\bar{T} = T/T_0$ и $\bar{p} = p/p_0$ — соответственно безразмерные эксергия, температура и давление вещества.

Диаграмма, построенная по этому уравнению, показана на рис. 2-6. Шкала $\bar{p}$ выбрана логарифмической, поскольку в этом случае линии равных значений величин $\bar{e}$ располагаются на поле диаграммы равномерно. Это позволяет получать промежуточные значения величины $\bar{e}$ делением интервалов по оси абсцисс на равное количество отрезков.

Как видно из диаграммы, линии постоянной эксергии $\bar{e}$ представляют собой семейство разомкнутых кривых. Область значений $\bar{e}$ разделена кривой $\bar{e} = 0$ (проходящей через точку $\bar{p} = 1$, $\bar{T} = 1$ касательно к прямой $\bar{p} = 1$) на две части. Левее этой кривой $\bar{e} < 0$, правее $\bar{e} > 0$. Для всех давлений существуют две точки, в которых величины $\bar{e}$ (а следовательно и e) равны, причем в одной из них $T > T_0$, а в другой $T < T_0$. При $T = T_0$ обе

точки сливаются и $\bar{e}$ принимает минимальное значение при данном давлении для $e > 0$ и максимальное абсолютное значение для всех $e < 0$. Все эти закономерности легко объяснимы на основе модели процессов, показанной на рис. 2-5 и рассмотренной выше.

Предельные значения e могут быть найдены анализом соответствующих формул.

Область $e > 0$. Наименьшие значения e соответствуют условию $T = T_0$, когда вся величина эксергии связана только с механической составляющей l' , равной изотермической работе расширения от p до p_0 . При $p \rightarrow \infty$ величина $l' \rightarrow \infty$. Поскольку в общем случае $e \geq l'$, то $\lim_{p \rightarrow \infty} e = \infty$. Этот же вывод следует из анализа формулы (2-8) при $T \rightarrow \infty$. Действительно, при $T \rightarrow \infty$ $i \rightarrow \infty$, а значение s стремится к конечному пределу. Отсюда следует, что

$$\lim_{T \rightarrow \infty} e = \infty. \quad (2-25)$$

Область $e < 0$. При $T = T_0$ наибольшее абсолютное значение e , равное его механической составляющей, определяется работой l' изотермического сжатия в интервале от p до p_0 . При $p \rightarrow 0$ величина l' стремится к бесконечности и, следовательно, по крайней мере в области $T = T_0$, $\lim_{p \rightarrow 0} e = -\infty$. Поскольку термическая составляющая эксергии l'' конечна при любой температуре $T \neq 0$, то это положение остается действительным во всем интервале температур (кроме $T = 0$ К).

Таким образом, эксергия потока e может принимать все вещественные значения в интервале от $-\infty$ до ∞ ¹.

Особое значение имеет вопрос о величине эксергии в области, близкой к абсолютному нулю температуры.

Для определения величины e при абсолютном нуле в формулу (2-8) необходимо подставить значения i и s при этой температуре. Тогда разности $i - i_0$ и $s - s_0$ будут иметь конечную величину независимо от выбора точек отсчета для i и s .

Это означает, что величина e , т. е. минимальная работа перевода вещества в состояние при $T = 0$ К, конечна и абсолютный нуль достижим при конечной затрате работы.

Однако такой вывод противоречит закону Нериста. Это противоречие разрешается, если принять во внимание, что понятие эксергии выводится

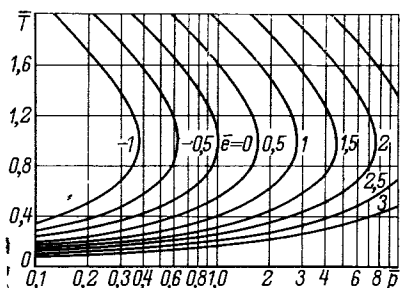


Рис. 2-6. Диаграмма линий $\bar{e} = \text{idem}$ в координатах p/p_0 , T/T_0 .

¹ Интересно отметить, что эксергия e_v вещества в объеме может быть только положительной.

из I и II начал термодинамики, на базе которых принципиально нельзя рассматривать вопрос о недостижимости абсолютного нуля. Недостижимость абсолютного нуля может быть доказана только на основе III начала термодинамики — закона Нернста. Из него следует, что изменение состояния вещества по адиабате (а на нем основан любой квазистатический метод охлаждения) не может привести к $T=0$ К, так как адиабата при $T \rightarrow 0$ К одновременно становится изотермой и понижение температуры прекращается.

Отсюда следует, что формула (2-8) вблизи абсолютного нуля вырождается и теряет физическое содержание. Действительно, ее вывод основан на цикле Карио, состоящем из изотерм и адиабат. Но адиабата при $T \rightarrow 0$ К становится изотермой; изменение температуры при адиабатном процессе исчезает и вывод теряет смысл.

Необходимо в заключение заметить, что в соответствии с законом Нернста, на оси энтропии, выходящей из точки $T=0$ К на T , s -диаграмме, нельзя производить какие-либо построения и показывать значения энтропии, отличные от нуля. По существу ось энтропии при $T=0$ К стягивается в точку. Поэтому следует либо специально оговаривать условность такого изображения, либо проводить ось энтропии на уровне $T>0$ К, как это делается в применяемых на практике T , s -диаграммах рабочих тел.

Место эксергии потока e в системе термодинамических функций

Для определения места, которое занимает эксергия потока среди других известных термодинамических величин, необходимо сравнить ее свойства с функциями, которые обладают свойствами потенциала.

Строго говоря, потенциалами являются параметры, разность которых на границе системы служит причиной возникновения энергетического взаимодействия соответствующего рода¹. Произведение такого параметра на соответствующую координату состояния дает количество энергии, передаваемой через границу системы при взаимодействии. Эти параметры состояния не обладают свойством аддитивности.

Примером таких параметров могут служить температура T , давление p , химический потенциал φ и т. д. Соответствующие произведения $\delta q = Tds$, $\delta l = pdv$, $du = \varphi dm$ дают количество энергии, передаваемой при соответствующем взаимодействии (в данном случае соответственно термическом, механическом и химическом) [1-110].

Специальный класс термодинамических величин может быть образован из функций, изменение которых в обратимом процессе при заданных условиях взаимодействия с окружающей средой определяет работу системы. Такие функции состояния аддитивны.

Эксергия потока по своим свойствам ближе к функциям второго вида и не является потенциалом в обычно понимаемом смысле этого слова.

Как уже указывалось выше, функция e при фиксированном значении параметров окружающей среды является пол-

¹ Иногда такие параметры называют «обобщенными силами».

ным дифференциалом, поскольку при интегрировании по любому замкнутому контуру

$$\oint_c de = \oint_c di - T_0 \oint_c ds = 0. \quad (2-26)$$

Взяв в качестве независимых переменных s и p , получим:

$$de = \left(\frac{\partial e}{\partial s} \right)_p ds + \left(\frac{\partial e}{\partial p} \right)_s dp. \quad (2-27)$$

Подставим в формулу $de = di - T_0 ds$ значение $di = T ds + v dp$. Тогда

$$de = (T - T_0) ds + v dp. \quad (2-28)$$

Следовательно, коэффициенты в уравнении (2-27) будут иметь вид [1-37]:

$$\left(\frac{\partial e}{\partial s} \right)_p = T - T_0; \quad (2-29)$$

$$\left(\frac{\partial e}{\partial p} \right)_s = v. \quad (2-30)$$

Сопоставим свойства энтальпии i и эксергии e потока, рассматривая их как функции независимых переменных p и s .

Для энтальпии	Для эксергии
$di = T ds + v dp$ $\left(\frac{\partial i}{\partial s} \right)_p = T$ $\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_s = v$	$de = (T - T_0) ds + v dp$ $\left(\frac{\partial e}{\partial s} \right)_p = T - T_0$ $\left(\frac{\partial e}{\partial p} \right)_s = v$

Сравнение соответствующих выражений в правом и левом столбцах указывает на аналогию некоторых свойств функций i и e^1 , связанную с тем, что обе функции дают энергетическую характеристику потока вещества.

Изменение di энтальпии в изобарном процессе ($dp=0$) дает количество тепла $\delta q = T ds$, которое переходит через контрольную поверхность системы. Изменение эксергии de в аналогичных условиях также характеризует количество тепла, передаваемого через границы системы, но только равно работе, которая в идеальном случае может быть получена при

¹ Естественно, что в данном случае функция i рассматривается как характеристика потока вещества, а не «расширенной системы» [0-13].

использовании этого тепла $\delta l = \delta q - T_0 ds$ (работоспособности тепла).

Изменение как энтальпии i , так и эксергии e в изоэнтропном процессе ($ds=0$) дает в обоих случаях одну и ту же величину vdp , равную работе изменения давления рабочего тела в потоке.

Полный дифференциал энтальпии di дает изменение энергии потока в результате как термических, так и механических воздействий через границы системы. Полный дифференциал эксергии de также связан с этими видами воздействий через границы системы, но дает величины полезной, пригодной энергии, которая может быть превращена в работу — эксергии.

Другими словами, изменение энтальпии i отражает энергетические превращения в потоке вещества без учета ограничений, накладываемых вторым началом термодинамики, в условиях взаимодействия с окружающей средой, а изменение эксергии e — с учетом этих ограничений. Следовательно, эксергия e соответствует определению, данному выше для потенциалов специального класса и является *термодинамическим потенциалом особого вида, связанным с параметрами окружающей среды*.

При независимых переменных p и s и $T_0 = \text{idem}$ эксергия e является и характеристической функцией, поскольку ее производные характеризуют свойства системы.

Вторичное дифференцирование выражения (2-29) дает:

$$\left(\frac{\partial^2 e}{\partial s^2}\right)_p = \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p = \frac{T}{c_p}.$$

Отсюда

$$c_p = \frac{T}{\left(\frac{\partial^2 e}{\partial s^2}\right)_p}. \quad (2-31)$$

Аналогично получим:

$$\left(\frac{\partial^2 e}{\partial p^2}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s = -\frac{v_0}{\epsilon_s}$$

и адиабатный коэффициент сжимаемости

$$\epsilon_s = -\frac{v_0}{\left(\frac{\partial^2 e}{\partial p^2}\right)_s}. \quad (2-32)$$

Из (2-29) получаем также:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_p. \quad (2-33)$$

Все эти уравнения аналогичны соответствующим уравнениям характеристической функции энтальпии $i = i(p, s)^*$.

Внешне наиболее близким по форме к функции e является термодинамический потенциал $\Phi = i - Ts$, называемый часто свободной энтальпией. Свободная энтальпия Φ , так же как и энтальпия i , допускает двоякую физическую трактовку в зависимости от того, применяется ли она к веществу в объеме или в потоке.

В первом случае должна рассматриваться так называемая «расширенная система» [0-13], во втором — система, в которой протекает стационарный поточный процесс.

Для сопоставления с функцией e представляет интерес второй случай. Для термомеханической системы, в которой осуществляется стационарный поточный процесс, изменение функции Φ в обратимом изотермическом процессе равно максимальной работе системы.

Поскольку $d\Phi = -sdT + vdp$, то в изотермическом процессе при $T = \text{idem}$ $(d\Phi)_T = vdp$, а

$$\Delta\Phi_{1-2} = \int_1^2 v dp.$$

Для сопоставления функций e и Φ рассмотрим систему, показанную на рис. 2-7. Поток рабочего тела с параметрами $p \neq p_0$ и $T \neq T_0$ осуществляет процесс обратимого выравнивания со средой. В отличие от системы, показанной на рис. 2-5, изотермическая машина 1 работает при $T \neq T_0$. Поэтому тепловой поток Q_2 , необходимый для поддержания изотермичности процесса изменения давления от p до p_0 , обеспечивается обратимым циклом 2. При этом в зависимости от направления теплового потока производится или затрачивается работа l'' . Аналогичную роль играет цикл 3, обеспечивающий обратимый перенос тепла Q_3 между окружающей средой и рабочим телом, нужный для обратимого изменения его температуры с T до T_0 . Соответствующая этому процессу работа обозначена как l''' . Алгебраическая сумма величин l' , l'' и l''' равна эксергии e рабочего тела при p, T . Работа l' равна изменению Φ в машине 1.

Следовательно, если ограничиться рассмотрением изотермической части процесса, то $\Delta\Phi$ отличается от Δe тем, что первая величина отражает только работу l' , связанную с изотермическим изменением давления, а вторая — сумму работ $l' + l''$, т. е. и работу, необходимую для поддержания теплового потока Q_2 между рабочим телом и средой:

$$(\Delta e)_T = (\Delta\Phi)_T + l''. \quad (2-34)$$

Указанные связи между величинами l' , l'' и l''' , а следовательно и формула (2-34), остаются справедливыми при любых значениях p и T , как больших, так и меньших p_0 и T_0 . В частном случае, когда $T = T_0$, $l'' = 0$ и $l''' = 0$, $\Delta e = \Delta\Phi$.

Таким образом, разница между Φ и e определяется заменой внутреннего параметра T внешним параметром T_0 . Поэтому $\Delta\Phi$ не включает две величины: работу l'' , которая может быть получена (или должна быть затрачена) при передаче энергии в форме тепла между системой и окру-

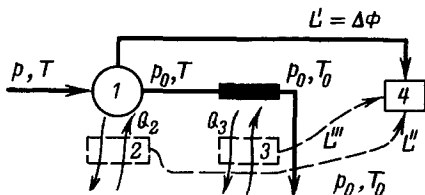


Рис. 2-7. Схема процесса для определения величин e и Φ .

* Эксгергия e_0 вещества в объеме аналогична функции u — внутренней энергии и является как потенциалом, так и характеристической функцией при независимых переменных s и v (и $p_0 = \text{idem}$, $T_0 = \text{idem}$).

жающей средой, и работу l''' , связанную с выравниванием температур рабочего тела после выхода из системы с температурой окружающей среды.

С точки зрения математических характеристик функция Φ еще более отличается от e и i , поскольку независимыми переменными, при которых она становится характеристической, являются p и T , а не s и p , как у последних.

Следовательно, функция Φ , несмотря на внешнюю общность, в большей степени отличается от e , чем энтальпия i .

Полезные для дальнейшего рассмотрения свойства функции e могут быть выявлены при анализе ее как функции энтальпии и давления $e=e(i, p)$. В этом случае

$$de = \left(\frac{\partial e}{\partial i} \right)_p di + \left(\frac{\partial e}{\partial p} \right)_i dp. \quad (2-35)$$

Подставляя значение $ds = \frac{1}{T} di - \frac{v}{T} dp$ в уравнение $de = di - T_0 ds$, получаем:

$$de = \frac{T - T_0}{T} di + \frac{T_0}{T} v dp. \quad (2-36)$$

Сопоставляя (2-35) и (2-36), находим:

$$\left(\frac{\partial e}{\partial i} \right)_p = \frac{T - T_0}{T} = \tau_e; \quad (2-37)$$

$$\left(\frac{\partial e}{\partial p} \right)_i = -\frac{T_0}{T} v. \quad (2-38)$$

Последние выражения аналогичны частным производным энтропии по энтальпии и давлению

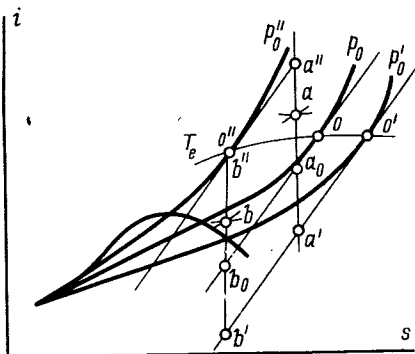
$$\left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_i = -\frac{v}{T}; \quad \left(\frac{\partial s}{\partial i} \right)_p = \frac{1}{T}.$$

Влияние температуры и давления окружающей среды на эксергию e

Параметры окружающей среды, как правило, могут рассматриваться в течение процесса неизменными¹. Эти неизменные значения могут быть в ряде случаев различными в зависимости от задачи (например, зимние и летние условия работы агрегата, климат, высота над уровнем моря). Однако во всех случаях, как это следует из определения эксергии, изменение параметров окружающей среды не связано с энергетическим обменом с рассматриваемой системой, а определяется причинами, от системы не зависящими.

¹ В некоторых специальных случаях параметры окружающей среды могут меняться в течение процесса (например, при подъеме или спуске летательного аппарата). Этот вопрос требует особого рассмотрения [1-88].

Влияние параметров окружающей среды целесообразно рассмотреть посредством диаграммы состояния рабочего тела на плоскости i, s , используя свойства прямой окружающей среды $e=0$. Эта прямая, как было показано выше (рис. 2-4), всегда позволяет определить графически на плоскости i, s [0-3, 0-6] величину эксергии e , как расстояние по ординате от данной точки до прямой $e=0$. Из известного дифференциального соотношения $(di/ds)_p = T$ следует, что тангенс угла между касательной к изобаре и осью абсцисс на плоскости i, s равен абсолютной температуре в точке касания. Поскольку угловой коэффициент прямой окружающей среды $e=0$ равен T_0 , то она касается изобары p_0 в точке пересечения с изотермой T_0 . Следовательно, меняя положение прямой $e=0$, в зависимости от значений параметров окружающей среды p_0 и T_0 можно определить характер изменения величины e .



Влияние давления p_0 на величину e . На рис. 2-8 показана диаграмма состояния рабочего тела в координатах i, s . На диаграмму нанесены несколько прямых окружающей среды для различных давлений p_0 при постоянной T_0 . Эти прямые расположены параллельно, так как их угловые коэффициенты одинаковы и равны T_0 . Каждая прямая проходит касательно к соответствующей изобаре в точке ее пересечения с изотермой T_0 .

При давлении окружающей среды p_0 прямая окружающей среды проходит через точку O , разделяя плоскость i, s на две части.

Часть ниже прямой соответствует области, где $e < 0$, а часть выше прямой — области положительных значений e . Так, для состояния в точке a величина e изобразится отрезком $a-a_0 > 0$, а в точке b значение e соответствует отрезку $b-b_0 > 0$. Понижение давления p_0 до p_0' приводит к перемещению прямой окружающей среды вниз; теперь она касательна к изобаре p_0' в точке O' . Значения e для точек a и b возрастут; для первой точки e будет равно отрезку $a-a' > a-a_0$, а для второй — отрезку $b-b' > b-b_0$. Повышение давления p_0 до p_0'' увеличит область отрицательных значений e , эксергия в точке b станет отрицательной ($b-b'' < 0$), а в точке a изменится и также изменит знак $a-a'' < 0$.

Рис. 2-8. Влияние давления окружающей среды p_0 на величину эксергии e .

Дальнейшее повышение p_0 увеличит отрицательное значение эксергии в точках b и a . Однако разность значений e в точках a и b , равная разности их ординат, не изменится при любом значении p_0 .

Таким образом, изменение p_0 меняет положение линии начала отсчета функции e , но не влияет на разности ее величин в любых точках плоскости i, s . Поэтому влияние p_0 нужно учитывать только при анализе открытых систем; для циклов, где важна только величина Δe , изменение p_0 не имеет значения.

Изменение температуры T_0 приводит к перемещению точки касания прямой окружающей среды по изобаре и изменению тангенса угла ее наклона, равного T_0 . Характер изменения величины e в этом случае более сложен, чем при переходе на другое значение p_0 .

На рис. 2-9 показано, как изменяется величина e в зависимости от T_0 в двух случаях — когда давление в рассматриваемой

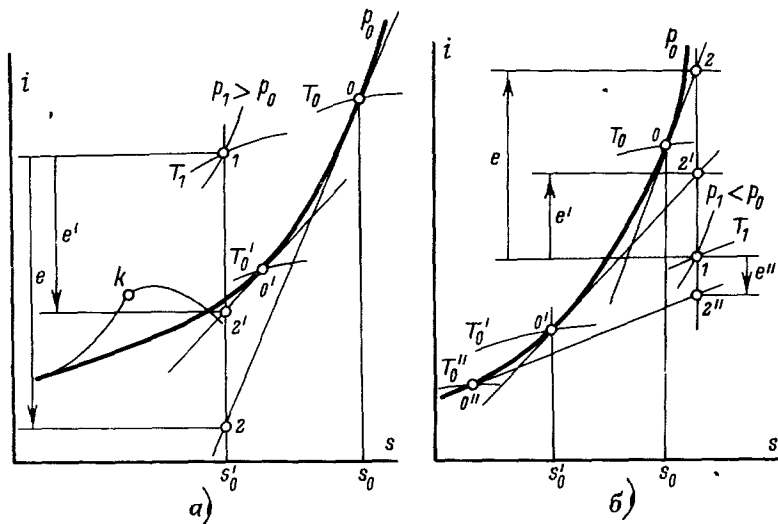


Рис. 2-9. Влияние температуры окружающей среды на величину эксергии e .

мой точке $p_1 > p_0$ (рис. 2-9, а) и когда давление $p_1 < p_0$ (рис. 2-9, б). Из диаграммы на рис. 2-9, а видно, что при понижении температуры с T_0 до $T_0' < T_0$ эксергия вещества с параметрами p_1, T_1 уменьшается с e до $e' < e$, так как отрезок $1-2'$ короче отрезка $1-2$. Такой ход изменения эксергии e характерен для параметров, которые отображаются на плоскости i, s точками, расположенными левее точки нулевого состояния в области умеренных и низких температур. Для состояний,

которые соответствуют точкам с энтропией, большей s_0 , эксергия e , напротив, возрастает с уменьшением T_0 .

Такой характер изменения e определяется тем, что термическая составляющая эксергии l'' всегда возрастает по мере увеличения разности между T_1 и T_0 . Для состояний, расположенных в зоне, где $s > s_0$ и температуры более высоки, эта разность растет по мере понижения T_0 . Для состояний, где $s < s_0$, связанных с умеренными и низкими температурами, она уменьшается по мере снижения T_0 .

В промежуточной температурной зоне, где $T > T_0$, но $s < s_0$, в большей степени сказывается влияние механической составляющей эксергии, равной l' и связанной с разностью давлений между p и p_0 . Поэтому, несмотря на сближение величин T_1 и T_0 , эксергия растет при увеличении T_0 .

В области давлений $p < p_0$ (рис. 2-9,б) при изменении T_0 эксергия e меняет свою величину так же, как и при $p > p_0$. Характерная особенность этой зоны состоит в том, что при определенных значениях T_0 знак e может измениться. Так, для температур окружающей среды T_0 и T_0' эксергия вещества в состоянии I отрицательна (e и e' соответственно). Если же T_0 принимает значение T_0'' , то эксергия становится положительной (e''). Это явление связано с разницей знаков составляющих эксергии l' и l'' .

Таким образом, изменение величины T_0 сказывается не только на положении точки начала отсчета, но и на разности величин e между двумя точками в плоскости i, s . Поэтому изменение T_0 должно учитываться при расчетах как открытых, так и замкнутых процессов.

б) Нулевая (химическая) эксергия

Нулевая эксергия e_0 необходима в том случае, когда анализируемый процесс сопровождается массообменом между системой и окружающей средой. Поэтому для определения максимальной работы l_0 выравнивания со средой необходимо знать химический состав этой среды.

Установление состава окружающей среды, определяющего исходный, нулевой уровень для термодинамического анализа процессов, связанных с нулевой эксергией, несравненно труднее, чем установление температуры или давления окружающей среды. Дело в том, что в отличие от равновесия по температуре и давлению, которые в окружающей среде (в том смысле, как она определена выше в § 1-3) вполне достижимы, равновесие по химическим потенциалам в ней не достигается. Состав окружающей среды весьма неоднороден, в особенности в литосфере; атмосфера и гидросфера более однородны.

Поэтому столь же точный расчет абсолютных значений нулевой эксергии, как и величин e , *принципиально* невозмо-

жен. Для практических целей необходимо ввести некоторые упрощающие допущения, однако при условии, что они будут соответствовать требованиям эксергетического анализа, и, разумеется, будут достаточно строго термодинамически обоснованы.

Для эксергетического анализа необходимо, чтобы при выборе в окружающей среде точек начала отсчета для нулевой эксергии компонентов эти точки оставались одними и теми же (неизменными) как для веществ, поступающих в систему, так и для веществ, выходящих из нее (независимо от изменения их химического состава).

Наиболее общий способ выбора точек отсчета и методики расчета нулевой эксергии были разработаны Я. Шаргутом с сотрудниками [1-63]. Они заключаются в следующем.

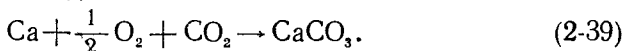
Величину эксергии каждого элемента или соединения определяют, исходя из предположения, что эксергия веществ, находящихся в окружающей среде в состоянии, близком к равновесию с другими ее компонентами, равна нулю. Это означает, что такие «вещества отсчета» должны характеризоваться минимальной эксергией по отношению к другим компонентам окружающей среды, в частности, входящим в состав атмосферы. Такими веществами являются продукты выветривания — высшие окислы, карбонаты, силикаты и т. п., а также свободные газообразные компоненты атмосферного воздуха (O_2 , N_2 и инертные газы).

После выбора вещества отсчета производится расчет максимальной работы изотермически-изобарной (при T_0 и p_0) реакции¹ девальвации (обесценивания), в которой данное вещество превращается в вещество отсчета. Полученная при этом работа будет мерой нулевой эксергии e_0 вещества в том случае, если девальвация протекает обратимо; если реакцию девальвации проводить необратимо, то мерой эксергии e_0 будет величина потери от необратимости, равная, естественно, максимальной работе обратимой девальвации.

Для проведения реакции девальвации недостаточно в общем случае одного основного вещества отсчета, выбранного в соответствии с изложенными выше требованиями. В левой части уравнения реакции девальвации наряду с рассматриваемым веществом должно быть и другое *дополнительное* (или другие), с которым оно вступает в реакцию, результатом которой является получение *результатирующего* вещества (веществ) отсчета, имеющего (имеющих) в чистом виде эксергию, равную нулю.

¹ Как было показано выше (стр. 45), максимальная работа такой реакции выравнивания вещества с соответствующим компонентом окружающей среды — эксергия при p_0 и T_0 — равна разности значений свободной эн-
тальпии.

Например, уравнение реакции девальвации для кальция (Ca) будет иметь вид:



Здесь O_2 и CO_2 — дополнительные вещества отсчета, а твердый углекислый кальций — результирующее вещество отсчета.

Аналогичные уравнения для углерода и водорода:



В этих примерах результирующим веществом отсчета в первом случае служит CO_2 , во втором H_2O .

Расчет величины максимальной работы ведется на основе общей формулы для эксергии потока (2-8) (в рассматриваемом случае Δe_0 равна разности $\Delta \Phi$), которая для химических реакций примет вид:

$$e_0 = \Delta \Phi - \sum e_{0,j} = \sum i_n - \sum i_k - T_0 (\sum s_n - \sum s_k) - \sum e_{0,j}. \quad (2-42)$$

Здесь разность энтальпий веществ до реакции (индекс «н») и после реакции (индекс «к») $\sum i_n - \sum i_k$ — так называемая энтальпия девальвации; соответствующая разность энтропий — энтропия девальвации¹.

Из величины разности свободных энтальпий нужно вычесть сумму значений нулевых эксергий дополнительных веществ отсчета $\sum e_{0,j}$, так как в общем случае она отлична от нуля.

Определение нулевых эксергий дополнительных веществ отсчета в этом случае ведется тем же путем. Однако в большинстве случаев такие вещества содержатся в окружающей среде не в виде соединения с другими веществами, а как компонент раствора в свободном, химически не связанном состоянии. В этом случае само рассматриваемое вещество при тех параметрах, которые оно имеет в окружающей среде, определит уровень отсчета. Нулевая эксергия вещества определится минимальной работой, которая необходима для того, чтобы получить его в чистом виде при давлении и температуре окружающей среды (p_0, T_0) — в нулевом состоянии из вещества отсчета. Это положение относится как к твердым растворам (в литосфере), так и к жидким и газообразным. Примером могут служить газы, получаемые из атмосферного воздуха: кислород, азот и инертные газы. Для них веществами отсчета являются одноименные компоненты атмосфер-

¹ В формулу (2-42) необходимо подставлять абсолютные значения энтропии, так как они относятся к разным веществам.

ного воздуха при соответствующих парциальных давлениях p_i ($\sum p_i = p_0$).

Формула (2-8) для этих условий примет вид:

$$e_0 = -T_0(s - s_0), \quad (2-43)$$

так как для любого компонента воздуха, который может рассматриваться как идеальная смесь, величина $i - i_0 = 0$.

Величина $T_0(s - s_0) = T_0 \Delta s$ определяется изменением энтропии в процессе изотермического сжатия компонента от парциального давления p_i до давления p_0 окружающей среды.

Знак минус перед величиной $T_0(s - s_0)$ в формуле (2-43) показывает, что работа затрачивается. Величина e_0 будет положительной, так как $\Delta s < 0$:

$$e_0 = -T_0 \Delta s = RT_0 \ln \frac{p_0}{p_i}. \quad (2-44)$$

Поскольку $p_i = p_0 N_i$, где N_i — мольная доля компонента в смеси, то величина нулевой эксергии, равная максимальной работе девальвации, будет равна:

$$e_0 = RT_0 \ln \frac{1}{N_i}. \quad (2-45)$$

Из формулы (2-45) следует, что нулевая эксергия тем больше, чем меньше мольная доля компонента в окружающей среде (в данном случае — воздухе).

Таблица 2-1

Нулевые эксергии компонентов атмосферного воздуха

Компоненты	e_0		Компоненты	e_0	
	кдж/м³	квт·ч/м³		кдж/м³	квт·ч/м³
Азот	27,2	74,9	Неон	1 269	3 340
Кислород	170,6	473	Криптон	1 481	4 148
Аргон	508,4	1 412	Ксенон	1 766	4 916

В табл. 2-1 приведены подсчитанные по формуле (2-45) нулевые эксергии компонентов воздуха.

Аналогично ведется расчет нулевой эксергии и для твердых растворов, но вместо величины $1/N_i$ в формулу подставляется величина k , выражающая концентрацию данного вещества отсчета в окружающей среде. Она определяется по геохимическим данным [I-63].

В работах Я. Шаргута [I-63, V-30—V-38] подробно изложена методика определения нулевой эксергии и даны развернутые таблицы уже рассчитанных значений эксергии e_0 для элементов и наиболее распространенных неорганических соединений.

Для энергетики существенное значение имеет определение эксергии различных топлив. Этот расчет должен проводиться

таким образом, чтобы учесть всю работу, которая может быть получена при обратимом переходе топлива в продукты его сгорания и затем при переходе этих продуктов сгорания к равновесию с окружающей средой. В некоторых работах, например [V-25], вторая составляющая — эксергия продуктов сгорания, связанная с разностью концентраций компонентов в этих продуктах и в атмосфере, не учитывается. Это мотивируется невозможностью использовать такую эксергию на современном уровне техники. Этот подход нельзя признать правильным не только потому, что нулевая эксергия продуктов сгорания, например CO_2 , в ряде случаев уже используется (например, при получении «сухого льда»), но и потому, что в этом случае нарушится основное правило составления эксергетического баланса — единство точек отсчета для всех веществ, участвующих в процессе. Действительно, на входе в установку эксергии, например, азота и кислорода определялись бы по их содержанию в атмосферном воздухе, а на выходе — по содержанию их в дымовых газах, что дало бы совсем другие значения¹.

Расчет нулевой эксергии топлив проводится по той же методике, что и для других элементов и соединений, причем веществами отсчета служат газообразные компоненты воздуха. Трудность в этих расчетах заключается в том, что неизвестны значения энтальпии и энтропии для многих твердых и жидких топлив.

Я. Шаргутом и Т. Стирильской разработана методика и на ее основе формулы и номограммы [I-63] для приближенного расчета (с точностью от $\pm 0,1$ до $\pm 1,5\%$) нулевой эксергии твердых, жидких и газообразных топлив по содержанию в них отдельных элементов и влаги.

Во многих случаях величина эксергии e_0 значительно отличается от высшей теплоты сгорания топлива Q_p^B . Например, для каменных углей отношение e_0/Q_p^B составляет 1,08, для бурых углей $e_0/Q_p^B \approx 1,15 \div 1,2$, для кокса — около 1,06.

¹ Следует заметить, что при термодинамическом анализе любого процесса попытка приспособить методику к тому или иному уровню техники принципиально недопустима. Оценка эффективности процесса или его части при термодинамическом анализе должна быть основана на сравнении с идеальными, предельными термодинамическими показателями, независимыми от преходящих факторов. Уровень техники, в том числе и степени использования энергетических ресурсов, все время повышается. Поэтому и методика анализа, опирающаяся на «современный уровень» как предельный, может быстро устареть и дать величины к. п. д., даже превышающие 100%.

Строгие требования к методике анализа, разумеется, не противоречат тому положению, что термодинамические потери можно и нужно классифицировать, учитывая реальную инженерную возможность (или невозможность) их снижения в данное время и реализации связанных с этим ресурсов (подробнее об этом см. в гл. 4 и 5).

Для газообразных (и большинства жидких) топлив обычно $e_0 = Q_p^B$ или $e_0 = (0,97 \div 0,98) Q_p^B$.

Разница между величинами e_0 и Q_p^B определяется характером изменения энтропии в процессах окисления топлива. Для твердых топлив величина $(\Sigma s_n - \Sigma s_k)$ будет отрицательной, так как при заданной температуре абсолютная энтропия газообразных продуктов сгорания всегда больше, чем энтропия исходных топлива и кислорода (за счет твердого топлива, энтропия которого мала). Поэтому в формуле (2-42) второй член будет положительным и $\Delta\Phi$ будет больше разности энтальпий $\Sigma i_n - \Sigma i_k$, равной теплотворной способности. Для газообразных топлив, напротив, второй член формулы (2-42) будет отрицательным или близким к нулю, так как и исходные и конечные продукты процесса являются газообразными. В первом случае дополнительная работа связана с теплопритоком из окружающей среды при T_0 и обратимом проведении реакции ($\Delta s < 0$); во втором случае — с отводом тепла ($\Delta s > 0$) [0-3, 0-8].

Такой процесс аналогичен изотермическому расширению (или сжатию) газа при T_0 , когда работа производится (или затрачивается) за счет теплообмена с окружающей средой. (Подробнее об этом см. в § 5-1.)

Способ выбора точек отсчета, описанный выше, обладает двумя существенными недостатками. Первый из них относится к условным допущениям, связанным с обоснованием подбора веществ отсчета и их содержания в окружающей среде. Так, например, кислород содержится и в воде, и в атмосфере. Следовательно, если за окружающую среду принять воду, то эксергия кислорода в воздухе при его парциальном давлении будет значительно выше нуля.

Точно так же сера находится в земной коре в виде многих соединений, углерод находится и в атмосфере, и в ряде соединений в земной коре (например, в виде карбонатов и других солей), причем его концентрация в последнем случае зависит от месторождения. Следовательно, выбор окружающей среды для установления в каждом случае уровня начала отсчета эксергии не может быть универсальным для всех процессов¹.

Второй недостаток рассмотренного способа выбора точек отсчета связан с тем, что большие значения величин эксергии в ряде случаев затрудняют определение эффективности (к. п. д.) процесса. Покажем это на простом примере.

¹ По существу этот вывод является следствием того факта, что в окружающей среде (воздухе, воде, земной коре) не существует абсолютного равновесия (тела, служащие источниками и приемниками эксергии, естественно, не входят в понятие «окружающая среда»). Многие процессы, в том числе химические реакции, в окружающей среде заторможены, т. е. скорости их для данной задачи пренебрежимо малы.

На рис. 2-10 показана схема эксергетического баланса системы, аналогичная приведенной на рис. 1-1.

В систему поступают (и выходят из нее) потоки эксергии трех видов — работа L , эксергия тепла E_q и эксергия потоков рабочего тела $\Sigma(e_0 + e)G$. С нулевой (химической) эксергией e_0 и, следовательно, с выбором уровня начала отсчета для нее

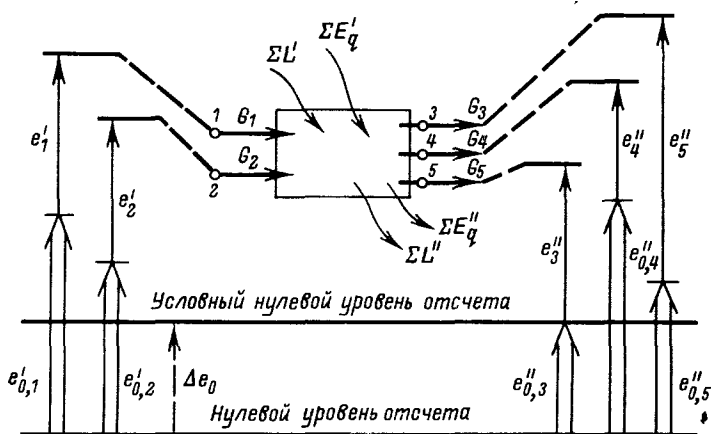


Рис. 2-10. Схема эксергетического баланса системы при различных уровнях начала отсчета нулевой эксергии.

связана только величина последней составляющей. На схеме величины эксергий e и e_0 показаны условно длинами вертикальных отрезков, начинающихся от некоторого «абсолютного» уровня отсчета по Шаргуту. Величины нулевой эксергии соответствуют длинам отрезков, обозначенных двойной линией, а термомеханической e — одинарной.

Если процессы в системе стационарны ($\Delta E_0 = 0$), то основные эксергетические характеристики системы в соответствии с уравнениями (1-3) и (1-4) будут иметь вид:

$$D_e = (e'_{0,1} + e'_1) G_1 + (e'_{0,2} + e'_2) G_2 + \Sigma L' + \Sigma E'_q -$$

$$- [(e''_{0,3} + e''_3) G_3 + (e''_{0,4} + e''_4) G_4 + (e''_{0,5} + e''_5) G_5 + \Sigma L'' + \Sigma E''_q];$$

$$\eta_e = \frac{(e''_{0,3} + e''_3) G_3 + (e''_{0,4} + e''_4) G_4 + (e''_{0,5} + e''_5) G_5 + \Sigma L'' + \Sigma E''_q}{(e'_{0,1} + e'_1) G_1 + (e'_{0,2} + e'_2) G_2 + \Sigma L' + \Sigma E'_q}$$

или, в общем случае, при числе n входящих потоков i и m

выходящих j :

$$D_e = \sum_1^n (e'_{0,i} + e'_{i,i}) G_i + \sum_1^n L_i + \sum_1^n E_{q,i} - \left[\sum_1^m (e''_{0,j} + e''_{j,j}) G_j + \sum_1^m L_j + \sum_1^m E_{q,j} \right]; \quad (2-46)$$

$$\eta_e = \frac{\sum_1^m (e''_{0,j} + e''_{j,j}) G_j + \sum_1^m L_j + \sum_1^m E_{q,j}}{\sum_1^n (e'_{0,i} + e'_{i,i}) G_i + \sum_1^n L_i + \sum_1^n E_{q,i}}. \quad (2-47)$$

Очевидно, что величина D_e потери от необратимости в системе, выражаемая формулой (2-46), остается неизменной независимо от положения уровня начала отсчета (при условии, что все величины отсчитываются от одного и того же уровня). Это объясняется тем, что все величины $e_{0,i}$ и $e_{0,j}$ при этом изменятся на одну и ту же аддитивную константу Δe_0 , показанную на рисунке штриховой вертикальной стрелкой.

Значение к. п. д. η_e , напротив, при изменении уровня начала отсчета не останется прежним, поскольку вычитание одной и той же постоянной величины из числителя и знаменателя отношения (2-47) приведет к ее уменьшению во всех случаях, за исключением предельных, когда $\eta_e=0$ и $\eta_e=1$. Это означает, во-первых, что к. п. д. в этом случае сохраняет свое значение полноценной характеристики совершенства процесса, монотонно изменяющейся от нуля (для процесса, где вся подведенная эксергия уничтожается полностью и $\Sigma E' = D$) до единицы (для идеального процесса, где $D_e=0$ и вся подведенная эксергия выводится из системы после преобразования). Во-вторых, поскольку величины к. п. д. в реальном процессе ($0 < \eta_e < 1$) будут ниже, недостатки процесса будут выявлены более четко¹.

Представим, например, что величины числителя и знаменателя в формуле (2-44) составляют для некоторой системы соответственно 10 000 и 12 000 кдж для абсолютного нулевого уровня и 5 000 и 7 000 для условного, более высокого уровня. Тогда η_e системы в первом случае будет $10\,000/12\,000 = 0,834$, а во втором — $5\,000/7\,000 = 0,714$. При использовании «абсолютного» нулевого уровня для веществ отсчета значения к. п. д. η_e вследствие больших значений величин e_0 получаются весьма высокими даже для процессов с большими потерями D_e от необратимости. По этим причинам, а также для упрощения расчетов нужно в принципе отказаться от попытки

¹ Подробный анализ способов построения к. п. д. приведен в § 4-4.

найти *универсальную* конкретную среду, пригодную для анализа всех процессов.

Средой, определяющей уровень начала отсчета, может быть такая, которая необходима лишь при анализе данного процесса; *она может быть и искусственной*. Такая среда должна удовлетворять основным требованиям, связанным с условиями эксергетического анализа.

1. Компоненты среды должны находиться между собой в термодинамическом равновесии (если же неравновесность имеется, то процессы установления равновесия должны быть при рассматриваемых условиях заторможены, т. е. протекать с такой малой скоростью, что ими можно пренебречь) ¹.

2. Свободная энтальпия компонентов среды при температуре T_0 должна иметь минимальное значение по сравнению со свободной энтальпией любых соответствующих компонентов данной системы. Это практически означает, что нулевая (химическая) эксергия хотя бы одного из веществ, участвующих в процессе, будет равна нулю.

3. Параметры среды не должны зависеть от взаимодействия с анализируемой системой.

Очевидно, что отличие такой системы установления уровня отсчета от системы Шаргута определяется тем, что сознательно ограничивается количество возможных процессов (в частности, химических реакций) девальвации; все возможные процессы, лежащие «под» выбранным уровнем отсчета, не рассматриваются и считаются «заторможенными». Исходя из этого, для анализа открытых систем необходимо их классифицировать по процессам, которые могут в них протекать (т. е. лежат «над» выбранным уровнем). С этой точки зрения все открытые системы можно разделить на три группы (если исключить ядерные процессы).

Первая группа открытых систем включает системы, в которых протекают физические процессы, не связанные с изменением состава рабочего тела. Для таких систем параметры окружающей среды определяются давлением и температурой атмосферы (или воды). Примерами таких систем могут служить машины для сжатия воздуха (компрессоры) или агрегаты ожижения воздуха.

Вторая группа открытых систем — системы, в которых протекают процессы, связанные с разделением смесей физическими методами (т. е. с изменением состава). Для таких систем окружающая среда характеризуется не только давле-

¹ Примером такой среды может служить атмосферный воздух, в котором азот и кислород, строго говоря, не находятся в равновесии, поскольку при равновесии должно образоваться некоторое количество окислов азота. Однако практически скорость реакции соединения N_2 и O_2 настолько мала, что ею можно пренебречь и считать эту реакцию заторможенной.

нием и температурой, но и составом. Только один процесс из этой группы — разделение воздуха — имеет универсальную окружающую среду — воздух. Для большинства остальных процессов как этой группы, так и следующей группы, в природе нет единой естественной среды, отвечающей требованиям эксергетического анализа.

К *третьей группе* открытых систем относятся системы, в которых протекают химические процессы, т. е. такие, которые связаны с исчезновением одних и появлением других молекул. Целесообразно для единого подхода к задачам термодинамического анализа всех трех групп систем, применить методику, соответствующую схеме на рис. 2-10.

За нулевой уровень отсчета может быть принят такой, который основан на веществах, встречающихся в атмосфере, гидросфере и литосфере в состоянии с минимальной свободной энтальпией при T_0 [1-63] (с учетом того, что «абсолютность» этого нулевого уровня относительна).

Условный уровень отсчета должен выбираться так, чтобы исключить одну из нулевых эксергий (на рис. 2-10 — величину $e''_{0,з}$). Это означает, что из всех величин e необходимо вычесть константу $\Delta e_0 = e''_{0,з}$. В этом случае устраняется недостаток, связанный с трудностями подсчета к. п. д. η_e . Вместе с тем сохраняется универсальность методики Шаргута (возможность использования табулированных значений эксергии в различных задачах). Во всех случаях пересчет связан только с одной аддитивной константой.

Подробнее эти вопросы изложены в [V-9—V-44].

В некоторых частных случаях уровень отсчета по описанной системе совпадает с уровнем по системе Шаргута, например, при определении эксергии топлива.

2-3. ЭКСЕРГИЯ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА И ЭКСЕРГИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

а) Эксергия теплового потока

Величина эксергии e_q теплового потока q определяется уравнением

$$e_q = \sum \delta q \frac{T - T_0}{T} = \sum \delta q \tau_e. \quad (2-48)$$

В частном случае при $T = \text{idem}$ и $\tau_e = (T - T_0)/T = \text{idem}$ формула (2-48) принимает вид:

$$e_q = q \tau_e. \quad (2-48a)$$

Входящая в эти выражения величина $\tau_e = (T - T_0)/T$, равная термическому к. п. д. цикла Карно между температурами T и T_0 , так же как и e , является функцией состояния системы и окружающей среды и зависит при фиксированном значении T_0 только от T . Она, как и e , включает наряду с параметром состояния T и значение параметра T_0 окружающей среды.

Необходимо подчеркнуть два обстоятельства, относящихся к величине τ_e .

Во-первых, классический обратимый цикл Карно — не единственный цикл, термический к. п. д. которого равен τ_e . Можно представить бесконечно большое количество таких циклов. Впервые это показал А. И. Вышнеградский [0-21], разработавший общую теорию циклов с регенерацией тепла. Такие циклы состоят из двух изотерм и двух эквидистантных процессов изменения состояния, связывающих изотермы. Эквидистантные процессы должны удовлетворять условию, по которому изменения эксергии Δe в них должны быть равны по абсолютной величине и противоположны по знаку [IV-37]¹.

Частными случаями таких идеальных циклов являются цикл Стирлинга, состоящий из двух изотерм и двух изохор, и цикл Эриксона — из двух изотерм и двух изобар. Цикл Стирлинга находит практическое применение как в двигателях внешнего сгорания и аналогичных им (так называемых «стирлингах»), так и в газовых холодильных машинах. Цикл Эриксона в последнее время также успешно используется в газовых холодильных машинах.

Во-вторых, функция τ_e имеет универсальное значение не только применительно к циклам. Она пригодна для оценки любых взаимных преобразований тепла и работы, проводимых как посредством циклов с потоками рабочего тела, так и без них (например, в полупроводниковых термоэлементах, термомангнитных охладителях и т. п.). В любом случае величина τ_e показывает предельные возможности такого преобразования независимо от вида устройства, в котором оно производится.

В отличие от τ_e второй сомножитель выражения (2-48) — величина δq — не является дифференциалом параметра состояния. Поэтому эксергия тепла e_q , в отличие от e , не является параметром состояния, а зависит от пути процесса. Вместе с тем связь между величинами e_q и q аналогична в одном важном отношении — в отношении связи между e и i .

Величина q характеризует поток энергии при термическом взаимодействии; она не содержит сама по себе никаких качественных характеристик теплового потока. Величина e_q характеризует тепловой поток и с качественной стороны, являясь мерой его пригодности к превращению в работу при заданных T и T_0 .

Аналогичным образом связаны величины e и i ; величина i характеризует энергию потока вещества как таковую, без оценки ее превратимости, в то время как значение e показывает пригодность энергии потока к превращениям.

Поскольку величина e_q зависит от эксергетической температурной функции $\tau_e = \tau_e(T)_{T_0}$, рассмотрим свойства этой функции более подробно.

Область значений функции τ_e

Связь между τ_e и T определяется уравнением

$$\tau_e = 1 - \frac{T_0}{T} = 1 - \frac{293,15}{T}. \quad (2-49)$$

¹ Подробнее об этом будет сказано в § 3-2.

В прямоугольной системе координат зависимость τ_e от T будет изображаться гиперболой, пересекающей ось абсцисс ($\tau_e=0$) в точке $T_0=293,15$ К (рис. 2-11). При $T \rightarrow \infty$ $\tau_e \rightarrow 1$; а при $T=0$ К $\tau_e \rightarrow -\infty$. Таким образом, величина τ_e может принимать все рациональные значения в интервале от $-\infty$ до $+\infty$. Область положительных значений τ_e соответствует абсолютным температурам от T_0 до $T \rightarrow \infty$, а область отрицательных значений τ_e — температурам ниже T_0 , вплоть до абсолютного нуля.

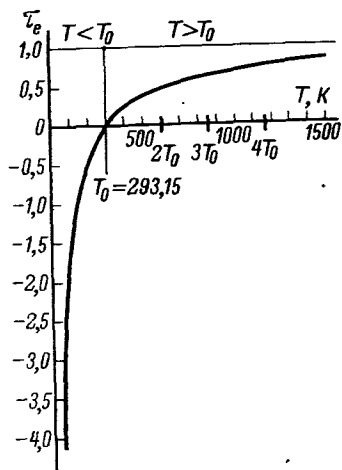


Рис. 2-11. Зависимость τ_e от T_0 .

Изменение знака τ_e при переходе через T_0 приводит к соответствующему изменению знака эксергии теплового потока. При температурах выше T_0 знаки e_q и q одинаковы. Это означает, что направление потока эксергии совпадает с направлением теплового потока. Отводя от системы энергию в форме тепла, мы отводим и эксергию. При температуре ниже T_0 знаки потоков тепла и эксергии *противоположны*. Если $q < 0$, то $e_q > 0$, и наоборот. В этих условиях, *отводя тепло* от системы, мы *подводим к ней эксергию*. Чем ниже температура T тела по отношению к окружающей среде, тем большее количество работы может быть получено при использовании теплового потока между телом и окружающей средой (или затрачено на создание этого теплового потока).

По мере приближения к 0 К при конечном значении q абсолютная величина e_q вместе с τ_e стремится к бесконечности. На рис. 2-12 качественно показана в координатах T , s связь между величиной теплового потока и его эксергией. Количество передаваемого при низкой температуре T тепла q , которое изображено незаштрихованной площадью, одинаково для всех трех случаев. Разница между показанными процессами состоит в том, что температуры T_0 различны ($T'''_0 < T''_0 < T'_0$).

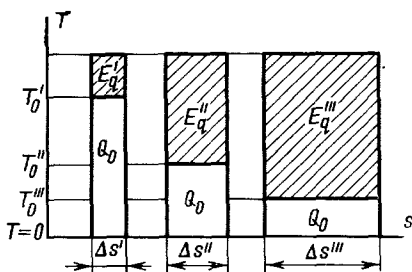


Рис. 2-12. Связь величин Q и E_q при разных T в области низких температур.

Из графика видно, как быстро возрастает величина работы, равная эксергии тепла e_q , соответствующая заштрихованной площади ($e'''_q > e''_q > e'_q$), которую можно получить при передаче на уровне T теплового потока q . Суммарная площадь показывает количество тепла Q , подводимое в каждом случае извне к системе.

Если вести процесс в противоположную сторону, т. е. создать тепловой поток q в направлении от источника с температурой T к окружающей среде (холодильная установка), то величина e_q , соответствующая заштрихованной площади, будет изображать минимальную работу, необходимую для проведения процесса.

Эту же зависимость можно видеть из построения на рис. 1-3. Чем ниже расположена горизонтальная прямая fg (т. е. чем ниже температура), тем больше (при том же значении q_2) отрезок kh , изображающий e''_q . При $T \rightarrow 0$ К точка h уходит в бесконечность.

В пределе при $T \rightarrow 0$ К величины s_2 , Δs и e_q в соответствии с рис. 1-3 и 2-12 должны были бы стремиться к бесконечности. Однако такое графическое построение недопустимо при $T \rightarrow 0$ К, поскольку, как уже указывалось выше, по закону Нернста при этих условиях $s=0$ и ось абсцисс стянется в точку (см. стр. 42).

По этой же причине при $T \rightarrow 0$ К формула (2-48а), так же как и формула (2-8), неприменима. Это ограничение следует из закона Нернста, согласно которому величина Δs , входящая в формулу $q = T\Delta s$, при $T \rightarrow 0$ К становится равной нулю.

Влияние изменения параметров окружающей среды на τ_e

Поскольку величина τ_e характеризует только термическое взаимодействие со средой, она зависит только от одного параметра среды — температуры T_0 . Эта зависимость определяется значением величины $\Delta\tau_e$, связанной с ΔT_0 . Как видно из формулы

$$\Delta\tau_e = \frac{\Delta T_0}{T}, \quad (2-50)$$

которая вытекает из (2-46), величина τ_e при изменении T_0 меняется тем меньше, чем выше T . Поэтому в области высоких температур ($T > 400 \div 500$ К) колебания τ_e при изменениях T_0 , встречающихся в практике, невелики. В области низких температур величины τ_e меняются более значительно. Например, τ_e при $\Delta T_0 = 10$ К на уровне 20 К меняется на 0,5, а на уровне гелиевых температур — примерно на 2,1. Соответственно увеличивается и минимальная работа, необходимая для отвода единицы тепла с этого уровня в окружающую

щую среду. Однако относительное увеличение затраты работы невелико вследствие быстрого роста абсолютной величины τ_e с понижением температуры T .

Анализ уравнения

$$\frac{\Delta \tau_e}{\tau_e} = \Delta T_0 \frac{1}{T - T_0}, \quad (2-51)$$

полученного из уравнения (2-50), показывает, что относительная ошибка определения τ_e при изменении T_0 тем меньше, чем больше температура T отличается от T_0 .

При $T \rightarrow \infty$ $\Delta \tau_e / \tau_e \rightarrow 0$, а при $T \rightarrow 0$ $\Delta \tau_e / \tau_e$ стремится к пределу, равному $\Delta T_0 / T_0$. В области, близкой к T_0 , относительная ошибка быстро возрастает, стремясь к бесконечности при $T = T_0$.

Ниже в качестве примера даны значения $\Delta \tau_e / \tau_e$ для $\Delta T_0 = 10$ К при различных T :

$T, \text{ К.}$	10	50	100	146,5	250	300	400	500	1 000
$\frac{\Delta \tau_e}{\tau_e}, \%$	3,5	4,1	5,2	6,8	23,2	143	9,4	4,8	1,4

В расчетах, где используется разность величин τ_e (например, при анализе теплообменников), в большинстве случаев можно пренебречь даже значительными изменениями T_0 , так как значения ошибок у обеих величин τ_e практически одинаковы и имеют один знак.

Связь между эксергетической температурной функцией и эксергией потока

Связь между функциями τ_e и e обусловлена тем, что величина, характеризующая эксергию термического взаимодействия, должна входить составной частью в уравнение для e . Действительно, из уравнения (2-37) следует, что

$$\left(\frac{\partial e}{\partial i} \right)_p = \tau_e. \quad (2-52)$$

Частная производная термомеханической эксергии потока по энтальпии при постоянном давлении равна эксергетической температурной функции τ_e .

Поскольку $(di)_p = \delta q$, то из уравнения (2-48) следует, что $(de)_p = \tau_e \delta q = de_q$. Для конечного процесса

$$(\Delta e)_p = e_q. \quad (2-53)$$

Изменение эксергии потока рабочего тела e в изобарном процессе равно эксергии e_q связанного с этим процессом теплового потока q .

Этот вывод непосредственно следует из эксергетической формулировки второго начала термодинамики для обрати-

мых процессов¹, так как рассматриваемый процесс перехода части эксергии рабочего тела в эксергию тепла обратим.

Зависимость (2-53) имеет большое практическое значение, так как большинство процессов теплообмена протекает в изобарных или близких к ним условиях. Во всех этих случаях подсчет эксергии тепла можно не проводить, а получить величину e_q по разности Δe . Это особенно удобно при переменной температуре, когда точный подсчет $\sum \delta q t_e$ может оказаться трудоемким и сложным.

Эксергетическая температурная шкала и характеристики зон в области низких температур

Эксергетическая температурная функция t_e позволяет построить температурную шкалу, при использовании которой эксергия любого потока тепла определяется температурой.

Введем температурную шкалу, численно совпадающую со значениями функции $t_e = t_e(T)$ (эксергетическая шкала). Величину температуры по эксергетической шкале условно назовем эксергетической температурой t_e , а единицу деления шкалы — градусом ($^{\circ}E$) [I-75].

Связь между температурами по эксергетической шкале и шкале Кельвина определяется уравнением (2-49).

Таблица 2-2
Значение температур для некоторых точек, К и $^{\circ}E$

Наименование точек	Температура	
	К	$^{\circ}E$
Точка затвердевания золота	1 336,15	$73,06 \cdot 10^{-2}$
То же серебра	1 233,65	$76,24 \cdot 10^{-2}$
Точка кипения серы	717,75	$59,16 \cdot 10^{-2}$
То же воды при 760 мм рт. ст.	373,15	$21,44 \cdot 10^{-2}$
Тройная точка воды	273,16	$-7,32 \cdot 10^{-2}$
Точка кипения аммиака при 760 мм рт. ст.	239,8	$-22,25 \cdot 10^{-2}$
То же жидкого кислорода при 760 мм рт. ст.	90,19	$-2,25$
То же азота при 760 мм рт. ст.	77,39	$-2,79$
То же водорода при 760 мм рт. ст.	20,39	$-13,38$
То же гелия при 760 мм рт. ст.	4,22	$-68,47$
То же гелия при 0,1217 мм рт. ст.	1,0	$-292,15$

Температура в эксергетической шкале изменяется так же, как и функция t_e , т. е. от $-\infty$ до $+1$. По сравнению со шкалой Кельвина эксергетическая шкала «сжата» в области высоких и «растянута» в области низких температур. Весь интервал от температуры окружающей среды до $T = \infty$ занимает $1^{\circ}E$. При переходе через T_0 величина t_e изменяет знак,

¹ Внешняя работа в потоке при $p = idem$ не производится.

и ниже T_0 величина τ_e меньше нуля; абсолютное значение этой величины по мере приближения к абсолютному нулю шкалы Кельвина быстро возрастает, стремясь к ∞ . Область температур между 1°E и 0°E соответствует технике высоких температур и технической теплотехнике. Температуры между 0°E и $-\infty$ относятся к низкотемпературной технике.

В табл. 2-2 приведены значения температуры в К и $^\circ\text{E}$ для некоторых реперных точек шкалы температур.

Использование шкалы в $^\circ\text{E}$ позволяет провести температурные границы между разными областями низкотемпературной техники, основываясь на затратах энергии для отвода тепла.

Если принять, что при умеренно низких температурах на отвод 1 кДж холода в идеальном случае необходима затрата работы меньше 1 кДж , а при криогенных — больше 1 кДж , то граница между этими областями пройдет по $\tau_e = -1^\circ\text{E}$ ($T = 293,15/2 = 146,57 \text{ K} = -127^\circ\text{C}$).

Аналогично можно принять, что область криогенной техники делится на три зоны — от $\tau_e = -1$ до $\tau_e = -10^\circ\text{E}$, от $\tau_e =$

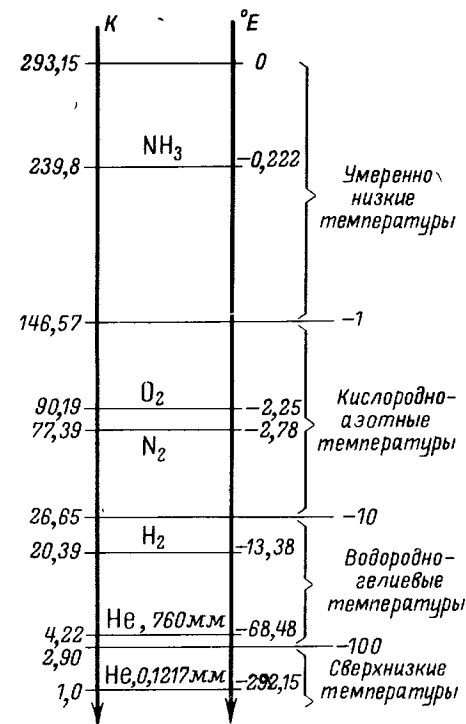


Рис. 2-13. Распределение температурных зон в области низких температур.

$= -10^\circ\text{E}$ до $\tau_e = -100^\circ\text{E}$ и, наконец, ниже $\tau_e = -100^\circ\text{E}$, где необходимая минимальная работа более чем в 100 раз превышает полученное количество холода. Распределение температурных зон, соответствующее такому делению, показано на рис. 2-13. Как видно из рисунка, такое деление хорошо соответствует принятому в низкотемпературной технике разграничению зон азотных температур, водородно-гелиевых температур и сверхнизких, расположенных ниже нормальной температуры кипения гелия ($4,2 \text{ K}$) *.

* В последнее время наиболее часто границу криогенных температур принимают 120 K .

б) Эксергия излучения

При рассмотрении энергетических и эксергетических балансов различных систем и их частей часто бывает необходимо учитывать потоки энергии в форме излучения. К таким системам, в частности, относятся многие элементы высокотемпературных установок, солнечные нагреватели, а также многие биологические объекты.

Во многих случаях обмен энергией в форме излучения не только играет существенную роль в энергетическом балансе, но и составляет его основу (например, в естественных и искусственных космических объектах). Поэтому расчет эксергии излучения необходим при термодинамическом анализе многих технических и других систем.

Излучение (как форма переноса энергии) характеризуется как и тепловой поток тем, что в отличие от энергии потока вещества они не связаны с переносом массы в размерах, которые нужно учитывать при термодинамическом анализе. Общим с тепловым потоком для излучения является также зависимость его эксергии только от одного параметра окружающей среды — температуры T_0 .

Вместе с тем расчет эксергии излучения¹ связан со спецификой, определяемой особенностями этой формы передачи энергии. Основное исследование в этой области принадлежит Р. Петеле и Я. Шаргуту [1-63].

Эксергия излучения может рассматриваться с двух позиций. Можно говорить об эксергии $e_{\text{изл}}$ излучения, испускаемого некоторой поверхностью, свойства и температура которой известны. Но во многих задачах нужно знать эксергию излучения, достигающего некоторой поверхности независимо от источника этого излучения. В этом втором случае параметры излучения определяются путем измерений.

В обоих случаях эксергия $e_{\text{изл}}$ излучения определяет максимальную работу, которая может быть выполнена во время обратимого процесса приведения этого излучения в состояние равновесия с окружающей средой (при T_0).

Рассмотрим две бесконечные параллельные поверхности F и F_0 , между которыми совершается передача энергии посредством излучения (рис. 2-14). Температура этих поверхностей (T и T_0 соответственно, причем $T > T_0$) поддерживается теплоотдатчиком A и теплоприемником B .

¹ Во многих публикациях вместо термина «излучение» используется термин «радиация» для того, чтобы избежать двойственности в терминологии. Под термином «излучение» можно понимать как процесс эмиссии (испускания) фотонов, так и сам результат этого процесса — поток фотонов. Мы будем использовать термин «излучение» во втором смысле, приняв одновременно сочетания слов «испускание излучения» и «поглощение излучения».

Рассмотрим энергетический баланс системы (показан в верхней части рисунка). Контрольные поверхности обозначены штриховыми линиями.

Единица поверхности каждой из пластин одновременно испускает и поглощает определенное количество энергии, за-

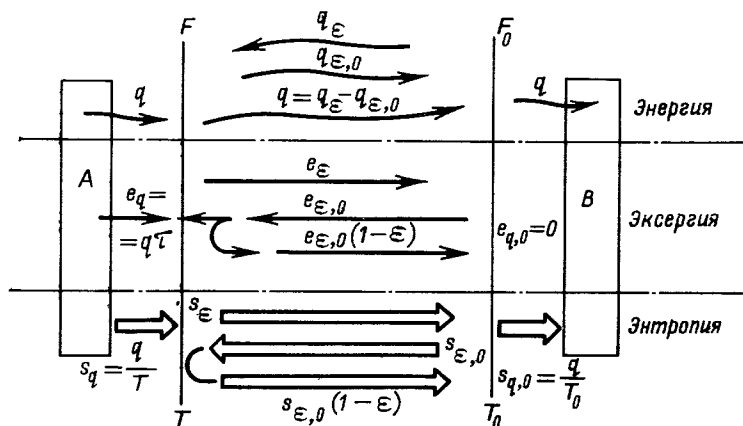


Рис. 2-14. Схема энергетического обмена между двумя плоскими стенками путем излучения.

висящее от ее температуры и степени черноты. Степень черноты поверхности F равна ε , а поверхности F_0 — единице (абсолютно черное тело). Поскольку температура левой пластины выше, суммарный поток энергии будет направлен вправо и равен:

$$q = \varepsilon C_0 \left[\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4 \right], \text{ кдж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}), \quad (2-54)$$

где ε — степень черноты поверхности; C_0 — постоянная (коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела).

Составим эксергетический баланс поверхности F , обозначив через e_{ε} и $e_{\varepsilon,0}$ эксергии собственного излучения поверхностей F и F_0 . Тогда эксергия излучения, отраженного от поверхности F_0 , будет равна $e_{\varepsilon,0}(1-\varepsilon)$, поскольку доля ε поглощается. Баланс будет иметь вид (средняя часть рисунка):

$$e_{\varepsilon,0} + q\tau_e = e_{\varepsilon} + (1-\varepsilon)e_{\varepsilon,0} + d. \quad (2-55)$$

Величина $q\tau_e = e_q$ — количество эксергии тепла, которое получает 1 м^2 поверхности F_0 в секунду; d — удельная потеря от необратимости.

Поскольку в данном случае температура стенки равна T_0 , то эксергия $e_{\varepsilon,0}$ испускаемого ею излучения по определению

равна нулю. Уравнение (2-55) поэтому примет вид:

$$q\tau_e = e_* + d,$$

или

$$e_* = q\tau_e - d, \quad (2-55a)$$

где τ_e — эксергетическая температурная функция из (2-49).

Для определения из этого равенства величины e_* необходимо предварительно найти значение потери от необратимости d , связанной с одновременно происходящими процессами испускания и поглощения излучения. Составим для этой цели баланс энтропии 1 м² поверхности F (двойные линии в нижней части рис. 2-14):

$$s_q = s_* - \epsilon s_{*,0}, \quad (2-56)$$

где $s_q = q/T$ — поток энтропии от теплоотдатчика A ; s_* — энтропия излучения поверхности F ; $s_{*,0}$ — энтропия той части излучения поверхности F_0 , которая поглощается поверхностью F .

Потеря эксергии d по уравнению Гюи—Стодола равна общему возрастанию энтропии Δs , умноженному на T_0 . Отсюда, учитывая уравнение (2-56):

$$d = T_0 \Delta s = T_0 \left(-\frac{q}{T} + s_* - \epsilon s_{*,0} \right). \quad (2-57)$$

Энтропия излучения, как известно, определяется выражением

$$s_* = \epsilon \frac{4C_0}{3} \left(\frac{T}{100} \right)^3 \quad (2-58)$$

Подставляя в уравнение (2-55a) значения величин из формул (2-54), (2-57) и (2-58), получаем:

$$e_* = \epsilon C_0 \left\{ \left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4 - \frac{4}{3} T_0 \left[\left(\frac{T}{100} \right)^3 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^3 \right] \right\}. \quad (2-59)$$

То же уравнение может быть получено и для случая, когда $T < T_0$. Анализ уравнения (2-59) показывает, что эксергия излучения e_* равна нулю при $T = T_0$ и возрастает при отклонении от T_0 в сторону как высоких, так и низких температур, сохраняя при этом положительное значение. В этом смысле эксергия излучения аналогична как эксергии e_r , так и эксергии e (при $p > p_0$).

Энергия излучения, как известно, растет монотонно с повышением температуры, пропорционально ее четвертой степени. Поэтому при $T \neq T_0$ энергия и эксергия излучения всегда различны по величине, за исключением одной точки, соот-

ветствующей температуре T_p , удовлетворяющей отношению $T_p/T_0=0,63$. При $T_0=293\text{ К}$ эта температура $T_p=293 \times 0,63=184,6\text{ К}$.

Эксергия e_* излучения, имеющего температуру выше T_p , меньше его энергии q_* , а при температурах ниже — $e_* > q_*$. В частности, для солнечной радиации при $T_0=300\text{ К}$ отношение $e_*/q_*=0,933$. Это означает, что к. п. д. устройств, работающих на солнечной радиации, будет заниженным, если его рассчитывать по энергии излучения q_* .

Если величина температуры T_0 окружающей среды уменьшается, то температура T_p также понижается. Из формулы (2-59) также следует, что при малых значениях T_0 значения энергии и эксергии излучения сближаются; величина эксергии при $T_0 \rightarrow 0$ стремится к значению $\varepsilon C_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4$. Такие условия характерны для космоса в тех его областях, где весьма низка температура равновесного излучения (которая в этих условиях и соответствует T_0).

Способ определения эксергии излучения e_* для некоторых более сложных случаев, когда спектральное распределение энергии отличается от абсолютно серого тела, рассмотрен в [1-63].

2-4. АНЕРГИЯ

Понятие «анергия» было предложено З. Рантом в 1962 г. [III-40]. Соображения, развитые Рантом, можно вкратце изложить следующим образом.

Каждую форму энергии можно представить как сумму двух частей — неограниченно превратимой (эксергии) и той части, которую в соответствии со вторым началом термодинамики нельзя преобразовать. К непревращающимся видам энергии относятся: тепловой поток на уровне окружающей среды, внутренняя энергия вещества, а также среды при T_0 , связанная с тепловым движением молекул, а также непреобразуемая часть таких видов энергии, как тепловой поток при $T > T_0$ и внутренняя энергия веществ, не находящихся в равновесии с окружающей средой.

Для этой непревратимой части и был предложен термин «анергия». В этом слове к греческому корню «эргон» (работа) прибавлена частица «а» (отрицание «не»); получившееся слово означает: «энергия, которая не может совершать работу».

Понятие «анергия», подробно проанализированное З. Рантом только применительно к тепловому потоку при $T > T_0$, было в дальнейшем распространено на процессы с потоком

рабочего тела как при $T > T_0$, так и при $T < T_0$ [1-30] и на тепловой поток при $T < T_0$.

Как будет показано ниже, характеристика анергии для всех других случаев существенно отличается от тех, которые относятся к условиям, рассмотренным Рантом.

Поэтому целесообразно проанализировать понятие об анергии теплового потока при температуре $T > T_0$ отдельно от всех других случаев, рассмотрение которых связано с учетом факторов, не имеющих значения для теплового потока при $T > T_0$.

а) Анергия теплового потока при $T > T_0$

Эксергия e_q теплового потока при $T > T_0$ равна $q\tau_e$. Поскольку при этих условиях $\tau_e \leq 1$, то

$$e_q \leq q. \quad (2-60)$$

Отсюда анергия a_q теплового потока (при $T = \text{idem}$) по определению этой величины, приведенному выше, составит:

$$a_q = q - e_q = q(1 - \tau_e) = q \frac{T_0}{T} > 0. \quad (2-61)$$

Если температура T переменна, то уравнение (2-58) действительно только для элементарного процесса:

$$\delta a_q = \delta q - \delta e_q = \delta q - \delta q \tau_e = \delta q \frac{T_0}{T}. \quad (2-61a)$$

Для конечного процесса

$$a_q = \sum \delta q \frac{T_0}{T} = \int_1^2 ds T_0 = \Delta s_a T_0. \quad (2-62)$$

Для величины e_q можно записать интегральное уравнение вида

$$e_q = \int_1^2 ds (T - T_0).$$

В этой формуле в отличие от (2-62) переход к Δs невозможен, так как $(T - T_0)$ — величина переменная.

Величина $a = \Delta s T_0$ в формуле (2-62) принципиально отличается от величины потери $T_0 \Delta s_c$ по формуле Гюи—Стодола. Как известно, Δs_c означает *суммарное возрастание энтропии* системы в результате необратимых процессов. В выражении анергии Δs_a показывает только изменение энтропии *одного тела* (нагреваемого или охлаждаемого), она может быть как положительной, так и отрицательной величиной и не связана с потерями эксергии.

Формулы (2-61) и (2-62) позволяют наглядно представить в общем случае разделение величины q на e_q и a_q . На рис. 2-15 показано такое построение в координатах T, s .

Линия 1-2 показывает изменение температуры и энтропии нагреваемого тела в процессе подвода к нему теплового потока q . Величина q соответствует площади 1-2-b-a. Элементарная площадка $efhg$ изображает величину $\delta e_q = ds(T - T_0)$, а вся площадь 1-2-d-c — эксергию тепла q , равную $\int_1^2 ds(T - T_0)$.

Элементарная площадка $ghmk$ соответствует величине энергии тепла δq , равной $ds_a T_0$, а вся площадь $cdba$ — величине энергии тепла q , равной $\Delta s_a T_0$.

Таким образом, энергия в форме теплового потока при $T > T_0$ всегда может быть разделена на эксергию и энергию:

$$q = a_q + e_q, \quad (2-63)$$

причем соотношение между ними в каждом случае строго определено и зависит от температуры, при которой производится передача тепла. Величина θ , характеризующая это соотношение, названа Рантом эксергетической характеристикой тепла:

$$\theta = \frac{e_q}{q}. \quad (2-64)$$

Поскольку $e_q = q\tau_e$, то величина θ равна эксергетической температурной функции — коэффициенту Карно τ_e .

Если для энергетических машин, предназначенных для преобразования тепла в работу, имеет значение только эксергия, а энергия представляет собой нежелательный балласт, то в процессах нагрева и отопления используются обе составляющие энергии.

Для каждого процесса нагрева необходима «смесь» эксергии e_q и энергии a_q , состав которой определяется величиной τ_e . С этой точки зрения энергия в процессах нагрева не является бесполезной и играет в них существенную роль. «Смесь»

Рис. 2-15. Величины эксергии e_q и энергии a_q тепла в координатах T, s

эксергии и энергии заданного состава можно получить различными путями. Однако во всех случаях необходимо учитывать два обстоятельства.

Первое из них заключается в том, что для получения эксергии необходимы ценные природные ресурсы (химическое

или ядерное топливо, гидроэнергия и г. д.), а также сложное специальное оборудование. Все важнейшие технические процессы, начиная от выплавки и обработки металлов и других материалов и кончая передачей информации, требуют для своего осуществления не энергии вообще, а *эксергии* (или непосредственно, или превращенной в электрическую или механическую форму). Поэтому эксергия имеет определенную стоимость и ее расходование в народном хозяйстве должно быть возможно более экономичным. *Анергия* тепла, напротив, имеется всегда в неограниченном количестве в окружающей среде и ее ценность равна нулю.

Второе чрезвычайно важное обстоятельство заключается в том, что переход эксергии в анергию возможен и сопровождается всякий необратимый процесс; при этом ценная эксергия исчезает и превращается в не имеющую ценности анергию. Обратный переход анергии в эксергию невозможен.

Приведенные выше положения о связи величин энергии и эксергии могут рассматриваться как весьма наглядные частные формулировки первого и второго начал термодинамики применительно к стационарным термомеханическим системам при $T > T_0$. Первое начало термодинамики в этом случае будет формулироваться так: *«Во всех стационарных процессах сумма эксергии (эксергия тепла + работа) и анергии есть величина постоянная»*: $e_q + l + a_q = \text{idem}$. Второе начало термодинамики можно сформулировать так: *«Во всех обратимых процессах отношение эксергии и анергии есть величина постоянная»*: $(e_q + l)/a_q = \text{idem}$ (для обратимых процессов). *«Во всех необратимых процессах отношение эксергии к анергии может только уменьшаться»* (для необратимых процессов).

Поэтому нужно стремиться получать тепловой поток при заданной величине $\tau_e < 1$ таким образом, чтобы избежать превращения эксергии в анергию. При таком превращении, связанном с необратимостью, величина $e_q + l$ уменьшится на величину потери от необратимости d , т. е. $e''_q + l'' = e'_q + l' - d$, а величина анергии на эту же величину возрастет: $a''_q = a'_q + d$. Отношение $(e_q + l)/a_q$ в этом случае уменьшится:

$$\frac{e''_q + l''}{a''_q} < \frac{e'_q + l'}{a'_q}.$$

Избежать потерь от необратимости и обеспечить постоянство отношения $(e_q + l)/a_q$ для получения теплового потока с заданной величиной τ''_e при температуре T'' можно только путем построения соответствующего обратимого процесса. Здесь могут быть два случая.

Первый случай. Имеется тепловой поток при некотором значении θ' , большем чем θ'' (т. е. при температуре $T' > T''$). В этом случае в тепловом потоке содержится большая, чем нужно, доля эксергии e_q . Единственный способ уменьшить эту величину эксергии тепла без потерь от необратимости состоит в том, чтобы превратить часть ее в механическую работу l_e . Схема такого преобразования в виде диаграммы потоков

представлена на рис. 2-16,а. В работу l должна быть превращена такая часть эксергии $\Delta e_q = e'_q - e''_q$, чтобы оставшаяся величина e''_q имела значение, при котором получается заданная величина $\theta'' = e''_q/q''$. Анергия при этом не изменяется, и $a'_q = a''_q$. Такое преобразование эксергии тепла в работу может быть проведено посредством прямого обратимого цикла.

Второй случай. Имеется тепловой поток при $T' < T''$, и, следовательно, с более низким, чем нужно, значением $\theta' < \theta''$. Это означает, что необходимо какую-то часть анергии a_q превратить в эксергию e_q . Такое превращение самопроизвольно

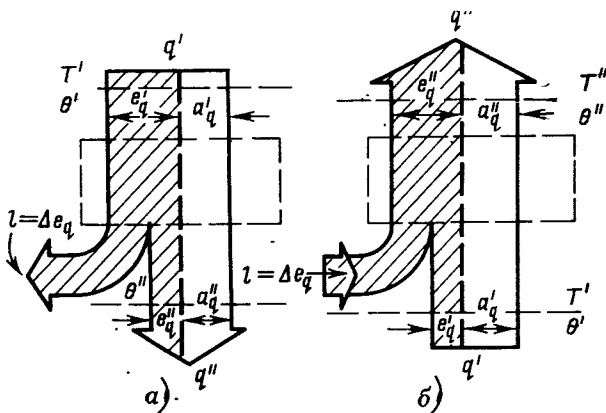


Рис. 2-16. Диаграммы потоков эксергии и анергии тепла в обратимых процессах преобразования качества теплового потока.

а — с получением работы из e_q ; б — с затратой работы для получения e_q

происходить не может. Поэтому необходимо подвести некоторое количество работы $l = \Delta e_q = e''_q - e'_q$, чтобы увеличить долю эксергии и получить тепловой поток q'' с заданным значением θ'' . Схема такого процесса, который может быть реализован с помощью обратного обратимого цикла, показана на диаграмме потоков (рис. 2-16,б). В пределе, при $T' = T_0$, тепловой поток q' будет целиком состоять из анергии, взятой из окружающей среды, и вся эксергия тепла q'' , равная e''_q , будет получена из работы l .

Нетрудно видеть, что в первом случае рабочий процесс в идеализированном виде соответствует принципу, положенному в основу ТЭЦ, где тепловой поток, получаемый от продуктов сгорания топлива, частично преобразуется в работу (и затем в электроэнергию), а оставшаяся его часть, содержащая малую долю эксергии, используется для теплофикации. В этом случае происходит «отделение» от анергии части эксергии и преобразование ее в работу.

Во втором случае рабочий процесс (также в идеализированном виде) соответствует работе теплового насоса, назначение которого состоит не в отделении e_q от a_q , а напротив, в их «смешении» с целью увеличения доли e_q в величине q . Для этого необходима затрата работы l , переходящей в e_q . Оба процесса в идеальном случае, когда $d=0$, одинаково эффективны.

Очевидно также, что электронагрев (в случае, когда тепловой поток $q=e_q+a_q$ получается из электроэнергии, для которой $\theta'=1$) неизбежно сопровождается потерями d , которые тем больше, чем ниже θ'' того тепла, которое надо «получить». В таких процессах вся анергия a''_q получается из ценной эксергии e'_q , что явно невыгодно, поскольку эту анергию можно получить даром из окружающей среды или менее ценного теплового потока, в котором $\theta' \ll 1$. Диаграмма потоков для этого случая представлена на рис. 2-17. Вся величина a_q является потерей от необратимости $d=e'_q-e''_q$, поскольку при обратимом проведении процесса эта разность целиком была бы превращена в полезную работу l . Чем больше θ'' отличается от θ' , тем невыгодней электронагрев.

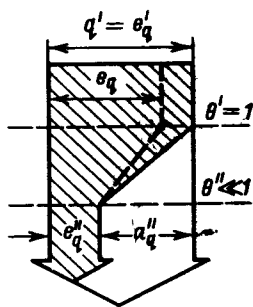


Рис. 2-17. Диаграмма потоков эксергии и анергии в процессах нагрева.

Если, например, вода кипит на электроплитке, то $\theta'' = (373-293)/373 = 0,26$, и тогда $1-0,26 = 0,74$, т. е. около 75% эксергии e_q тепла теряется бесполезно. Аналогичные показатели получаются и в том случае, когда низкотенциальное тепло для нагрева или отопления получается сжиганием топлива. Тогда $e_q < q'$ (штриховая линия на рис. 2-17) и потеря e_q будет несколько меньше, но все же достаточно большой. Для продуктов сгорания при температуре, например, 800°C значение $\tau'_e \approx 0,73$, а τ''_e при 100°C равно 0,26. Тогда теряется бесполезно $(0,73-0,26)/0,73 \approx 0,65$, или 65% эксергии тепла. В реальных условиях, разумеется, картина будет более сложной (как в термодинамическом плане, так и с учетом технико-экономических факторов), чем в идеализированных примерах. Однако все отмеченные зависимости в полной мере отражают действительные связи величин эксергии и анергии.

Таким образом, понятие анергии, используемое в области тепловых процессов при $T > T_0$, позволяет наглядно представить характер энергетических превращений с точки зрения второго начала термодинамики.

Методическая ценность понятия анергии для анализа термомеханических процессов при температурах выше T_0 не вызывает сомнений.

б) Анергия теплового потока при $T < T_0$

В отличие от предыдущего случая здесь $\tau_e < 0$ и анергия всегда будет иметь знак, противоположный тепловому потоку. Что касается ее абсолютного значения, то в зависимости от величины τ_e оно может быть как больше, так и меньше q . Это означает, что четкое представление о разделении теплового потока на эксергию и анергию, которые представляют собой его части, не может быть перенесено из области $T > T_0$ в область $T < T_0$. Диаграммы потоков, показанные на рис. 2-16 и 2-17, также невыполнимы в простом и наглядном виде для низкотемпературной области, поскольку направления потоков эксергии и анергии будут противоположны.

В результате основное преимущество введения понятия анергии, — наглядное представление энергетических превращений — полностью утрачивается¹.

в) Анергия потока рабочего тела

Анергия потока вещества определяется аналогично анергии теплового потока как разность его энергии и эксергии.

Соответствующие графические построения в i, s -диаграмме показаны на рис. 2-18.

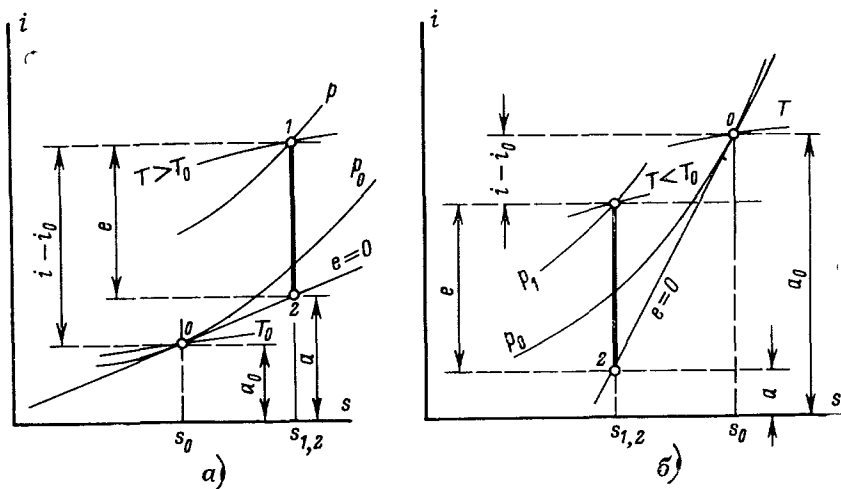


Рис. 2-18. Определение анергии потока в i, s -диаграмме.
а — при $T > T_0$; б — при $T < T_0$.

В обоих случаях анергия a равна ординате точки 2, лежащей на пересечении прямой окружающей среды ($e=0$) и ли-

¹ Такие построения могут быть выполнены, но полученные этим путем диаграммы носят формальный характер [IV-13].

нии $s = \text{idem}$, проходящей через точку 1 (рассматриваемое состояние).

Значение анергии потока

$$a = i - e = i - [i - i_0 - T_0(s - s_0)] = T_0(s - s_0) + i_0. \quad (2-65)$$

Если параметры вещества нулевые (p_0, T_0), то эксергия равна нулю и точка 1 совпадает с точкой 0 . В точке 0 значение величины i_0 совпадает с величиной энергии окружающей среды a_0 . Тогда формула (2-65) примет вид:

$$a = T_0(s - s_0) + a_0. \quad (2-65a)$$

Из диаграммы и формулы (2-65a) видно, что величина анергии потока принципиально отличается от величины эксергии по своему построению. Это отличие определяется тем, что выражение анергии (2-62a) включает константу $a_0 = i_0$, зависящую от выбора точки начала отсчета энтальпии, которая, вообще говоря, может быть произвольной¹. Значение эксергии потока e не зависит от выбора начала отсчета энергии.

Неопределенность значения величины анергии потока создает трудности для ее успешного применения. Кроме того, неопределенное значение a_0 приводит к нарушению логической связи понятий, связанных с эксергетическими характеристиками потоков тепла и рабочего тела.

Рассмотренные выше соображения показывают, что понятие анергии имеет значительно меньшую общность, чем понятие эксергии. Оно может быть успешно использовано в термодинамическом анализе только в одной его области — для термических процессов при $T > T_0$. В остальных случаях применение понятия «анергия» не оправдано как с теоретической, так и с практической точек зрения.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИЕ ДИАГРАММЫ СОСТОЯНИЯ И РАСЧЕТНЫЕ НОМОГРАММЫ

3-1. ОСОБЕННОСТИ И КЛАССИФИКАЦИЯ ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИХ ДИАГРАММ

Широкое использование понятия эксергии в термодинамике, и в частности при термодинамическом анализе, привело к необходимости непосредственно, без специальных расчетов

¹ По физическому смыслу энтальпия потока вещества есть его энергия; точка начала отсчета энергии с термодинамической точки зрения произвольна.

находить величины e , e_q и их составляющие для различных веществ и смесей, а также значения τ_e при заданных T и T_0 . Решение этих задач, так же как и многие расчеты с эксергетическими функциями, удобно проводить графическими методами.

В некоторых случаях для этого можно использовать диаграммы состояния соответствующих веществ в координатах T , s и особенно i , s , нанеся на них линию окружающей среды и линии $e = idem$. Однако такой метод не всегда позволяет получить все необходимые данные. Поэтому были разработаны и применяются на практике специальные диаграммы, в которых эксергетические функции используются непосредственно в качестве одной из координат. Эти диаграммы можно разделить на две группы: калорические и калорически-термические диаграммы.

В группу калорических входят e , s -диаграмма (Дж. Кинан, 1932 г.), e , i -диаграмма (И. П. Ишкин и В. М. Бродянский, 1952 г.), косоугольная e , s , i -диаграмма (П. Грассман, 1953 г.), e , ξ -диаграмма для бинарных смесей (В. М. Бродянский, 1959 г.) и другие [II-1—II-23].

К группе калорически-термических относятся T , e -, $\lg p$, e -, τ_e , i -диаграммы (А. И. Андрущенко, 1952 г.). Сюда же можно отнести расчетную τ_e , q -диаграмму (К. Сейпель, 1950 г.), которая может быть сведена к τ_e , i -диаграмме¹, а также номограммы с эксергией e в качестве ординаты [II-24].

Роль эксергетических диаграмм, как первой, так и второй группы, не ограничивается их использованием для снятия эксергетических параметров и проведения с их помощью различных термодинамических расчетов.

Не менее важным является то обстоятельство, что посредством эксергетических диаграмм могут быть выявлены и наглядно представлены такие свойства и характеристики процессов, которые не могут быть получены с помощью обычных диаграмм состояния, в которые параметры окружающей среды не входят. Примеры такого использования эксергетических диаграмм даны в гл. 5.

Важным вопросом при построении эксергетических диаграмм состояния являются выбор точек начала отсчета эксергии.

Для всех диаграмм с эксергией потока e в качестве одной из координат в общем случае должна использоваться величина $\Sigma e = e + e_0$ (только у воздуха и воды, у которых $e_0 = 0$, величины Σe и e совпадают). Однако на практике величину e_0 почти никогда не включают в диаграмму ввиду того, что большинство веществ, для которых такие диаграммы строят-

¹ Сама τ_e , q -диаграмма, строго говоря, не является диаграммой состояния, поскольку количество тепла q является параметром процесса, а не состояния.

ся, используются в циклах, где e_0 не играет роли. Кроме того, в зависимости от методики выбора уровня отсчета величина e_0 может быть разной. В тех расчетах, где e_0 должна учитываться, ее легко можно включить, прибавляя к e , найденной из диаграммы, аддитивную постоянную, равную e_0 . Сказанное полностью относится и к обычным T , s -, i , s -диаграммам, и к другим диаграммам, на которые наносятся линии постоянной эксергии.

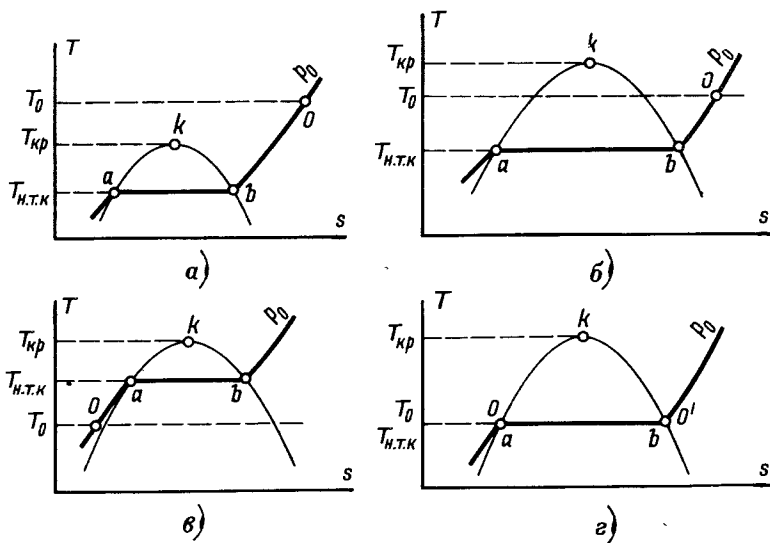


Рис. 3-1. Расположение точек нулевого состояния (p_0 , T_0) для различных веществ в координатах T , s .

Точка начала отсчета величины e определяется только параметром T_0 и в некоторых случаях p_0 . При построении диаграммы состояния с величиной эксергии e при выборе точки начала отсчета по температуре T_0 не возникает никаких трудностей. Что же касается давления, то при выборе точки начала отсчета необходимо в ряде случаев принимать во внимание некоторые дополнительные соображения.

1. В зависимости от индивидуальных свойств вещества точка, соответствующая состоянию при T_0 , p_0 , может находиться как в области газообразного, так и в области конденсированного состояния.

На рис. 3-1 показаны в T , s -координатах возможные места расположения точек T_0 , p_0 для различных веществ в области газообразного и жидкого состояния¹.

¹ Вещества, которые при температуре окружающей среды находятся в твердом состоянии, здесь не рассматриваются, поскольку они не используются как рабочие тела тепловых и низкотемпературных установок.

В первом случае точка O нулевого состояния находится в области газа. При этом T_0 может быть как выше $T_{кр}$ (рис. 3-1,а), так и ниже (рис. 3-1,б). Для воздуха, азота, кислорода, аргона, гелия и других газов с низкой критической температурой величина $T_0 > T_{кр}$; для пропана, бутана и ряда других веществ с более высокой критической температурой значение $T_0 < T_{кр}$; нормальная температура кипения $T_{н.т.к} < T_0$.

Второй случай (рис. 3-1,в) характерен для веществ с высокой критической температурой, когда T_0 лежит ниже нормальной температуры кипения $T_{н.т.к}$ (вода, ртуть, четыреххлористый углерод и др.). Точка нулевого состояния лежит в области жидкости.

Может быть и третий случай (рис. 3-1,г), когда T_0 и $T_{н.т.к}$ совпадают. Тогда точка нулевого состояния вытягивается в линию $O-O'$, все состояния на которой имеют одинаковую нулевую эксергию независимо от того, является ли вещество влажным паром, насыщенной жидкостью или сухим насыщенным паром.

Поскольку, как правило, все рабочие тела как тепловых, так и холодильных установок за исключением воздуха и воды используются только в замкнутых процессах, давление окружающей среды не оказывает никакого влияния на характеристики процесса, в том числе и на эксергетические. Поэтому точка начала отсчета по давлению безразлична и можно за нулевое состояние взять точку пересечения изотермы T_0 с *любой изобарой при $p \neq p_0$* . Все величины разности эксергий (а при анализе циклов только разности Δe и имеют значение) останутся неизменными вне зависимости от выбора давления начала отсчета p (рис. 2-8).

На практике для случая $T_0 > T_{н.т.к}$ на диаграммах берут точку начала отсчета по T_0 и p_0 . В случае $T_0 < T_{н.т.к}$ для удобства построения диаграммы в качестве начала отсчета выбирают давление насыщения при T_0 . Тогда второй случай сводится к третьему и нет необходимости начинать построение с области жидкости, где расположение изобар слишком тесное.

2. Вода, наиболее распространенное рабочее тело в тепловых и некоторых холодильных установках, в отличие от других рабочих тел является одной из стандартных окружающих сред и часто используется в открытых процессах.

Поэтому выбор давления начала отсчета эксергии для воды не может быть столь свободным, как для других рабочих тел. Казалось бы, поэтому следует принять за начало отсчета давление $p_0 = 1 \text{ кгс/см}^2$ при $T_0 = 293 \text{ К}$.

Однако в окружающей среде вода существует в двух формах, находящихся в равновесии — в виде жидкости при p_0 и T_0 и пара в атмосфере, который при температуре $T_0 = 293 \text{ К}$ и насыщении имеет давление $p \ll p_0$ ($p \approx 17,53 \text{ мм рт. ст.}$). Раз-

ница в давлении воды и равновесного с ней пара связана с давлением воздуха; условия такого равновесия определяются уравнением Пойнтинга [0-2].

Если принять за начало отсчета состояние жидкой воды при T_0 , то сухой насыщенный (и влажный) пар воды при $T = 293 \text{ К}$ будет иметь эксергию e , отличную от нуля, что не соответствует условиям в реальных технических системах (например, в конденсаторах теплосиловых установок). Поэтому в диаграммах для воды точку начала отсчета эксергии принимают при T_0 и давлении $p = 17,53 \text{ мм рт. ст.}$ ($0,0194 \text{ кгс/см}^2$), соответствующем упругости пара при этой температуре. Эксергия жидкой воды при T_0 и давлениях 1 кгс/см^2 и $0,0194 \text{ кгс/см}^2$ практически не отличаются одна от другой и равны нулю¹. Следовательно, для воды второй и третий случаи на рис. 3-1 практически совпадают (точка 0 сливается с точкой a).

Рассмотрим свойства наиболее распространенных эксергетических диаграмм состояния, а также методы их использования для различных термодинамических расчетов.

3-2. i, s - и T, s -ДИАГРАММЫ С ЛИНИЯМИ ПОСТОЯННОЙ ЭКСЕРГИИ

Наиболее широко применяемые в термодинамических расчетах диаграммы состояния в координатах T, s и i, s могут быть дополнены линиями $e = \text{const}$.

¹ Величина изотремической работы сжатия воды при T_0 от $0,0194$ до 1 кгс/см^2 , определяющая эту разницу, составляет весьма малую величину [11-15].

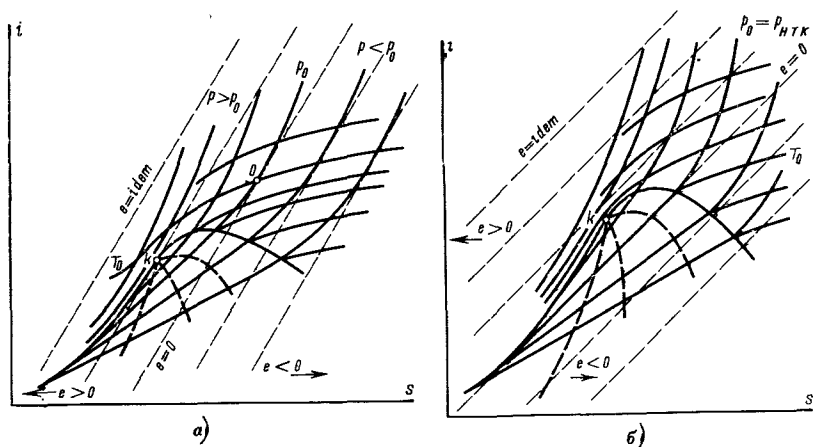


Рис. 3-2. Схемы i, s -диаграмм с нанесенными на них линиями $e = \text{idem}$.
а — при $T_0 > T_{\text{н.т.к.}}$; б — при $T_0 = T_{\text{н.т.к.}}$

В этом случае, так же как и в эксергетических диаграммах, где по одной из осей координат откладывается значение e , величина e_0 , представляющая собой для каждого вещества аддитивную константу, не учитывается. Точка начала отсчета (нулевое состояние) определяется только параметром T_0 и, как уже указывалось, в некоторых случаях p_0 .

Проще всего линии $e = \text{idem}$ нанести на диаграммы в координатах t, s , где они представляют собой семейство параллельных прямых, касательных к изобарам в точке их пересечения с изотермой T_0 (см рис 2-4). На рис 3-2 показаны схемы таких диаграмм для двух случаев. Как видно из диа-

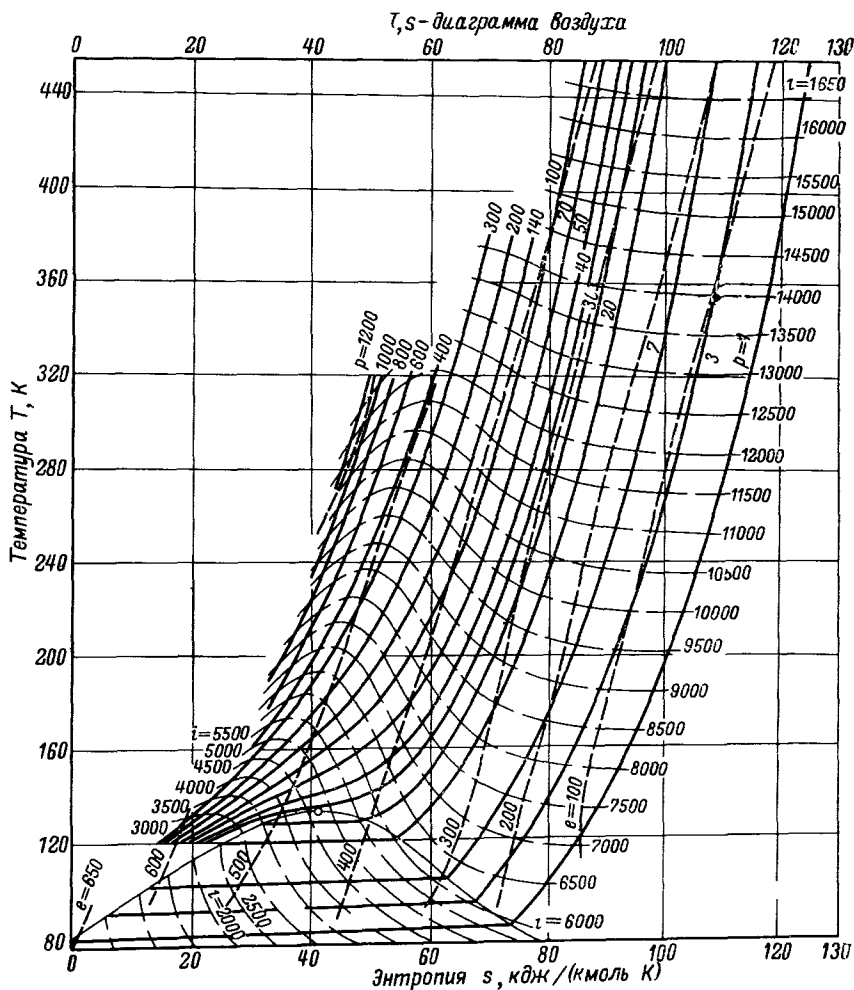


Рис 3-3 Диаграмма воздуха в координатах T, s с линиями $e = \text{idem}$

граммы, эксергия в любой точке может быть определена посредством равномерной сетки прямых $e = \text{idem}$. Выше линии $e = 0$ расположена область положительных значений эксергии ($e > 0$), ниже — отрицательных ($e < 0$).

В T, s -диаграмме линии $e = \text{idem}$ представляют собой кривые линии, поскольку величина e не является в области одной фазы линейной функцией от T . На рис. 3-3 дана T, s -диаграмма воздуха с нанесенными на ней линиями $e = \text{idem}$. Такая диаграмма напоминает i, s -диаграмму (сравни с рис. 3-2,а) с той лишь разницей, что здесь в отличие от i, s -диаграммы линии $e = \text{idem}$ не эквидистантны и не являются прямыми (за исключением двухфазной области влажного пара).

3-3. e, i -ДИАГРАММА (ЭКСЕРГИЯ — ЭНТАЛЬПИЯ) И ЕЕ МОДИФИКАЦИИ

e, i -диаграмма является косоугольной модификацией i, s -диаграммы, где ось энтропии наклонена влево от вертикали на угол, при котором прямая окружающей среды, а следовательно и все прямые $e = \text{idem}$, располагаются горизонтально.

Схема расположения координатных осей e, i -диаграммы показана на рис. 3-4.

В зависимости от физических свойств вещества расположение его диаграммы на координатной сетке e, i выглядит различно. На рис. 3-5 показан «внешний» вид диаграммы для двух характерных случаев, рассмотренных выше.

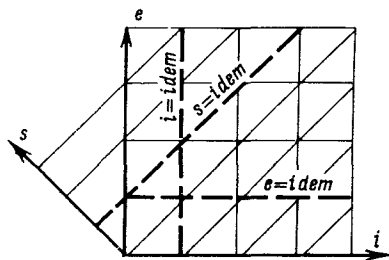
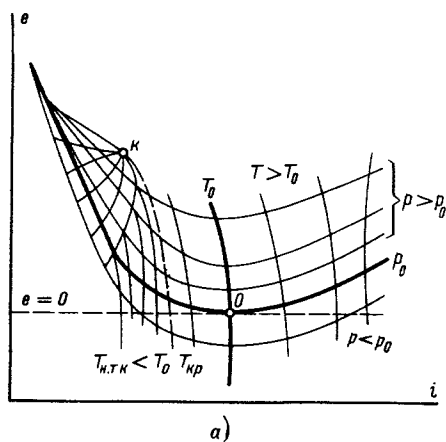


Рис. 3-4. Схема расположения координатных осей на e, i -диаграмме.

В первом случае (рис. 3-5,а) нулевая точка определяется пересечением изобары p_0 и изотермы T_0 , находящейся в области перегретого пара (газа). Поэтому область влажного пара, температура в которой значительно ниже T_0 , соответствует состояниям с высокой эксергией и перемещается в левый верхний край диаграммы. Чем ниже критическая температура рабочего тела, тем, при прочих равных условиях, выше эксергия влажного пара и жидкости, и тем выше расположена область влажного пара. Такой вид диаграммы характерен для низкотемпературных хладагентов, двуокиси углерода, воздуха, азота, водорода, неона, гелия и др.¹

¹ e, i -диаграммы двуокиси углерода, воздуха, неона и гелия даны в приложении к книге.

Во втором случае (рис. 3-5,б) прямая окружающей среды совпадает с изотермой T_0 в области влажного пара; давление p на этой изотерме определяется свойствами вещества.



В частном случае, когда $T_{н.т.к}$ этого вещества совпадает с T_0 , $p=p_0$. На e, i -диаграмме таких веществ область влажного пара, а также изотермы и изобары расположены аналогично тому, как это имеет место в i, s - и T, s -диаграммах. К этим веществам относятся вода и ряд хладагентов с нормальной температурой кипения $T_{н.т.к}$ ниже 250—260 К (в частности, аммиак и большинство фреонов)¹.

e, i -диаграмма дает возможность геометрически интерпретировать эксергетическую температурную функцию τ_e и показать связь между T, T_0 и τ_e .

Для любой изобары на e, i -диаграмме (рис. 3-6,а) величина $(\partial e / \partial i)_p = \tau_e$ в соответствии с формулой (2-52). Поэтому величина τ_e численно равна тангенсу угла наклона α касательной к изобаре в точке ее пересечения с изотермой T . Если $T' < T_0$, то $\tau'_e < 0$, а если $T'' > T_0$, то $\tau''_e > 0$. При $T = T_0$, $\text{tg } \alpha = 0$ и $\tau_e = 0$.

Рис. 3-5. Внешний вид e, i -диаграммы для разных веществ.

а — при $T_0 > T_{н.т.к}$; б — $T_0 \leq T_{н.т.к}$.

Описанное построение аналогично определению абсолютной температуры T по i, s -диаграмме, где $(\partial i / \partial s)_p = T$ (рис. 3-6,б). Здесь $\text{tg } \alpha$ всегда больше нуля, поскольку величина T , в отличие от τ_e , может быть только положительной.

Величина τ_e позволяет определить на e, i -диаграмме положение изобар и очертания диаграммы во всем интервале тем-

¹ e, i -диаграмма аммиака дана в приложении к кннге.

ператур аналогично тому, как это делается для i , s -диаграммы по величине T .

В области температур ниже T_0 величина τ_e меняется от 0 до $-\infty$ по мере снижения абсолютной температуры. Соответственно изменятся угол наклона касательной к изобаре — от 180 до 90°. Следовательно, по мере приближения к абсолютному нулю изобары в координатах e , i поднимаются все круче вверх, приближаясь асимптотически к вертикали. На участках, где вещество состоит из двух фаз, τ_e при отводе тепла не изменяется и соответственно не изменяется наклон изобар; изобары в двухфазных областях — прямые.

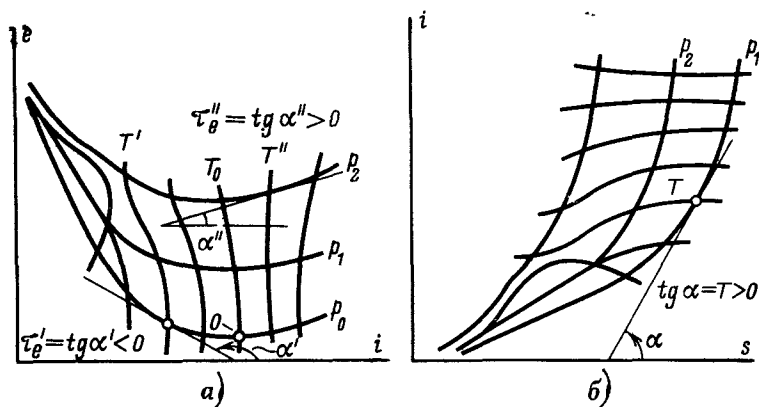


Рис. 3-6. Графическая интерпретация величин τ_e и T на e , i - и i , s -диаграммах.

a — e , i -диаграмма; b — i , s -диаграмма.

Значение функции e при повышении температуры в пределе стремится к бесконечности. Так как в области температур выше T_0 эксергетическая температура τ_e меняется от 0 до 1, то угол наклона касательных к изобарам увеличивается по мере повышения эксергетической температуры от нулевого значения и стремится к 45° при $\tau_e \rightarrow 1$.

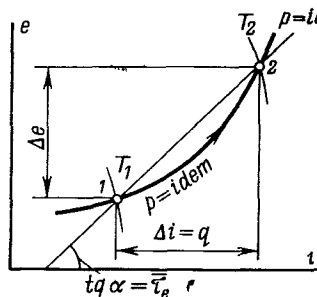
Поэтому в области высоких температур изобары идут более отлого; в пределе при $T = \infty$ их направление совпадает с направлением линий $s = \text{idem}$, которые в e , i -диаграмме также проходят под углом в 45° (при одинаковом масштабе для i и e ; если масштабы различны, все закономерности сохранятся, но соответственно изменится величина угла наклона всех линий). Наиболее наглядно все описанные закономерности видны на e , i -диаграмме воздуха (см. приложение).

При анализе тепловых и холодильных установок часто встречается задача определения среднетермодинамической температуры $\bar{T}$ или τ_e . Пользуясь любой из этих величин

(определив T из соотношения $1 - T_0/T$, а τ_e — непосредственно), можно определить эксергию любого теплового потока при переменной температуре, не прибегая к вычислению по формуле $e_q = \sum \delta q \tau_e$. Для этого вместо переменной величины τ_e используется соответствующая среднетермодинамическая температура $\bar{\tau}_e$, которая при умножении на величину теплового потока q дает ту же величину e_q :

$$e_q = q \bar{\tau}_e. \quad (2-48a)$$

Из формулы (2-53) следует, что в случае изобарного процесса e_q равно разности Δe в начальной и конечной точках процесса. Использование этого равенства позволяет при $p = \text{idem}$ избежать вычислений по формуле $e_q = \sum \delta q \tau_e$. Свойства



e, i -диаграммы позволяют решить эту задачу с помощью формулы (2-48a), определяя величину $\bar{\tau}_e$ в любом заданном интервале температур по диаграмме (рис. 3-7). Действительно, для изобарного процесса изменения состояния 1-2 имеем:

$$\bar{\tau}_e = \frac{\Delta e}{\Delta i} = \frac{\Delta e}{q} = \tan \alpha. \quad (3-1)$$

Рис. 3-7. Определение $\bar{\tau}_e$ по e, i -диаграмме.

По величине τ_e легко в случае необходимости определить значение среднетермодинамической температуры $\bar{T}$, $\bar{K}$, пользуясь формулой (2-49).

Изохоры в координатах e, i проходят аналогично изобарам, но крутизна их подъема больше, поскольку

$$\left(\frac{\partial e}{\partial i} \right)_v = 1 - \frac{T_0}{kT} > \left(\frac{\partial e}{\partial i} \right)_p = 1 - \frac{T_0}{T}.$$

Положение минимума для изохор соответствует температуре $T = T_0/k$, которая в координатах e, i находится левее температуры T_0 , так как $T_0/k < T_0$.

а) Составляющие величины эксергии

e, i -диаграмма позволяет определить для любого состояния вещества составляющие эксергии потока, связанные как с разностью давлений (e_p), так с разностью температур (e_T) по отношению к окружающей среде. Эти составляющие эксергии описываются формулами (2-17) — (2-19).

Нужное для определения составляющих e_p и e_T построение показано на рис. 3-8. Например, для точки 1 величина e'_T будет равна разности ординат точек 1 и 2 (точка 2 находится

на пересечении изобары p_1 и изотермы T_0); величина e'_p равна разности ординат точек 2 и 0.

Все состояния, соответствующие прямой ab , имеют одинаковую эксергию e_1 . Поэтому обратимый переход из любого заданного состояния на этой прямой в другое, определяемое ординатой e_1 , возможен без затраты работы (и без ее получения). При этом только изменяется соотношение между e_T и e_P : один вид эксергии, связанный с $\Delta p = p - p_0$, переходит в другой, связанный с $\Delta T = T - T_0$, или наоборот.

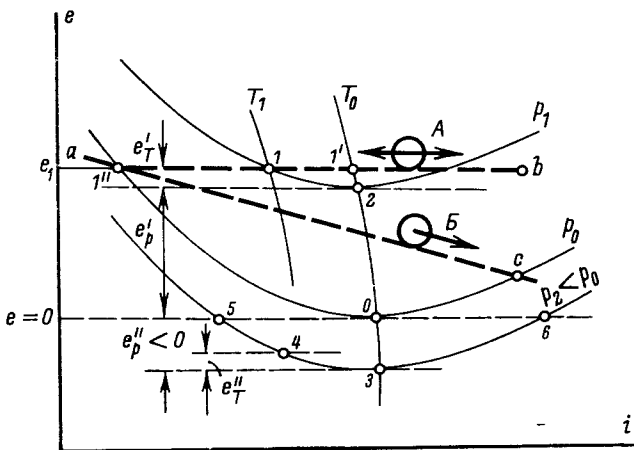


Рис. 3-8. Графическое определение составляющих эксергии e_p и e_T .

В частности, в точке I' величина $e_T=0$ и $e=e_p$. В точке I'' , напротив, $e_p=0$, а $e=e_T$.

Взаимосвязь различных состояний с точки зрения условий перехода из одного в другое наглядно иллюстрируется на e, i -диаграмме посредством простой механической аналогии.

Можно представить прямую, соединяющую две точки, как след плоскости, перпендикулярной плоскости диаграммы. Тогда шарик, помещенный на этой плоскости, будет скатываться в сторону возможного направления процесса. Работа, которую в этом случае можно получить от единицы массы вещества — Δe — равна изменению потенциальной энергии единицы массы шарика, если рассматривать величину e как высоту h , определяющую его положение.

Для состояний, расположенных на прямой ab , значение $\Delta e=0$ и шарик A может передвигаться в любую сторону без затраты или производства работы.

Если рассмотреть состояния, точки которых расположены на прямой ac , то видно, что шарик B может скатываться

только в направлении от a к c . Это означает, что самопроизвольный переход по этой прямой возможен только вправо вниз; движение в противоположном направлении возможно только при затрате работы l (или соответствующей эксергии любого вида), равной в идеальном случае Δe , а реальном — большей Δe на величину потерь d .

За счет эксергии самого рабочего тела такой процесс (с движением «вверх») не осуществим.

На e, i -диаграмме наглядно графически интерпретируются положения об отрицательных значениях e_p при $p < p_0$ и о том, что всегда $e_T > 0$.

Легко видеть из диаграммы, что e_p и e_T имеют разные знаки для всех состояний при $p < p_0$ (e_p всегда меньше нуля при $p < p_0$). Например, для точки 4 $e = e''_T - e''_p < 0$. В частном случае, при $e = 0$, абсолютные значения e_T и e_p равны (например, точки 5 и 6).

Процессы перевода одного вида эксергии в другой в потоке рабочего тела широко используются в технике как в одном потоке, так и при взаимодействии нескольких потоков. Примером первого процесса могут служить дросселирование и расширение с отдачей внешней работы, используемые в низкотемпературной технике, когда за счет уменьшения e_p увеличивается e_T (связанная с охлаждением газа)¹. Примером второго вида является процесс в эжекторе, где за счет уменьшения e'_p одного потока возрастает e''_p другого потока при соответствующем изменении e_T .

Поскольку реальные процессы связаны с потерями эксергии, суммарная величина $e = e_p + e_T$ на выходе всегда меньше, чем на входе на величину потери d .

б) Учет изменения параметров окружающей среды T_0 и p_0

Несмотря на то что e, i -диаграмма строится для постоянной температуры окружающей среды $T_0 = 293$ К, ее свойства позволяют легко вносить в значение e поправку, связанную с изменением T_0 . Такая задача может возникнуть при анализе влияния температуры окружающей среды на показатели работы того или иного агрегата.

Изменение T_0 приводит к тому, что значение e в данной точке диаграммы изменится на некоторую величину Δe , которая, как было показано ранее, может быть как положительной, так и отрицательной. Величину Δe можно определить из следующих соображений.

Если при некотором значении T_0

$$e = i - T_0 s + c, \quad (3-2)$$

¹ Этот вопрос подробно рассмотрен в § 5-2.

то при другой температуре окружающей среды, равной T'_0 ,

$$e' = i - T'_0 s + c', \quad (3-3)$$

так как величины i и s не изменяются. Отсюда

$$\Delta e = (T_0 - T'_0) s + (c - c'). \quad (3-4)$$

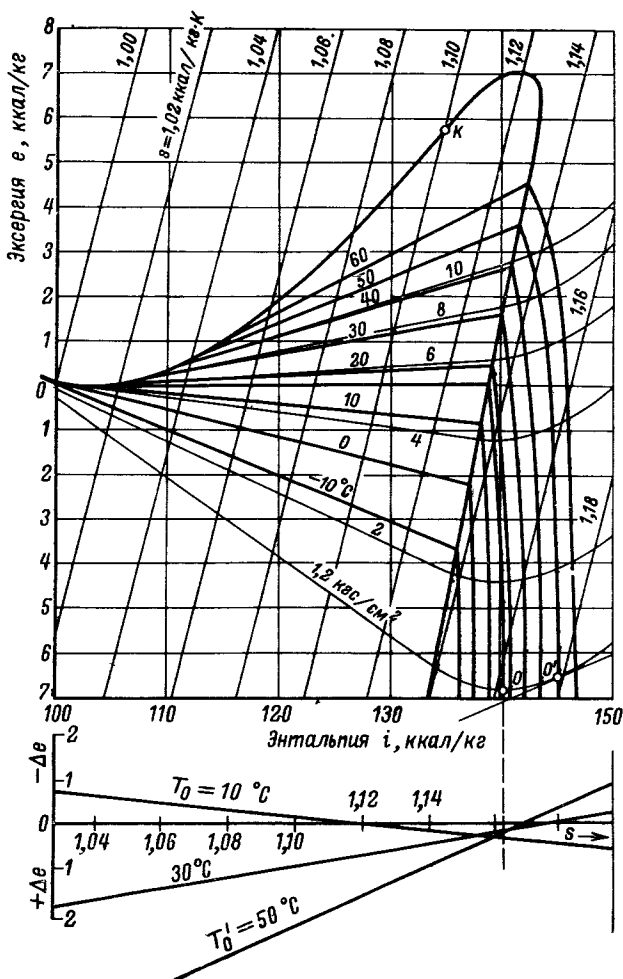


Рис. 3-9. e, i -диаграмма фреона-12 с поправочными прямыми для определения Δe при изменении T_0 .

Уравнение (3-4) показывает, что при постоянных T_0 и T'_0 Δe является линейной функцией s , так как разность $c - c'$ — постоянная величина. Пользуясь уравнением (3-4), можно построить поправочные прямые для определения Δe при данном T'_0 по отношению к значению e при T_0 [II-19—II-20].

На рис. 3-9 вместе с e, i -диаграммой фреона-12 показаны такие прямые для четырех значений температур T_0 окружающей среды (10, 20, 30 и 50 °С). Основное построение диаграммы выполнено для $T_0 = 290$ К.

Горизонтальная прямая s является осью, на которой отложены значения энтропии в тех же пределах, что и на диаграмме. Поправка к значению e определяется величиной вертикального отрезка от оси 0 (откладываемого от точки, где значение s то же, что и при состоянии, эксергия которого опре-

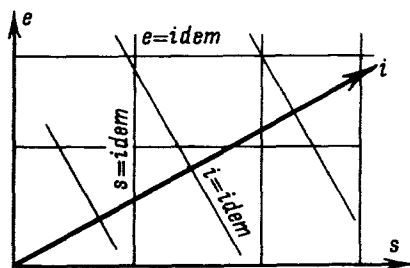


Рис. 3-10. Схема расположения координатных осей на e, i, s -диаграмме.

деляется) до пересечения с прямой, соответствующей новому значению T_0 . Если отрезок расположен выше оси s , поправка отрицательна, если ниже — положительна.

Из диаграммы видно также, что в области влажного пара поправочные прямые параллельны соответствующим по температурам изотермам, а в области перегретого пара параллельны касательным к изобарам в точке их пересечения с со-

ответствующими изотермами. Так, например, поправочная прямая для $T'_0 = 50$ °С параллельна изотерме $T = 50$ °С в области влажного пара и касательной, проходящей через точку $0'$, расположенную на той же изотерме, но в области газа. При температурах $T'_0 > T_{кр}$ сохраняет, естественно, силу только второе правило.

Еще более простым оказывается построение поправочных прямых, если расположить оси координат на диаграмме так, чтобы ось s была горизонтальной. Тогда ось энтальпий будет расположена выше оси s под острым углом к ней (рис. 3-10).

Такая e, i, s -диаграмма была впервые предложена и построена для воды и водяного пара Дж. Кинаном в 1932 г. [II-11] и затем З. Рантом [II-15] и Г. Баером для воздуха [II-2]. Эта диаграмма несколько уступает e, i -диаграмме в наглядности построений, связанных с энтальпией¹. Однако некоторое ее преимущество связано с тем, что ось s на графике поправочных кривых совпадает с осью абсцисс и поправочные кривые наносятся прямо на диаграмму под некоторым углом к оси абсцисс.

¹ e, i -диаграмма удобна тем, что обе координаты — как e , так и i — наиболее употребительны при анализе поточных процессов. Связь между величинами e и i , отмеченная выше (гл. 2), позволяет в системе координат e, i оперировать величиной τ_e и находить эксергию e_q теплового потока.

На рис. 3-11 показана схема e, i, s -диаграммы для воды и водяного пара. Поправочные прямые для любой температуры можно провести, соединяя соответствующие точки двух шкал A_1 и A_2 . Шкала A_1 нанесена на левой пограничной кривой. На рисунке показана поправочная прямая для температуры $T'_0 > T_0$. Эксергия в точке 1 будет измеряться отрезком $1-0$ для T_0 и отрезком $1-0'$ для T'_0 . При температуре окружаю-

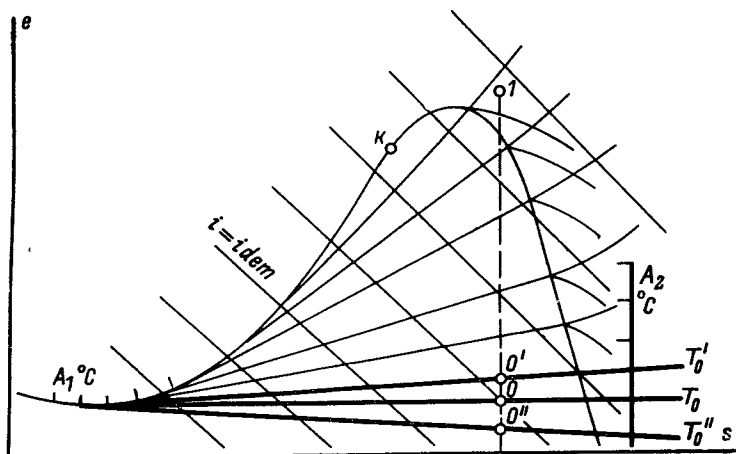


Рис. 3-11. Построение поправочных прямых на e, i, s -диаграмме воды и водяного пара.

щей среды $T''_0 < T_0$ эксергия будет равна отрезку $1-0''$. Более подробно часть такой диаграммы, относящаяся к левой пограничной кривой, приведена на рис. 3-12.

Таким образом, введение в величину e поправки на любое практически необходимое значение T_0 не вызывает трудности при пользовании как e, i -диаграммой, так и тем более e, i, s -диаграммой.

Учет изменения давления p_0 окружающей среды в случае необходимости производится добавлением к величине e аддитивной константы. Это действие равносильно параллельному перенесению линии $e=0$ вверх (при повышении p_0) или вниз (при понижении p_0).

в) Расчеты работы и эксергии тепла в обратимых процессах посредством e, i -диаграммы¹

e, i -диаграмма позволяет найти работу и некоторые другие энергетические характеристики как разомкнутых процессов, так и циклов, проводимых с реальными рабочими тела-

¹ Расчеты, связанные с реальными, необратимыми процессами, рассмотрены в гл. 4 и 5.

ми¹. Без использования e, i -диаграммы такие расчеты требуют обычно проведения длительных вычислений. Рассмотрим некоторые характерные примеры.

Разомкнутые процессы

Сжатие и расширение любого рабочего тела при обратимом проведении процесса может характеризоваться энергетическим и эксергетическим балансами. Поскольку при сжатии

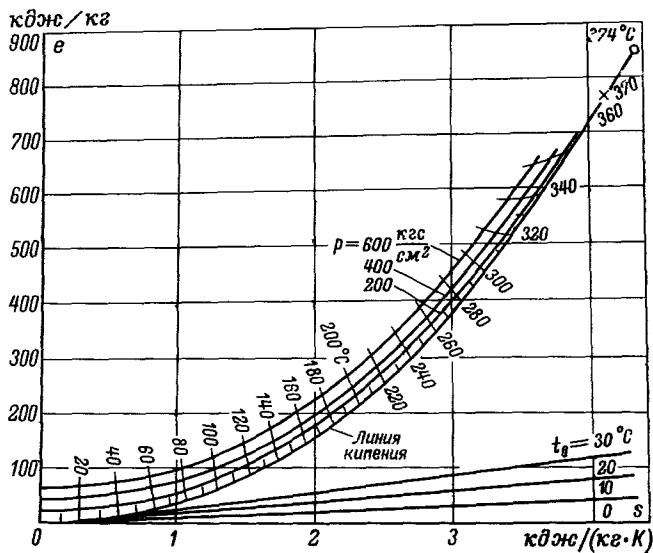


Рис. 3-12. Область жидкой воды и левая пограничная кривая в координатах e, i, s .

и расширении изменяются только знаки, а уравнения остаются теми же, мы рассмотрим в качестве примера процесс сжатия, схема которого показана на рис. 3-13.

Пользуясь первым началом термодинамики и уравнением (1-3) и принимая во внимание, что $D=0$ и $\Delta E=0$ (процесс обратимый и стационарный), получим следующие уравнения.

Уравнение энергетического баланса (рис. 3-13,а), для единицы массы рабочего тела:

$$i_1 + l = i_2 + q$$

или

$$l = i_2 - i_1 + q. \quad (3-5)$$

¹ Естественно, что все полученные ниже выводы относятся и к идеальному газу, как к частному случаю.

Уравнение эксергетического баланса (рис. 3-13,б):

$$l + e_1 = e_q + e_2$$

или

$$l = e_2 - e_1 + e_q = e_2 - e_1 + q\tau_e. \quad (3-6)$$

В зависимости от знака τ_e , определяемого соотношением температур T и T_0 , величина e_q может быть как положительной, так и отрицательной.

Практически наиболее интересен случай сжатия при $T = T_0$. В этом случае $\tau_e = 0$ и $e_q = 0$. Следовательно,

$$l = e_2 - e_1, \quad (3-6a)$$

т. е. работа изотермического сжатия (расширения) при температуре окружающей среды равна разности эксергий в начальном и конечном состояниях.

На рис. 3-14 показан

такой изотермический процесс сжатия в координатах e, i .

Определим, например, минимальную работу сжатия воздуха посредством e, i -диаграммы (см. приложение) в трех случаях при $T_0 = 293 \text{ К}$:

1. Начальное давление 1 кгс/см^2 , конечное 200 кгс/см^2 , $T_0 = 293 \text{ К}$:

$$l = e_2 - e_1 = 441 - 0 = 441 \text{ кДж/кг.}$$

2. Начальное давление $0,25 \text{ кгс/см}^2$, конечное 1 кгс/см^2 :

$$l = e_2 - e_1 = 0 - (-122) = 122 \text{ кДж/кг.}$$

3. Начальное давление 6 кгс/см^2 , конечное 200 кгс/см^2 :

$$l = e_2 - e_1 = 441 - 150 = 291 \text{ кДж/кг.}$$

Работа расширения во всех случаях будет иметь ту же величину, но с обратным знаком.

Точно так же может быть определена непосредственно из соответствующей e, i -диаграммы изотермическая работа сжатия (расширения) любого газа или жидкости. На практике наиболее просто определить изотермическую работу сжатия (расширения) по эксергетическим номограммам, построенным для разных газов [II-24].

Расчет работы изотермического сжатия по формулам, особенно с учетом реальности газа, намного более трудоемок.

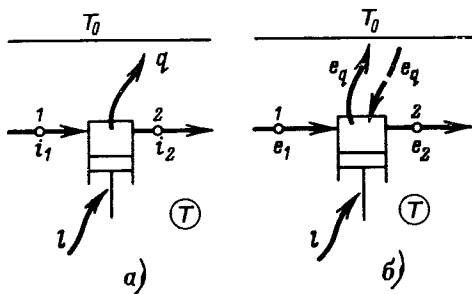


Рис. 3-13. Энергетический и эксергетический балансы процессов идеального изотермического сжатия.

а — энергетический баланс; б — эксергетический баланс.

В научной и технической литературе часто можно встретить термины «энергия сжатого газа» и связанные с ним такие формулировки, как «использование энергии сжатого газа», «потери энергии сжатого газа» и т. д. [0-29]. Нетрудно показать, что использование такой терминологии не соответствует действительной картине энергетических превращений при сжатии и расширении газа.

Из уравнения (3-5) следует, что изменение энергии газа (в поточном процессе энергия газа измеряется его энтальпией) равно разности между затраченной работой l и отведенным теплом

$$i_2 - i_1 = l - q. \quad (3-5a)$$

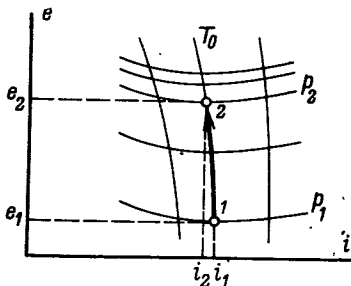


Рис. 3-14. Процесс изотермического сжатия при $T = T_0$ в e, i -диаграмме.

Для идеального газа эта величина равна нулю, поскольку его энергия не зависит от давления и отведенное в процессе сжатия тепло q в точности равно затраченной работе l .

Для реального газа в общем случае $q \neq l$ и значение разности $i_2 - i_1$ определяется величиной изотермического дроссель-эффекта Δi_T при данной температуре, где

$$\Delta i_T = i_1 - i_2. \quad (3-7)$$

Для таких газов, как воздух, кислород, азот при T_0 и давлениях до 300 ат величина Δi_T больше нуля (положительный дроссель-эффект) и, следовательно, $q > l$. Это означает, что энергия сжатого газа меньше, чем несжатого ($i_2 < i_1$). Это наглядно видно из рис. 3-14.

Для таких газов, как гелий, неон и водород при T_0 $\Delta i_T < 0$ (отрицательный дроссель-эффект), $q < l$ и энергия сжатого газа на несколько процентов больше, чем расширенного. Однако эта разница очень мала и не идет ни в какое сравнение с работой, затрачиваемой на сжатие газа.

Для процессов в замкнутом объеме действительны те же выводы, с той лишь разницей, что вместо величины i в формулах должна использоваться величина u — внутренняя энергия.

Таким образом, энергия сжатого газа незначительно или совсем не отличается от энергии несжатого газа, и в большинстве случаев меньше нее (в частности, для воздуха).

Следовательно, речь должна идти не об энергии сжатого газа, а об его эксергии, которая и определяет его работоспособность.

Точно так же неверно говорить о «потере энергии» при дросселировании газа (в клапанах, дроссельных устройствах и др.) [0-29]. При адиабатном дросселировании энергия газа не изменяется ($i = \text{idem}$) и никакой «потери» ее не происходит. И в этом случае речь должна идти о потерях эксергии, величина которых действительно отражает физическую сущность процесса.

Корни такого рода неточностей лежат по существу в неверном, устаревшем, понимании термина «энергия»¹ как способности производить работу (см., например, [0-20]). Как с физической, так и с термодинамической точек зрения такое представление совершенно недопустимо.

В тех случаях, когда изотермическое сжатие происходит при температуре $T \neq T_0$, величина e_q в уравнении (3-6) не равна нулю.

¹ Анализ понятия «энергия» дан, например, в [0-30].

Учитывая уравнения (3-5) и (3-7), запишем энергетический баланс процесса сжатия:

$$l = q - \Delta i_T. \quad (3-8)$$

Эксергетический баланс:

$$l = e_2 - e_1 + e_q = \Delta e + q \tau_e. \quad (3-9)$$

Подставляя значение q из уравнения (3-8) в уравнение (3-9) и раскрывая значение τ_e , получаем:

$$l = \Delta e + (l + \Delta i_T) \frac{T - T_0}{T}$$

или

$$l \frac{T}{T_0} = \Delta e + \Delta i_T \frac{T - T_0}{T}.$$

Отсюда

$$l = \Delta e \frac{T}{T_0} + \Delta i_T \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right) = (\Delta e + \Delta i_T) \frac{T}{T_0} - \Delta i_T \quad (3-10)$$

и

$$q = (\Delta e + \Delta i_T) \frac{T}{T_0}. \quad (3-11)$$

Для идеального газа $\Delta i_T = 0$ и выражения (3-10) и (3-11) сводятся к формуле

$$l = q = \Delta e \frac{T}{T_0}. \quad (3-12)$$

Формулы (3-10) и (3-11) действительны как при $T > T_0$, так и при $T < T_0$ и позволяют быстро определить как работу, так и тепло изотермического изменения состояния посредством e , i -диаграммы.

Определим, например, работу изотермического расширения воздуха при $T = 120 \text{ К}$ от $p_1 = 15 \text{ кгс/см}^2$ до $p_2 = 2 \text{ кгс/см}^2$

$$\Delta e = 322 - 135,5 = 186,5 \text{ кдж/кг.}$$

Изотермический дроссель-эффект при этих параметрах составит:

$$\Delta i_T = 326 - 318 = 8 \text{ кдж/кг.}$$

Отсюда работа

$$l = (186,5 - 8) \frac{120}{293,15} + 8 \frac{120}{293,15} = 71,8 \text{ кдж/кг,}$$

а подведенное тепло

$$q = 76,5 + 3,3 = 79,8 \text{ кдж/кг.}$$

Свойства e , i -диаграммы позволяют определять и минимальную работу любых других процессов изменения состояния, например процессов охлаждения.

Найдем, например, величину минимальной работы, необходимой для перевода воздуха из нулевого состояния в жид-

кость при $p=1$ бар. Эксергия жидкости при $p=1$ кгс/см² $e=702,5$ кдж/кг. Следовательно,

$$l=\Delta e=702,5-0=702,5 \text{ кдж/кг.}$$

Если бы воздух был предварительно охлажден, например, до 150 К, его эксергия в начальной точке процесса составила бы 53,5 кдж/кг. Тогда необходимая минимальная работа составляла бы

$$l'=\Delta e'=702,5-53,5=647 \text{ кдж/кг.}$$

Ожижение газов в технике производится в большинстве случаев путем их предварительного сжатия. При этом, чтобы получить, например, 1 кг жидкого воздуха, приходится сжимать несколько килограммов исходного газа для того, чтобы поднять эксергию сжатого газа до величины, необходимой для проведения ожижения. Определим, какое количество воздуха нужно сжать до давления, например, 6 кгс/см², чтобы получить 1 кг жидкости. Минимальная работа сжатия воздуха до 6 бар, найденная по разности эксергий, как и в предыдущем примере, равна 150 кдж/кг. Следовательно, чтобы обеспечить эксергию, необходимую для идеального процесса ожижения 1 кг воздуха, нужно сжать до давления 6 кгс/см² $702,5/150=4,7$ кг воздуха. Аналогично при давлении сжатого воздуха $p=60$ кгс/см² эксергия его равна 343 кдж/кг, и, следовательно, для получения 1 кг жидкости нужно сжать $702,5/343=2,05$ кг исходного воздуха. Однако во всех случаях минимальная работа остается равной 702,5 кдж/кг.

Аналогично описанным примерам, по разности эксергии можно определить минимальную или максимальную работу перехода вещества из любого заданного состояния в другое.

e, i -диаграмма дает возможность производить также и расчеты, связанные с теплообменом.

Пользуясь зависимостью (2-53) между эксергией тепла e_q и разностью эксергий в изобарном процессе, можно найти e_q для любого изменения состояния при $p=\text{idem}$. Найдем, например, эксергию теплового потока, который нужно отвести от потока воздуха при $p=60$ кгс/см², чтобы охладить его от 300 до 160 К. Эксергия воздуха при 300 К и 60 кгс/см² $e_1=343$ кдж/кг и при 160 К $e_2=409$ кдж/кг.

Следовательно, $e_q=\Delta e_{2-1}=409-343=66$ кдж/кг. Количество тепла, отводимого от газа, равно разности энтальпий $\Delta i_{2-1}=253-407=-154$ кдж/кг. Таким образом, отводу тепла от рабочего тела при $T<T_0$ соответствует *подвод* эксергии.

Замкнутые процессы (циклы)

Анализ необходимо начать с рассмотрения характеристик цикла Карно, занимающего особое положение среди всех циклов взаимного преобразования тепла и работы.

Такое рассмотрение в e, i -диаграмме целесообразно проводить не абстрактно, а применительно к реальному рабочему телу.

На рис. 3-15 прямой цикл Карно показан в e, i -координатах реального рабочего тела (все температуры выше T_0).

Как известно, цикл Карно наиболее просто реализуется в двухфазной области, где подвод и отвод тепла могут проводиться при постоянных температуре и давлении.

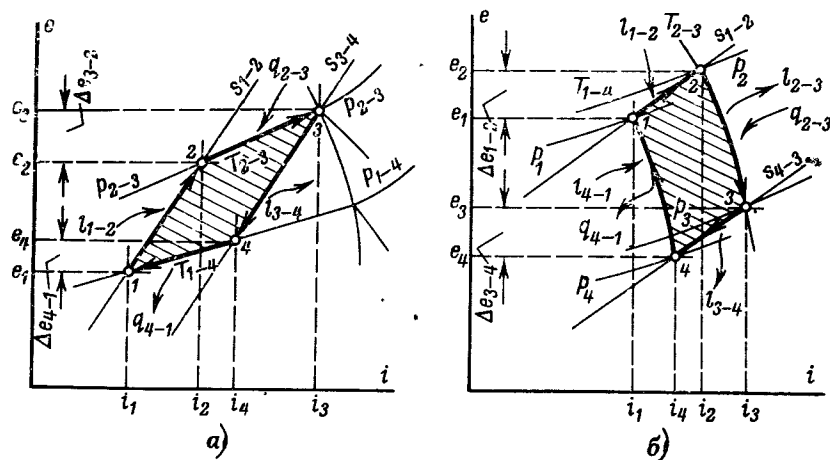


Рис 3-15. Изображение цикла Карно в e, i -диаграмме
а — область насыщенного пара; б — область газа.

Процессы 1-2 и 3-4 на рис. 3-15,а представляют собой изотропы, первая из которых связана с подводом работы (l_{1-2}), приводящим к повышению давления (от p_1 до p_2) и эксергии (от e_1 до e_2), а вторая — с отводом работы (l_{3-4}), который вызывает понижение давления (с $p_3=p_2$ до $p_4=p_1$) и эксергии (от e_3 до e_4). Процессы 2-3 и 4-1 — изотермо-изобары, связанные с подводом (q_{2-3}) и отводом (q_{4-1}) тепла.

Эксергетический баланс цикла:

$$l_{1-2} + q_{2-3} \tau_{e(2-3)} = l_{3-4} + q_{4-1} \tau_{e(4-1)}$$

или

$$l_{3-4} - l_{1-2} = e_q(q_{2-3}) - e_q(q_{4-1}). \quad (3-13)$$

Из формулы (3-13) следует, что работа цикла $l = l_{3-4} - l_{1-2}$ равна разности эксергий e_q подведенного и отведенного в цикле тепла. Поскольку величины эксергии тепла для изобарного процесса равны разности эксергий потока [см. формулу (2-53)], то выражение (3-13) можно переписать так:

$$l = (e_3 - e_2) - (e_4 - e_1) = \Delta e_{3-2} - \Delta e_{4-1}. \quad (3-14)$$

Пользуясь уравнением (3-14), можно определить величины e_q в процессах 2-3 и 4-1, а также работу цикла по соответствующим отрезкам на e, i -диаграмме.

Значения составляющих работу l величин l_{1-2} и l_{3-4} также можно снять с диаграммы, поскольку $l_{1-2} = e_2 - e_1 = i_2 - i_1$, а $l_{3-4} = e_4 - e_3 = i_4 - i_3$.¹

В обратном цикле Карно изменяются только знаки величин q и l ; способ определения характеристик цикла остается неизменным.

Цикл Карно (как прямой, так и обратный) может быть в принципе реализован и в области газового состояния. Однако в этом случае изотермические процессы подвода и отвода тепла не могут вестись по изобарам, как в области влажного пара. Изотермический процесс подвода тепла должен сопровождаться *понижением* давления и *отдачей внешней работы*; процесс отвода тепла — *повышением* давления и *подводом работы*. Соответствующий цикл [IV-37] показан в координатах e, i на рис. 3-15,б. Процессы 1-2 и 3-4 представляют собой изотермы, а 2-3 и 4-1 — изоэнтропы.

Так же как и в предыдущем случае, величины работы в изоэнтропных процессах l_{2-3} и l_{3-4} могут быть сняты непосредственно с e, i -диаграммы:

$$l_{1-2} = \Delta e_{1-2} = \Delta i_{1-2}; \quad l_{3-4} = \Delta e_{3-4} = \Delta i_{3-4}.$$

Значения работы и тепла в изотермических процессах 2-3 и 4-1 могут быть также найдены по значениям Δe с учетом формул (3-10) и (3-11).

Эксергетический баланс процесса в этом случае:

$$l_{1-2} + l_{4-1} + e_{q(2-3)} = l_{2-3} + l_{3-4} + e_{q(4-1)}.$$

Работа цикла

$$l = l_{2-3} + l_{3-4} - (l_{1-2} + l_{4-1}) = e_{q(2-3)} - e_{q(4-1)} \quad (3-15)$$

или

$$l = q_{2-3} \tau_{e, (2-3)} - q_{4-1} \tau_{e, (4-1)}. \quad (3-16)$$

Если рабочее тело — идеальный (или достаточно близкий к идеальному) газ, то значения тепла и работы в каждом изотермическом процессе равны:

$$l_{2-3} = q_{2-3}; \quad l_{4-1} = q_{4-1}.$$

Из этого следует, что $l_{1-2} = l_{3-4}$, так как суммарный баланс энергии для каждой изотермы и их суммы равен нулю:

$$(q_{2-3} - l_{2-3}) + (l_{4-1} - q_{4-1}) = 0.$$

¹ В изоэнтропных процессах Δe всегда равно Δi , поскольку $\Delta e = \Delta i - T_0 \Delta s$, а $\Delta s = 0$ при $s = \text{idem}$.

Преобразование тепла в работу в таком цикле совершается только за счет разницы в величинах изотермических работ l_{2-3} и l_{4-1} . В прямом цикле $l_{2-3} > l_{4-1}$ (и соответственно $q_{2-3} > q_{4-1}$); в обратном $l_{4-1} > l_{2-3}$ (и $q_{4-1} > q_{2-3}$).

С аналогичных позиций могут быть проанализированы посредством e, i -диаграммы так называемые «обобщенные циклы Карно», состоящие из двух изотерм и двух связывающих их эквидистантных процессов, чаще всего изобар или изохор¹.

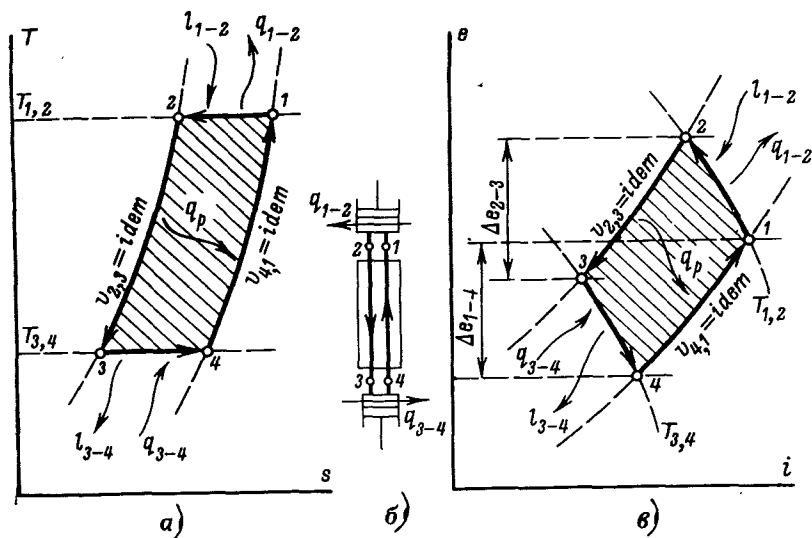


Рис. 3-16. Обратный цикл Стирлинга в координатах T, s (а) и e, i (в) и его схема (б).

Поскольку связывающие процессы (изобары и изохоры) в этих циклах отличаются от изоэнтроп, их проведение связано с подводом и отводом тепла, которые осуществляются посредством регенеративного теплообмена.

Рассмотрим в качестве примера обратный цикл Стирлинга, состоящий из двух изохор и двух изотерм (рис. 3-16)².

Энергетический баланс цикла

$$l_{1-2} + q_{3-4} = q_{1-2} + l_{3-4}. \quad (3-17)$$

Поскольку основным назначением этого цикла является не производство работы, а отвод тепла q_{3-4} на уровне $T_{3,4}$ от

¹ Впервые подробный анализ таких циклов дал А. И. Вышнеградский в 1874 г. [0-21].

² Такой цикл (разумеется, с существенными отклонениями, неизбежными при реализации в промышленных системах) нашел в последнее время широкое применение в криогенной технике [0-15].

охлаждаемого объекта, уравнению (3-17) удобнее придать вид:

$$q_{3-4} = l_{3-4} - l_{1-2} + q_{1-2} = l + q_{1-2}. \quad (3-17')$$

Эксергетический баланс цикла:

$$l_{1-2} + q_{3-4} T_{e(3-4)} = l_{3-4} + q_{1-2} T_{e(1-2)}.$$

Учитывая, что для холодильного цикла $T_{3,4} < T_0$, а $T_{1,2} = T_0$, получим:

$$\begin{aligned} l_{1-2} + e_{q,(3-4)} &= l_{3-4}; \\ e_{q,(3-4)} &= l_{3-4} - l_{1-2} = l. \end{aligned} \quad (3-18)$$

Отведенная в виде холодопроизводительности¹ полезная эксергия теплового потока q_{3-4} , равная $e_{q(3-4)}$, равна затраченной в цикле работе l .

В цикле «теплового насоса», напротив, $T_{3-4} = T$, а $T_{1-2} > T_0$. Тогда аналогично:

$$e_{q(1-2)} = l. \quad (3-19)$$

Условием идеальности цикла является отсутствие потерь эксергии во всех процессах, в том числе и при внутреннем теплообмене, связанном с передачей тепла в регенеративном теплообменнике от охлаждающегося потока (процесс 2-3) к нагреваемому (процесс 4-1). Это условие может быть выполнено только при соблюдении равенства

$$e_2 - e_3 = e_4 - e_1, \quad (3-20)$$

т. е.

$$\Delta e_{2-3} = \Delta e_{4-1}.$$

увеличение эксергии нагреваемого потока (Δe_{4-1}) должно быть равно уменьшению эксергии охлаждающегося потока.

Условие, выраженное уравнением (3-20), имеет общее значение и применимо ко всем регенеративным обратимым процессам. Оно может быть выполнено только в том случае, если по всей длине теплообменника разность температур между потоками будет бесконечно малой ($\Delta T \rightarrow 0$).

При этом эксергия в процессе теплопередачи не теряется и цикл будет обратимым.

Цикл Джоуля, состоящий из двух изобар и двух изоэнтроп, отличается от описанных выше циклов тем, что при его работе как подвод, так и отвод тепла осуществляются при переменной температуре. Обратный цикл Джоуля, широко применяемый в газовых холодильных установках, иногда называют циклом Брайтона. Эти циклы могут осуществляться как с регенерацией тепла, так и без нее.

¹ Понятие «холодопроизводительность» проанализировано в гл. 4

На рис. 3-17 в координатах T , s и e , i показан для примера цикл Брайтона с регенерацией тепла.

Работа цикла

$$l = l_{1-2} - l_{4-5} = (e_2 - e_1) - (e_5 - e_4) = \Delta e_{2-1} - \Delta e_{5-4} = \Delta i_{2-1} - \Delta i_{5-4}. \quad (3-21)$$

Количества тепла

$$q_{2-3} = i_2 - i_3; \quad q_{6-5} = i_6 - i_5.$$

Эксергии этих количеств тепла

$$e_{q(2-3)} = e_3 - e_2; \quad (3-22)$$

$$e_{q(5-6)} = e_5 - e_6. \quad (3-23)$$

Равенства (3-22) и (3-23) позволяют легко определить эксергии тепловых потоков при переменной температуре, не

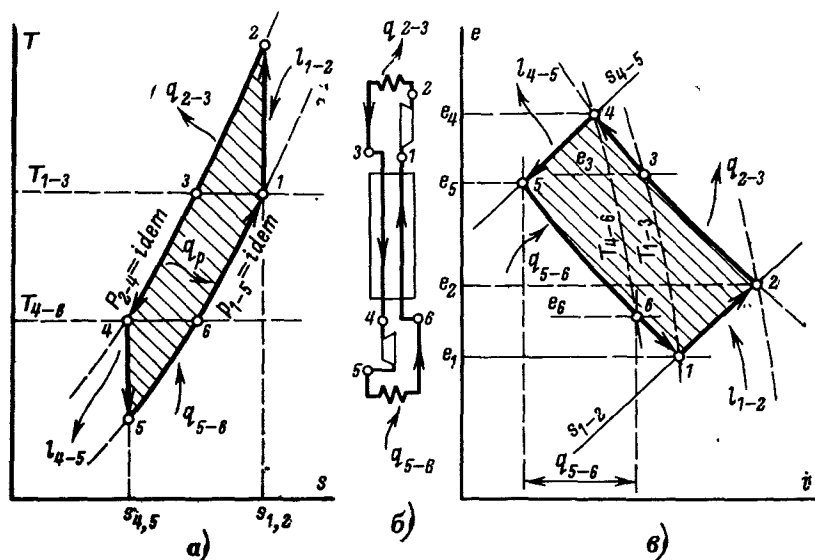


Рис. 3-17. Цикл Брайтона в координатах T , s (а) и e , i (в) и его схема (б).

пользуясь величиной τ_e и суммированием произведений $\delta q \cdot \tau_e$ во всем интервале температур ΔT_{2-3} или ΔT_{5-6} .

Эксергетический баланс процесса:

$$l_{1-2} - e_{q(2-3)} = l_{4-5} + e_{q(5-6)}$$

или

$$l_{1-2} - \Delta e_{2-3} = l_{4-5} + \Delta e_{5-6}. \quad (3-24)$$

Величина $e_{q(5-6)} = \Delta e_{5-6}$ является по существу количественной мерой результата работы цикла, предназначенного для отвода тепла q_{5-6} от охлаждаемого объекта при температурах от T_5 до T_6 . Аналогично могут быть сняты с диаграммы и характеристики цикла Джоуля.

3-4. e , T и e , p -ДИАГРАММЫ

Диаграммы эксергия — температура и эксергия — давление не обладают таким набором полезных свойств, как e , i -диаграмма. Однако они представляют определенный теоретический и методический интерес, показывая наглядно некоторые зависимости между температурой, давлением и эксергией вещества.

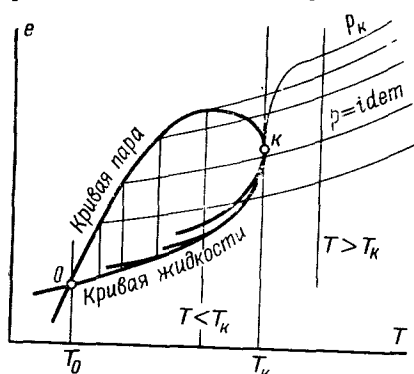


Рис. 3-18. Схема e , T -диаграммы.

Внешний вид таких диаграмм при $T_0 < T_K$ необычен, так как в этом случае пограничные кривые пара и жидкости пересекаются при $T = T_0$, и часть области насыщенного пара представляет собой «лепесток».

На рис. 3-18 показана схема e , T -диаграммы водяного пара, на которой видно это пересечение пограничных кривых. Выше T_0 эксергия пара больше эксергии жидкости, а ниже T_0 — напротив, выше эксергия жидкости. При $T = T_0$ эксергии пара и равновесной ему жидкости равны (точка O).

Области жидкости и перегретого пара частично накладываются на область влажного пара. e , p -диаграмма, схема которой показана на рис. 3-19, имеет аналогичную конфигурацию области влажного пара, но изотермы в области перегретого пара имеют максимумы (они соединены штриховой кривой $e = \max$).

На рис. 3-20 в координатах

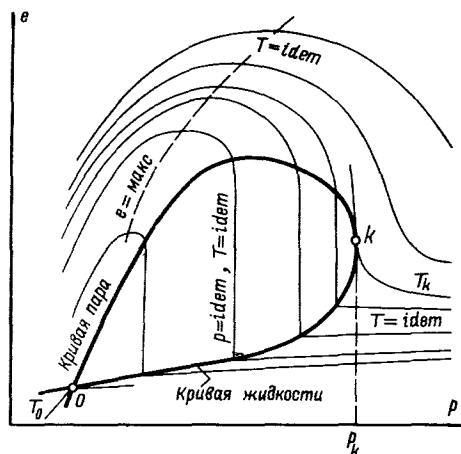


Рис. 3-19. Схема e , p -диаграммы водяного пара.

e , p показаны изобары водяного пара в интервале температур 300—550 °С [II-9]. Максимумы каждой изотермы показывают область давлений, в которой пар при данной температуре имеет наибольшую эксергию, что определяет выбор давлений в паросиловом цикле.

Для изотермы, например, 450 °С эта область соответствует давлению 100—140 кгс/см²; дальнейшее повышение давления бесполезно, так как не приводит кросту эксергии; напротив, она уменьшается. Влияние T_0 отражается в том, что ее повышение вызывает существенное уменьшение e и сдвиг максимумов кривых в область более высоких давлений.

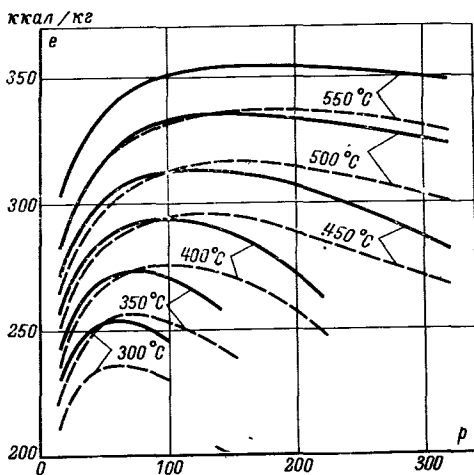


Рис. 3-20. e , p -диаграмма водяного пара (область перегретого пара) для двух температур окружающей среды: $T'_0 = 300,15$ К (сплошные линии) и $T''_0 = 312,15$ К (штриховые линии).

3-5. e , ξ -ДИАГРАММА (ЭНТАЛЬПИЯ — КОНЦЕНТРАЦИЯ)

В технике часто приходится встречаться с использованием смесей, в частности двухкомпонентных (бинарных).

Процессы с двухкомпонентными смесями исследуются посредством i , ξ -диаграммы энтальпия — концентрация и s , ξ -диаграммы энтропия — концентрация, которые позволяют находить приращения энтропии, а по ним — работу разделения и потери от необратимости. Эксергетические диаграммы позволяют определять работу разделения и эксергии компонентов смеси непосредственно.

Для этого необходимо располагать значениями e не только для различных давлений и температур, но и в зависимости от концентраций. Соответствующая эксергетическая диаграмма должна отличаться от e , i -диаграммы наличием третьей координаты ξ -концентрации¹.

Состояние смеси будет при этом отображаться точками в пространстве e , i , ξ . Условиям фазовых переходов ($x=0$ и

¹ Для смеси, состоящей из легкокипящего компонента А и тяжелокипящего В, величина ξ показывает мольную концентрацию легкокипящего компонента А.

$x=1$, где x — влажность пара), а также $p=\text{idem}$ и $T=\text{idem}$ будут соответствовать определенные поверхности.

Линии пересечения этих поверхностей с плоскостью $\xi=\text{idem}$ дадут e, i -диаграмму для смеси соответствующего состава.

При $\xi=0$ получится e, i -диаграмма чистого вещества В, при $\xi=1$ — чистого вещества А (рис. 3-21).

Проекция линий пересечений поверхностей $T=\text{idem}$ при $x=0$ и $x=1$ с выбранными поверхностями $p=\text{idem}$ дают на

плоскостях i, ξ и e, ξ, i, ξ -и e, ξ -диаграммы для данных давлений p . i, ξ -диаграмма широко известна и применяется в расчетах с бинарными смесями. e, ξ -диаграмма используется для термодинамического анализа процессов с бинарными смесями, так же как и e, i -диаграмма для процессов с чистым веществом.

На рис. 3-22 показана схема e, ξ -диаграммы для давления $p=p_0$.

По внешнему виду e, ξ -диаграмма напоминает i, ξ -диаграмму, но

для веществ с $T_{кр} < T_0$ пограничные кривые в области влажного пара, так же как и изотермы при $T < T_0$, расположены в обратном порядке; изотермы, относящиеся к более низким температурам, находятся выше. Это объясняется тем, что e при $\xi=\text{idem}$ и $p=\text{idem}$ растет в низкотемпературной области по мере понижения энтальпии (как это видно из i, e -диаграммы и на диаграмме чистого вещества при $p=\text{idem}$). В области $T > T_0$ изотермы также расположены выше изотермы T_0 , но эксергия в этой области растет с температурой. Но во всех случаях соблюдается одно и то же правило: чем больше отличается температура от T_0 , тем дальше расположена рассматриваемая изотерма от изотермы T_0 .

Концентрация $\xi_{см}$ соответствует составу разделяемой смеси. Для воздуха, рассматриваемого как бинарная смесь кислорода и азота, $\xi_{см}=0,79$. Точка О с нулевой эксергией соответствует давлению p_0 и температуре T_0 . Для других смесей выбор точки О определяется нулевой эксергией разделяемой смеси. В том случае, когда процесс с разделением смеси осуществляется в установке с замкнутым циклом (например, в водомоачной холодильной или теплонасосной установке), нуле-

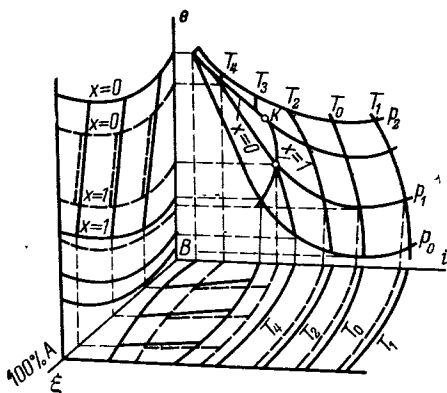


Рис. 3-21. Поверхности состояний бинарной смеси в пространстве i, e, ξ .

вая эксергия e_0 может быть принята равной нулю. Такое изменение уровня начала отсчета не скажется на результатах анализа.

Все изотермы на e, ξ -диаграмме обращены выпуклостью вниз, так как эксергия чистых веществ выше эксергии смесей на величину минимальной работы разделения.

В верхней части диаграммы находится область влажного пара, причем линия $x=0$ лежит выше, чем линия $x=1$. Это объясняется большим значением эксергии жидкости для любой данной ξ , чем сухого насыщенного пара. В области влажного пара изотермы представляют собой наклонные прямые, причем угол их наклона изменяется по мере приближения к линиям $\xi=0$ и $\xi=1$, где изотермы вертикальны, как и в i, ξ -диаграмме.

При давлении $p < p_0$ (вакуум) изотерма T_0 опускается частично или полностью под прямую $e=0$, в область $e < 0$. Соответственно смещаются вниз и другие изотермы. Границы области влажного пара при этом раздвигаются вследствие увеличения разности e при $x=0$ и $x=1$ для всех значений концентраций (рис. 3-23). При давлении $p > p_0$ изотермы смещаются вверх, а область влажного пара сжимается.

На e, ξ -диаграмму можно нанести изотермы и пограничные кривые для любых нужных давлений. Тогда, пользуясь свойствами эксергетической диаграммы, можно определить минимальную работу разделения для любых состояний продуктов разделения, с учетом их температур и давлений.

Таким образом, посредством e, ξ -диаграммы можно находить минимальную работу процессов, включающих одновременно как разделение смеси, так и изменение любых параметров исходной смеси и продуктов разделения.

Обычно на диаграмму наносят кривые для ограниченного числа параметров, необходимых для расчета, чтобы не загромождать ее лишними линиями.

В приложении дана диаграмма смеси O_2-N_2 , полученной из воздуха, для давлений от 1 до 30 кгс/см². Величины e даны в килоджоулях на кубический метр и в килоджоулях на моль; концентрации — в объемных (мольных) процентах. При построении диаграммы учтено содержание в воздухе аргона. Поэтому минимум кривой $p_0 T_0$ не совпадает с $e=0$; разница

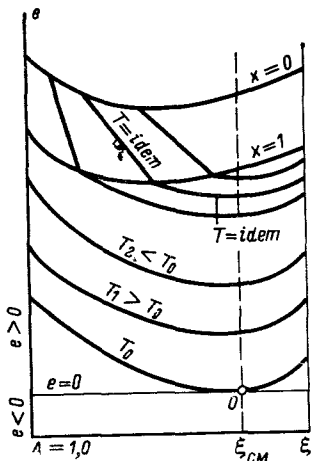


Рис. 3-22. Схема e, ξ -диаграммы для давления p_0 .

равна минимальной работе извлечения аргона из смеси с $O_2 + N_2$.

Построение e, ξ -диаграммы осуществляется по величинам эксергий $\Sigma e = e + e_0$ чистых компонентов. Значения e

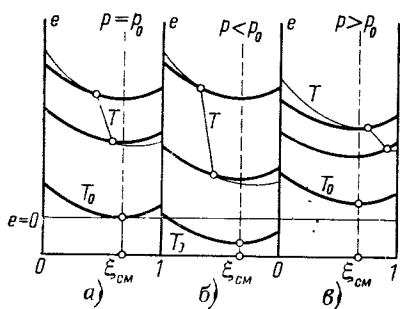


Рис. 3-23. Влияние давления на расположение линий в e, ξ -диаграмме.

$a - p = p_0$, $б - p < p_0$; $в - p > p_0$.

откладываются на двух ординатах, и на эти прямые наносятся точки, соответствующие температурам и фазовым переходам для каждого компонента.

Положение точек для промежуточных концентраций определяется путем подсчета потери эксергии при смешении $\nabla e_{см}$.

Потери эксергии при смешении $\nabla e_{см}$ вычисляются по формуле, аналогичной по структуре тем, которые ис-

пользуются при подсчете нулевой эксергии в случае извлечения компонентов из смеси; эта величина равна идеальной изотермической работе сжатия компонента от его парциального давления до общего давления смеси. Разница состоит в том, что величина $\nabla e_{см}$ имеет отрицательный знак:

$$\nabla e_{см} = -RT \Sigma \ln \frac{1}{N_i} \quad (3-25)$$

Здесь, как и во всех других случаях, N_i — мольная доля данного компонента в смеси, для которой подсчитывается поправка.

Так как величина $\nabla e_{см}$ при данной T зависит только от концентрации, то она для любых идеальных газов будет одна и та же. Поэтому на практике заранее подсчитывают $\nabla e_{см}$ для всех концентраций двойных и тройных смесей (например с шагом $\xi = 0,1$) и наносят на график, которым пользуются при расчетах [1-63].

Величина эксергии смеси данного состава из n компонентов определяется по формуле

$$e_{см} = \Sigma e_i N_i - RT \Sigma \ln \frac{1}{N_i}. \quad (3-26)$$

В применении к двухкомпонентной смеси первый член формулы (3-26) дает величину эксергии для точки c , расположенной на пересечении прямой смешения ab и прямой $\xi_{см}$, соответствующей концентрации данной смеси (рис. 3-24).

Второй член формулы (3-26) дает величину, на которую нужно уменьшить сумму $e_A N_A + e_B N_B$, чтобы получить эксер-

гию данной смеси. Эта величина $\nabla e_{\text{см}}$ откладывается вниз от точки c . Полученная ордината точки d дает искомую эксергию смеси концентрации $\xi_{\text{см}}$. Геометрическое место точек, удовлетворяющих формуле (3-26), дает на плоскости e, ξ нужную кривую зависимости эксергии от концентрации.

Для смесей трех и более компонентов расчет по формуле (3-26) ведется таким же путем, но графическое построение, как правило, не применяется, так как для этого требуются более сложные пространственные диаграммы.

Рассмотрим порядок некоторых расчетов на e, ξ -диаграмме для смеси $\text{N}_2\text{—O}_2$. Положение точек, нужных для снятия величин с диаграммы, показано на рис. 3-25.

Охлаждение и ожижение смеси данного состава. Минимальная работа изменения состояния смеси равна, как и для чистого вещества, разности значений e в начальной и конечной точках процесса при $\xi = \text{idem}$. Например, для воздуха ($\xi = 0,79$) минимальная работа охлаждения от $T_0 = 293 \text{ К}$ до $T = 113 \text{ К}$ при давлении 1 кгс/см^2 равна $\Delta e = e_{10} - e_0 = 2970 \text{ кДж/моль}$, при охлаждении до температуры насыщения $\Delta e = e_8 - e_0 = 4935 \text{ кДж/моль}$, а при охлаждении до полной конденсации $\Delta e = e_9 - e_0 = 21140 \text{ кДж/моль}$.

Для чистого кислорода ($\xi = 0$) эти величины равны соответственно $e_{11} - e_1, e_4 - e_1, e_6 - e_1$. Аналогично определяется минимальная работа и при других давлениях и концентрациях, причем начальное и конечное давления могут быть и различными. Например, минимальная работа, необходимая для перевода в жидкость при давлении в 1 кгс/см^2 воздуха с давлением 5 кгс/см^2 и температурой T_0 равна $e_9 - e'_0 = 21140 - 3170 = 17970 \text{ кДж/моль}$. Эта работа меньше, чем $e_9 - e_0$, так как воздух, сжатый до 5 кгс/см^2 , обладает некоторым собственным запасом эксергии.

Те же результаты для чистых веществ или смеси, имеющей постоянный состав (например, для воздуха), можно получить и по i, e -диаграмме соответствующего чистого вещества или смеси данного состава. Но преимущество e, ξ -диаграммы в том, что она одинаково пригодна для всех концентраций от $\xi = 0$ до $\xi = 1$.

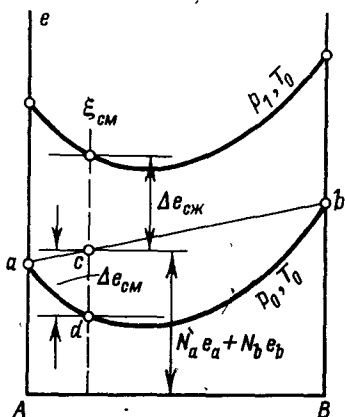


Рис. 3-24. Определение эксергии смеси по значениям нулевых эксергий двух компонентов.

Разделение смеси. В этом случае обратимая работа e определяется посредством простого построения на на e, ξ -диаграмме.

Величина суммарной эксергии продуктов разделения находится по правилу, используемому для расчета количества тепла в i, ξ -диаграмме, т. е. как ордината точки пересечения пря-

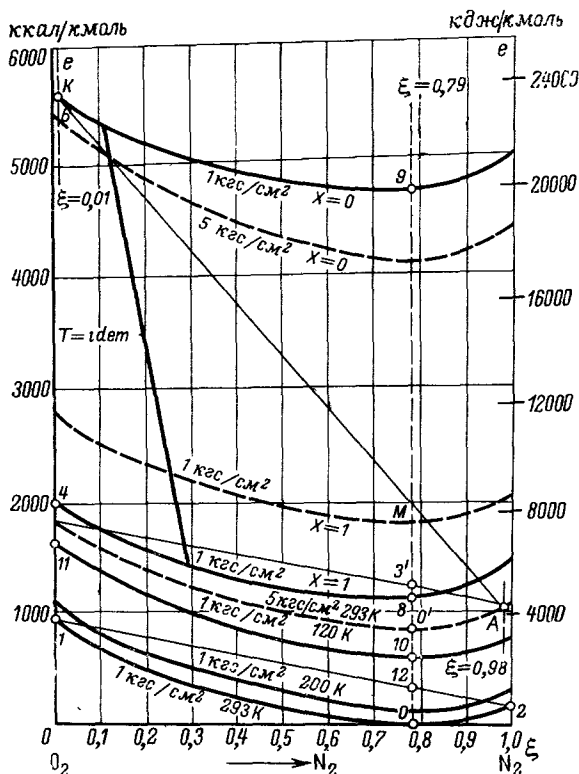


Рис. 3-25. Схема расчетов процессов охлаждения и разделения на e, ξ -диаграмме.

мой, соединяющей точки, соответствующие состояниям продуктов разделения, с вертикальной прямой $\xi = \text{idem}$ заданной концентрации смеси. Расстояние по ординате $\xi_{\text{см}}$ от точки пересечения до точки, соответствующей состоянию исходной смеси, равно Δe . Например, для разделения воздуха на чистые кислород и азот при $p = p_0$ и $T = T_0$ минимальная работа равна $e_{12} - e_0 = 1242$ кдж/моль воздуха, а при $p = 5$ кс/см² и той же температуре $\Delta e = e'_{12} - e'_0$. Таким же способом определяется величина минимальной работы и для случаев, когда продукты

разделения имеют любые температуры и давления, отличные от параметров разделяемой смеси или находятся в другом агрегатном состоянии. Например, работа, необходимая для разделения воздуха, находящегося в нулевом состоянии, на жидкий кислород ($\xi=0,01$; точка K) и газообразный азот ($\xi=0,98$; точка A) равна $e_M - e_0 = 9621$ кдж/моль исходного воздуха.

В приведенных примерах величина минимальной работы, которая определялась по e, ξ -диаграмме, относилась к единице расхода разделяемой смеси. Свойства e, ξ -диаграммы позволяют получить величину этой работы, отнесенную к единице расхода любого из получаемых продуктов. Необходимо для этого построение показано на рис. 3-26.

Рассмотрим два примера разделения смеси состава ξ_0 при давлении p_0 и температуре T_0 . Соответствующая изотерма 1-0-2 показана на e, ξ -диаграмме.

1. Смесь разделяется на чистые O_2 ($\xi=0$) и N_2 ($\xi=1$). В этом случае минимальная работа разделения равна Δe_{3-0} на 1 кг разделяемого продукта. Если, например, нужно найти величину этой работы, отнесенную к 1 кг продукта O_2 , то необходимо из любой точки, находящейся на ординате $\xi=1$ (например, из точки 1), провести два луча, проходящих через точки 3 и 0. Расстояние между точками пересечения этих лучей на ординате продукта O_2 ($\xi=0$) определит искомую величину работы на 1 кг продукта O_2 .

В рассматриваемом примере показаны лучи 1-11 и 1-8. Искомая величина работы равна Δe_{11-8} .

2. Смесь разделяется на продукты K_1 и A_1 (точки 4 и 5). Величина минимальной работы на 1 кг разделяемой смеси равна Δe_{6-0} . Работа, отнесенная к 1 кг продукта A_1 , определяется посредством такого же построения, как в предыдущем примере, и равна величине Δe_{10-11} .

Если использовать одновременно с e, ξ -диаграммой также i, e -диаграмму смеси соответствующей концентрации, где нанесены изобары в пределах, необходимых для расчета, то можно определить, до какого давления нужно сжать смесь, чтобы только за счет эксергии, запасенной в сжатом газе, получить продукты разделения при заданных параметрах.

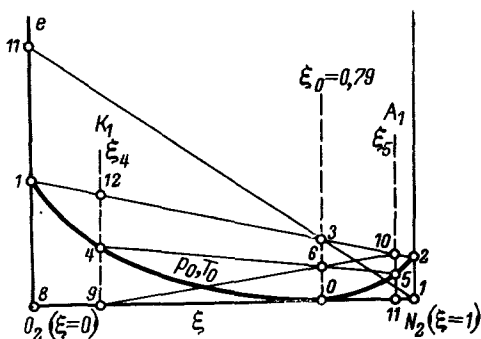


Рис. 3-26. Определение минимальной работы разделения, отнесенной к единице расхода одного из получаемых продуктов.

Особенности e , ξ -диаграммы воздуха. e , ξ -диаграмма воздуха имеет некоторые особенности. Они связаны с тем, что воздух является окружающей средой и его нулевая эксергия $e_0=0$.

Рассмотрим нижнюю часть e , ξ -диаграммы для воздуха. Как уже было показано выше, при понижении давления изотерма p_0 частично или полностью опускается ниже горизонтали $e=0$. Это означает, что при соответствующем давлении эксергия одного из компонентов может быть равной нулю. Так, изотерма 3-4 на рис. 3-27 соответствует давлению, при котором эксергия азота равна нулю, а изотерма 5-6 — давлению, при котором нулю равна эксергия кислорода.

Легко показать, что в первом случае давление равно $0,79 \text{ кгс/см}^2$ — парциальному давлению азота в воздухе, а во втором — $0,21 \text{ кгс/см}^2$ — парциальному давлению кислорода.

Действительно, по формуле (2-44) эксергия $e_0=1 \text{ м}^3$ данного чистого компонента воздуха при $T_0=293 \text{ К}$ и давлении p_0 , равном 1 кгс/см^2 , составит:

$$e_0 = 0,371 T_0 \ln \frac{p}{p_i}, \text{ кДж/м}^3. \quad (3-27)$$

При давлении $p=0,79 \text{ кгс/см}^2$ величина e должна вычисляться по той же формуле (3-27), но в числителе дроби под знаком $\ln$ должна стоять вместо единицы величина $0,79$. Поскольку значение p_i для азота в воздухе тоже составляет $0,79$, $\ln(0,79/0,79)=0$ и $e=0$.

Аналогично для кислорода $p_i=0,21$, величина $\ln(0,21/0,21)=0$ и эксергия соответственно равна нулю.

Физический смысл нулевого значения эксергии состоит в том, что для получения любого чистого компонента воздуха при парциальном давлении в идеальном случае не нужно никакой затраты работы, так как парциальное давление компонента в смеси и давление его в чистом виде равны.

Если эксергия или равная ей минимальная работа получения одного из компонентов равна нулю, то работа разделения будет определяться только эксергией другого компонента. Так,

работа получения кислорода при p_0 и T_0 из воздуха, находящегося при тех же параметрах, отнесенная к единице расхода кислорода, как видно из рис. 3-26, равна его нулевой эксергии

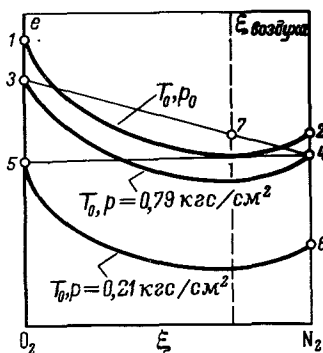


Рис. 3-27. Положения изотермы T_0 на e , ξ -диаграмме в условиях, при которых эксергия одного из продуктов разделения равна нулю.

(e_0, α_2) . Отнесенная к единице расхода воздуха, эта величина равна эксергии в точке 7 (рис. 3-27).

Таким образом, принципиально возможно выделить из воздуха любой компонент с затратой работы, равной его нулевой эксергии, оставляя другой компонент или смесь компонентов при парциальном давлении. При *полном* разделении смеси все получаемые компоненты доводятся до давления p_0 и минимальная работа равна *сумме нулевых эксергий* получаемых компонентов.

Физическая модель такого процесса применительно к выделению кислорода из воздуха показана на рис. 3-28. Действие устройства для обратимого разделения воздуха основано на применении классической схемы с полупроницаемыми перегородками. Рассмотрим устройство непрерывного действия.

Компрессор 1 подает воздух в разделительную камеру 2, снабженную полупроницаемыми перегородками *a* и *b*. Перегородка *a* пропускает азот и все другие компо-

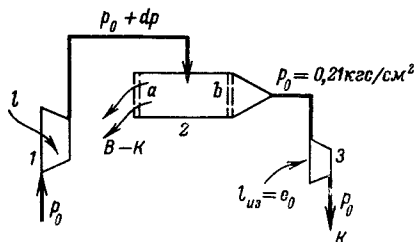


Рис. 3-28. Схема устройства для обратимого выделения кислорода из воздуха.

ненты воздуха за исключением кислорода; перегородка *b*, напротив, проницаема только для кислорода. Давление в камере на бесконечно малую величину dp превышает атмосферное p_0 . Соответственно и парциальные давления компонентов в камере будут на бесконечно малую величину превышать их парциальные давления в атмосфере. Под влиянием этой разности давлений все компоненты воздуха, кроме кислорода, будут непрерывно проходить через перегородку *a* в атмосферу. Суммарная эксергия этих компонентов, как было показано выше, равна нулю; потери при их смешении с атмосферой отсутствуют. Состав атмосферы при этом не меняется, так как она является окружающей средой практически бесконечного объема. Кислород под действием той же разности давлений будет проходить через перегородку *b* в коллектор, давление в котором посредством изотермического компрессора 3 поддерживается на уровне парциального давления кислорода в атмосфере, т. е. $0,21 \text{ кгс/см}^2$. В установившемся режиме компрессор 1 будет подавать в камеру 2 количество воздуха, необходимое для восполнения его убыли от уходящих через перегородки *a* и *b* компонентов.

Работа l , затрачиваемая в компрессоре 1, в пределе равна нулю, так как давления при всасывании и нагнетании будут отличаться на бесконечно малую величину dp .

Кислород с помощью компрессора 3 сжимается изотермически обратимо от парциального давления до давления p_0 . Для этого необходима минимальная работа $l_{из}$, равная его нулевой эксергии e_0 .

Таким образом, посредством затраты работы $l_{из}$ из воздуха выделен кислород при давлении p_0 . Аналогичное устройство периодического действия описано в [VII-38].

Необходимо иметь в виду, что выделение компонентов или их смесей без получения других продуктов разделения принципиально возможно только в том случае, если сырьем служит атмосферный воздух (или другая смесь, количество которой практически неограничено по сравнению с количеством извлекаемого продукта).

Во всех остальных случаях вследствие конечного количества разделяемой смеси добавление в нее остатка приведет к изменению ее концентрации и установившийся процесс, показанный на рис. 3-28, станет невозможным.

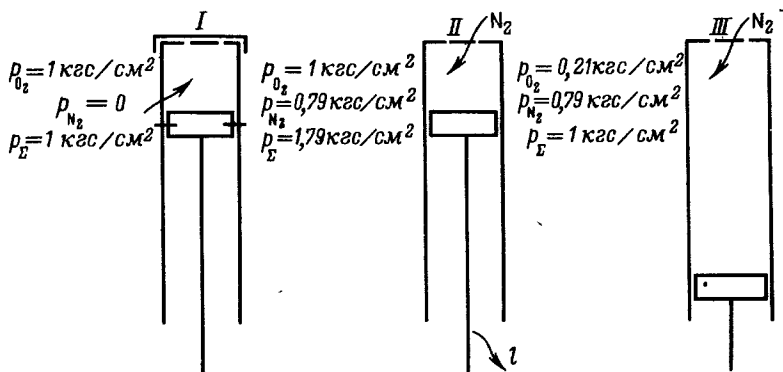


Рис. 3-29. Схема получения работы за счет нулевой эксергии компонентов воздуха.

Совершенно естественно, что принципиально возможен и противоположный процесс — получение работы при обратимом смешении, например, кислорода с атмосферным воздухом. Его можно провести, запустив описанное выше устройство в обратную сторону; тогда изотермический компрессор превратится в расширительную изотермическую машину, производящую работу $l_{из} = e_0$.

Тот же результат может быть получен и в поршневой машине периодического действия, поскольку изотермическая работа как в потоке, так

и в объеме одинакова
$$\left(\int_1^2 p dv = \int_1^2 v dp \right).$$

На рис. 3-29 показана схема устройства, иллюстрирующего принципиальную возможность получения работы таким путем. Это устройство представляет собой цилиндр с поршнем, заполненный кислородом при $p_0 \approx 1 \text{ кгс/см}^2$ и $T_0 = 293 \text{ К}$. Под крышкой цилиндра находится полупроницаемая перегородка, пропускающая азот, но не пропускающая кислород (по-

ложение I). Если снять крышку и привести полупроницаемую перегородку в соприкосновение с атмосферой, азот начнет проникать в цилиндр. Этот процесс в соответствии с законом Дальтона будет продолжаться до тех пор, пока парциальные давления азота с обеих сторон перегородки не сравняются. Суммарное давление в цилиндре достигает при этом величины $1,79 \text{ кгс/см}^2$ (положение II). Если теперь освободить поршень и дать ему возможность двигаться, то он будет перемещаться вниз, производя работу. По мере движения поршня азот будет поступать из атмосферы в цилиндр через перегородку так, чтобы давление азота не падало ниже $0,79 \text{ кгс/см}^2$. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока парциальное давление кислорода внутри цилиндра не сравняется с атмосферным, равным примерно $0,21 \text{ кгс/см}^2$ (положение III).

Поскольку состояние азота не изменялось, совершал работу только кислород, изотермически расширяясь от 1 кгс/см^2 до $0,21 \text{ кгс/см}^2$. Следовательно, величина этой работы, равная эксергии e_0 кислорода при p_0 и T_0 , будет равна

$$e_0 = p_i(\text{O}_2) v \ln \frac{p_0}{p_i(\text{O}_2)}, \quad \text{кДж/м}^3. \quad (3-28)$$

Нетрудно видеть, что эта величина в точности равна минимальной работе выделения кислорода из воздуха, но с обратным знаком.

Аналогичный процесс может быть проведен и применительно к азоту атмосферы. При одновременном использовании двух полупроницаемых перегородок может быть получена работа разделения воздуха на кислород и азот

3-6. i, τ_e -ДИАГРАММА (ЭНТАЛЬПИЯ — ЭКСЕРГЕТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА)

i, τ_e -диаграмма является модификацией i, T -диаграммы, широко применяемой как в теплотехнических расчетах, так и в низкотемпературной технике. Разница между этими диаграммами состоит в том, что по оси ординат откладывается не температура в градусах Кельвина, а величина функции τ_e . Так как каждому значению T соответствует при данном T_0 определенное значение τ_e , то изотермы на i, τ_e -диаграмме проходят горизонтально. В соответствии со свойствами функции i, τ_e -диаграмма в области низких температур будет растянута, а в области высоких — сжата, что удобно для использования ее в низкотемпературной технике.

Такая диаграмма построена А. И. Андрющенко для водяного пара [I-71] по данным М. П. Вукаловича. На рис. 3-30 показана i, τ_e -диаграмма воздуха, построенная автором по данным И. П. Ишкина и М. Г. Каганера.

i, τ_e -диаграмма позволяет проводить расчеты, связанные с величиной эксергии теплового потока e_q . Значение эксергии теплового потока $e_q = \sum \delta q \tau_e$, связанного с изобарным изменением состояния, изображается на i, τ_e -диаграмме площадью (рис. 3-31).

Действительно, в элементарном процессе ab , показанном на рисунке, отрезок оси ординат di равен элементарному количеству тепла δq , отданному или полученному телом. Поэто-

му площадь элементарной площадки $abcd$, высота которой равна τ_e , численно равна δe_q , а площадь $1-2-2'-1'$ — величине $e_q = \sum \delta q \tau_e$.

В зависимости от знака величины τ_e и направления теплового потока знаки эксергии e_q и численно равной ей площади будут различны. Если, например, тепло отводится от системы

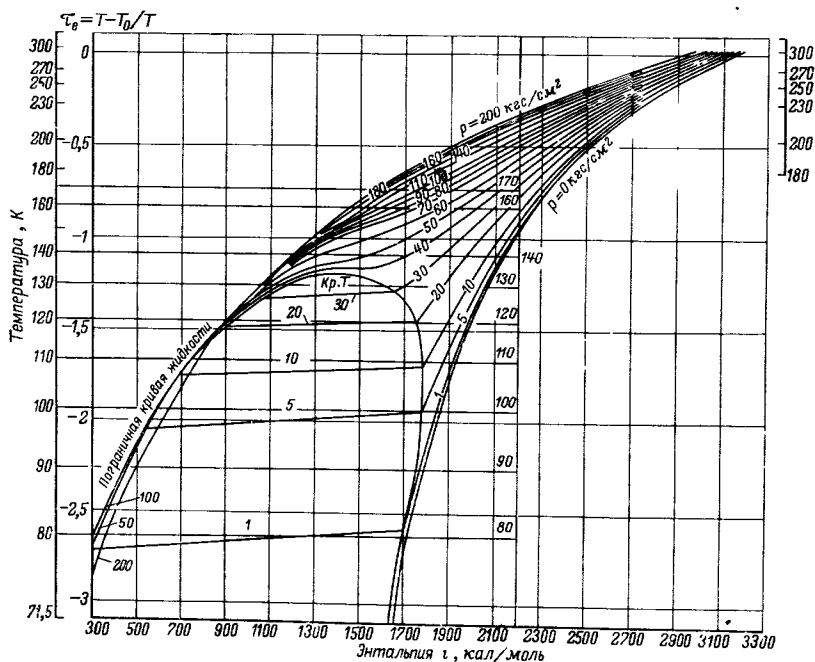


Рис 3-30. i, τ_e -диаграмма для воздуха

($\delta q < 1$) и $\tau_e < 0$, то знак эксергии e_q положителен (эксергия подводится). Если знаки δq и τ_e разные, то $e_q < 0$. Таким образом, i, τ_e -диаграмма дает возможность подсчитать эксергию теплового потока в аппаратах, где происходит нагревание или охлаждение потока рабочего тела при $p = \text{idem}$.

При расчете эксергии теплового потока по диаграмме i, τ_e , так же как и при пользовании e, i -диаграммой, иногда требуется учитывать влияние изменения температуры T_0 на τ_e , а, следовательно, и на величину $e_q = \sum \delta q \tau_e$. Для этого ось ординат изображают в виде номограммы. Вертикальные прямые номограммы соответствуют разным значениям T_0 (10, 20, 30 и 40 °C), а наклонные кривые — значениям τ_e . Точки пересечения кривых с соответствующей вертикалью дают значения τ_e при данных T и T_0 .

Используя эту номограмму, можно найти как значения τ_e для любой температуры T при различных величинах T_0 , так и соответствующие им параметры на диаграмме, проведя горизонтальную прямую через точку пересечения.

При определении e_q по площади на диаграмме прямая $\tau_e = 0$ должна выбираться при соответствующих значениях T_0 .

Номограмма на оси ординат, независимо от самой диаграммы, может служить для быстрого перевода T в τ_e , и наоборот; при изменении значений T_0 это облегчает все расчеты, связанные с использованием τ_e .

В расчетной практике и при термодинамическом анализе наибольшее распространение получили графики в q, τ_e -координатах, в которых использованы свойства i, τ_e -диаграммы, описанные выше. Основным отличием такого графика от i, τ_e -диаграммы является то, что по оси абсцисс откладывается не параметр состояния i , а параметр процесса, сопровождающегося передачей эксергии в форме тепла, q . Поэтому диаграмма становится пригодной для изучения процессов теплообмена, где количества и составы веществ, участвующих в процессах, различны и величина Δi одного вещества недостаточна для тепловой характеристики процесса. На графике можно наносить кривые, характеризующие изменение температуры и тепловые потоки разных веществ при разных количествах их в потоках.

q, τ_e -диаграмма может использоваться для двух целей: для графического анализа процессов теплообмена и для представления эксергетического баланса различных циклов. Способ изображения эксергии тепла на q, τ_e -диаграмме ничем не отличается от описанного выше для i, τ_e -диаграммы. Это позволяет наглядно изобразить изменения эксергии тепла при теплообмене. Рассмотрим теплообменник, работающий при температурах ниже T_0 . Откладываем по оси q на q, τ_e -диаграмме количество тепла, переданное в данном теплообменнике (отрезок ab на рис. 3-32), а между вертикальными линиями, пересекающими эти точки, — кривые, показывающие изменение температуры каждого из потоков по мере отвода или подвода тепла¹.

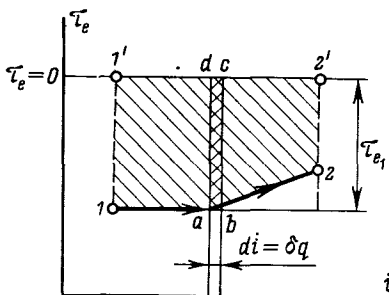


Рис 3-31. Величина эксергии теплового потока на i, τ_e -диаграмме.

¹ Точки для построения этих кривых удобнее всего брать с τ_e, i - или T, i -диаграммы соответствующего вещества.

Охлаждаемому телу A будет соответствовать кривая 1-2, нагреваемому B — кривая 3-4. Так как во всех сечениях теплообменника имеется конечная разность температур, то кривая 3-4 везде будет проходить ниже кривой 1-2. По смыслу диаграмм i, τ_e или q, τ_e площадь a -3-4- b будет отрицательной и соответствует эксергии, отведенной от тела B . Площадь 1-2- a - b положительна и равна эксергии, полученной телом A . Разность между ними — площадь 1-2-3-4 — равна эксергии d , потерянной при теплопередаче. Таким образом, q, τ_e -диаграмма

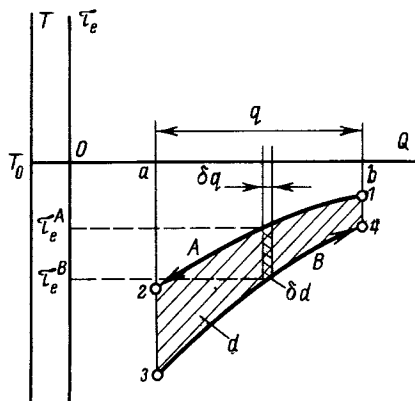


Рис. 3-32. Представление процесса теплообмена в q, τ_e -диаграмме.

позволяет показать численное значение потерь от необратимости при теплообмене и распределение их вдоль аппарата. Определение этих потерь, равных произведению $\sum \Delta s_c$ системы на T_0 , возможно и по T, s -диаграмме [I-83], но в этом случае видна только сумма потерь, а распределение их по участкам не видно.

Построение графика рис. 3-32 для температур $T > T_0$ аналогично.

Для того чтобы представить в координатах q, τ_e эксергетический баланс закрытой стационарной системы, следует нанести на одну диаграмму в виде площади все количества эксергии, передаваемые в виде тепла и работы через контрольную поверхность [IV-39]. Количества работы наносятся на диаграмму так же, как и тепло, с той лишь разницей, что ордината линии, соответствующей работе, всегда равна единице. Тогда эксергия, подведенная или отведенная в форме работы, изобразится площадью, численно равной работе, имеющей ее знак и расположенной между прямой, параллельной оси абсцисс с ординатой $\tau_e = 1$, и прямой $\tau_e = 0$.

В идеальной установке в силу закона сохранения сумма положительных площадей, соответствующих подведенной эксергии, была бы равна сумме отрицательных, показывающих отведенную эксергию. В реальной установке эксергия частично теряется, поэтому сумма отрицательных площадей меньше суммы положительных на величину потерь от необратимости d внутри установки.

Наряду с линиями, показывающими изменение температуры рабочего тела, можно нанести на диаграмму температуры внешних теплоприемников и теплоотдатчиков. Тогда соответ-

вствующие площади покажут величину потерь от необратимости при теплообмене вне установки [IV-39].

Таким образом, q , τ_e -диаграмма позволяет дать полную характеристику внешнего эксергетического баланса любого закрытого стационарного термомеханического процесса.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИЕ БАЛАНСЫ СИСТЕМ

4-1. СОСТАВЛЕНИЕ И АНАЛИЗ УРАВНЕНИЙ ЭКСЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА

Эксергетический баланс любой системы описывается в общем виде уравнением

$$\Sigma E' \geq (\Sigma E'' + \Delta E) \quad (1-3)$$

или

$$D = \Sigma E' - (\Sigma E'' + \Delta E). \quad (1-3a)$$

Знак равенства относится к случаю, когда все процессы как в самой системе, так и при ее взаимодействии со средой и находящимися в ней объектами обратимы ($D=0$); неравенство ($D>0$) относится к реальным, необратимым процессам.

Величины $\Sigma E'$, $\Sigma E''$, ΔE могут включать все виды эксергии, рассмотренные в гл. 2. Составляющие величины ΣE большей частью представляют собой E , E_q , E_s и E_0 и работу L , а величина ΔE — эксергию E_v .

В стационарной системе величина $\Delta E=0$. В закрытых системах, где обмен веществом через границы системы отсутствует, равны нулю эксергии потока вещества E и E_0 .

Рассмотрим некоторые общие свойства эксергетического баланса системы применительно к двум случаям — анализу *существующих систем* и анализу *создаваемых систем*.

Анализ существующих систем во всех случаях сводится к тому, что рассматриваемая система (или ее часть) мысленно отделяется посредством некоторой замкнутой контрольной поверхности от других объектов и эксергии всех проходящих через эту поверхность потоков вещества и энергии включаются в эксергетический баланс, в соответствии с уравнениями (1-3) или (1-3a).

Данные, необходимые для вычисления эксергии, получают путем измерений соответствующих параметров.

В зависимости от конкретных задач исследования на основе этого баланса определяются абсолютные или относительные термодинамические или термоэкономические характеристики системы (или ее части).

Анализ создаваемых (проектируемых) систем ведется тем же способом, но исходные данные для определения величин эксергии находятся расчетным путем.

Если в системе или каком-либо ее элементе неравенство (1-3) нарушено, то это означает либо ошибку в измерениях или расчетах, либо (при проектировании системы) указывает на невозможность ее осуществления на практике. Всякое устройство, в котором выходящая эксергия больше входящей, представляло бы собой вечный двигатель второго рода (Perpetuum mobile II — или сокращенно РРМ II).

Действительно, в этом случае «лишняя» эксергия могла бы использоваться в двигателе, а «остаток» мог быть снова возвращен в систему. При тщательном последующем анализе ошибка, приводящая к такому результату ($D < 0$), всегда может быть обнаружена¹.

Другими словами, вечный двигатель первого рода (РРМ I) — устройство, создающее *энергию* «из ничего»; вечный двигатель второго рода (РРМ II) — устройство, создающее *эксергию* из того же «материала».

Изобретатели РРМ I в XX в. уже, как правило, не появляются. Что касается изобретателей РРМ II, то их можно встретить и сейчас; предложения о создании различных технических систем, производящих эксергию из ничего, до сих пор встречаются в научной и патентной литературе [0-24, 0-32, 0-33, IV-69]. Пример такого изобретения подробно рассмотрен в § 4-6.

За последние 10—15 лет появилось довольно много книг и статей, в которых под лозунгом борьбы за новое, против консерватизма, пропагандируются теории о возможности существования в окружающей нас природе и технических системах «антиэнтропийных» процессов, идущих с уменьшением энтропии и «концентрирующих» энергию. Другими словами, утверждается, что могут существовать и уже существуют процессы, в которых $D < 0$ — эксергия возрастает без притока ее извне. Существование таких процессов, по мнению этих авторов, противоречит второму началу термодинамики, и следовательно, указывает на его несостоятельность (или ограниченность).

Наиболее концентрированное выражение воззрения такого рода нашли в книгах П. К. Ощепкова, И. И. Гвая, А. И. Вейника² и других авторов [0-32, 0-33]. Правильность таких утверждений «подтверждается» как общепhilosophическими, так и, на первый взгляд, вполне научными доводами. Поскольку весь эксергетический анализ опирается на представление о возрастании энтропии в необратимых процессах, необходимо рассмотреть хотя бы кратко, в какой степени это представление может быть поколеблено.

Начнем с общепhilosophических доводов. Все они опираются на совершенно правильное положение Ф. Энгельса, а также ряда других ученых о том, что безоговорочное распространение постулата Клаузиуса о воз-

¹ Соблюдение энергетического баланса по уравнению (1-1), естественно, еще не доказывает возможности реализации системы, поскольку это условие необходимо, но недостаточно.

² П. К. Ощепков. Жизнь и мечта. «Московский рабочий», 1967; И. И. Гвай. «О малонизвестной гипотезе Циолковского». Калужское книжное издательство, 1959; А. И. Вейник. Термодинамика. Минск, «Вышшая школа», 1968.

растании энтропии в адиабатно замкнутой системе на всю вселенную приводит к неприемлемому и противоречащему наблюдаемым фактам выводу о «тепловой смерти» вселенной. Для этой же цели используется, кроме того, абсолютно правильное положение, что закон возрастания энтропии не является столь же универсальным, как закон сохранения энергии, на который опирается первое начало термодинамики, и как закон существования энтропии, на котором основано второе начало термодинамики¹.

Однако верное общеполитическое представление о том, что принцип возрастания энтропии не является универсальным для *космоса* или *микромира*, нельзя механически переносить на изучаемые нами технические или биологические системы, где статистические законы действуют в полной мере. Возможные в принципе «антиэнтропийные» процессы могут быть связаны только с какими-то новыми, неизвестными нам явлениями, возможность появления которых относится к условиям, резко отличным от тех, которые наблюдаются в доступной нам части вселенной. Поэтому в рамках макромира, и в частности для техники и биологии, закон возрастания энтропии является абсолютным. Ни в одной из известных в настоящее время систем (технических и даже космических [0-22]²) закон возрастания энтропии не нарушается. Это и понятно, поскольку статистические зависимости, на которые он опирается, действуют в этих условиях в полной мере. Так называемые «научные доводы», посредством которых «опровергается» закон возрастания энтропии, направлены именно против этого последнего тезиса. В доказательство приводятся примеры систем, в которых, по мнению авторов, имеют место «антиэнтропийные» процессы.

Однако легко показать, что во всех этих случаях анализ сделан неверно и на самом деле уменьшение энтропии в одной области достигается за счет неизбежного и еще большего роста энтропии в другой области, связанной с первой. В результате любое возрастание эксергии в одной части системы обязательно приводит к ее уменьшению в другой части системы (или в соседней системе), и в целом уравнение (1-3) *всегда* соблюдается ($D > 0$).

Наиболее часто приводится в качестве примера возможного «концентратора» энергии, а следовательно и устройства, уменьшающего энтропию, тепловой насос (например, в уже упоминавшейся книге П. К. Ощепкова). По мнению этого автора к. п. д. теплового насоса может быть больше единицы.

На самом деле никакой концентрации энергии в тепловом насосе не происходит; напротив, любой тепловой насос всегда рассеивает энергию. Увеличение эксергии трансформируемого теплового потока достигается только за счет уменьшения эксергии той энергии, которая служит для привода системы, например, работы. Работа при этом преобразуется в тепло, эксергия которого меньше; связанное с этим понижение эксергии обязательно больше, чем повышение эксергии трансформируемого теплового потока. В результате общая эксергия уменьшается. Коэффициент полезного действия процесса в тепловом насосе никогда не превышает (и не может превысить) 100%.

Больше 100% в этом случае не к. п. д., а так называемый коэффи-

¹ Как известно, второе начало термодинамики объединяет в себе два постулата: о существовании энтропии (для обратимых процессов) и о возрастании энтропии (для необратимых процессов). Первый постулат имеет абсолютное значение, а второй (не вытекающий непосредственно из классической термодинамики) не имеет [0-6].

² «Распад и рассеяние (в полном соответствии со вторым началом термодинамики) характеризуют общую направленность процессов в нашей галактике и, как оказалось впоследствии, и в других галактиках» — пишет акад. В. А. Амбарцумян.

циент трансформации μ , который основан на формуле (1-2) и не является к. п. д. в строгом смысле слова¹.

Если применительно к техническим системам рассуждения о мнимых нарушениях закона возрастания энтропии встречаются все же как исключения и главным образом в популярной и мемуарной литературе, то в биологии они стали чуть ли не правилом. Даже в серьезной биологической литературе часто встречаются представления о процессах, идущих якобы вопреки второму началу термодинамики (например, в книге К. С. Тринчера²). Особенно свободно рассуждает на эту тему П. Г. Кузнецов в приложении к упомянутой книге К. С. Тринчера.

Основная ошибка всех рассуждений такого рода связана не только с недостаточным знанием термодинамики. Дело еще и в том, что несомненно существующие некоторые особенности принципиального характера, свойственные биологическим системам, заслоняют собой действие общих законов, действительных для всех систем без исключения. Эти особенности, если говорить о них коротко, сводятся к следующему.

Во-первых, биологические системы в условиях стационарной окружающей среды (или с ограниченными отклонениями от средних значений) являются устойчивыми образованиями, структура которых за все время их существования непрерывно поддерживается и обновляется. Это означает, что эксергия системы не уменьшается, а энтропия не увеличивается. *Внешнее управляющее устройство отсутствует.* Вся необходимая для управления информация заложена *внутри системы*.

Во-вторых, если говорить не об индивидуальной живой системе, а о совокупности таких систем (например, о биосфере земли или ее частях), то она обладает способностью неограниченно *усложнять свою структуру* (т. е. увеличивать эксергию и уменьшать энтропию).

Оба эти свойства биологических систем (способность сохранять и обновлять свою структуру и способность усложнять ее) присущи и техническим системам.

Принципиальная разница состоит в том, что техническая система должна *управляться извне* либо человеком, либо созданным им кибернетическим устройством. Без этого техническая система неизбежно постепенно теряет свою структуру, деградирует (эксергия будет падать, а энтропия расти) и в пределе растворится в окружающей среде.

Таким образом, сохранять и совершенствовать свою структуру или, другими словами, поддерживать и повышать свою эксергию могут как биологические, так и технические системы; принципиальная разница, состоящая в различии систем управления, не снимает этого общего свойства.

Противоречит ли наличие этого свойства закону возрастания энтропии? Многие авторы считают, что противоречит.

Тринчер пишет: «Основная функция живой системы представляет собой своеобразный, характерный только для живой материи, рабочий процесс, который противоречит второму началу термодинамики».

По Джинсу (цитирует П. Г. Кузнецов): «Деятельность человеческой мысли идет вразрез со вторым началом термодинамики; техника и организация ведут в сторону уменьшения энтропии вселенной». Подобных цитат можно привести множество.

Ошибка авторов приведенных высказываний и тех, кто с ними соглашается, заключается в неучете того обстоятельства, что уменьшение или поддержание постоянной энтропии и возрастание или поддержание постоянной эксергии в рассматриваемой системе *неизбежно* сопровождается еще большим возрастанием *энтропии* и суммарным *падением эксергии* внешних объектов, находящихся в окружающей среде (см. рис. 1-2).

Применительно к биологическим системам это положение наиболее наглядно высказал Э. Шредингер [0-31]. «Энтропия кошки уменьшается

¹ Более подробно этот вопрос рассмотрен в § 4-4.

² К. С. Тринчер. Биология и информация. М., «Наука», 1965.

э. счет того, что возрастает энтропия системы «кошка + мышь». Любой живой организм (или их совокупность) всегда поглощает материалы и потоки энергии с меньшей энтропией, а выделяет со значительно большей. Все то, что получается из мыши после того, как кошка съест ее и переварит, имеет значительно большую энтропию и меньшую эксергию, чем мышь.

При всей специфичности биологических процессов общие положения термодинамики остаются неизменными и для них.

Точно так же любой технический объект (например, тепловая электростанция) всегда поглощает больше эксергии (и меньше энтропии), чем выделяет. Разность эксергий между топливом и воздухом, с одной стороны, и продуктами сгорания, с другой, гораздо больше, чем отводимая мощность всех видов ¹.

Таким образом, как развитие биосферы, так и сознательная деятельность человека, связанная с развитием техники, приводят не к уменьшению энтропии вопреки второму началу термодинамики, а к *увеличению энтропии и расходованию эксергии* природных ресурсов. Поэтому эксергия надо добывать и использовать экономно. Постепенное истощение известных ресурсов эксергии неизбежно приводит к необходимости искать новые источники эксергии.

Поэтому нет никаких научных оснований сомневаться в полной надежности выводов, получаемых как следствие второго начала термодинамики и, в частности, посредством эксергетического метода применительно как к техническим, так и к биологическим системам.

4.2. ВИДЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТЕРЬ ЭКСЕРГИИ

а) Виды потерь эксергии

Потери эксергии в различных системах могут быть разделены на две группы с точки зрения их распределения [IV-56].

Внутренние потери связаны с необратимостью процессов, протекающих внутри системы. Эти потери обозначаются нижним индексом i (D_i). Примерами внутренних потерь могут служить потери, связанные с дросселированием, гидравлическими сопротивлениями, трением в машинах, тепломассообменом при конечных температурных и концентрационных напорах и др.

Внешние потери связаны с условиями сопряжения системы с окружающей средой и находящимися в ней источниками и приемниками энергии. Эти потери обозначаются нижним индексом e (D_e). К внешним потерям относятся те, которые связаны, например, с отличием температур нагреваемого или охлаждаемого тела от температуры рабочего тела, потери через тепловую изоляцию. К этой же группе относятся потери с продуктами, выходящими из установки, эксергия которых не используется (например, дымовые газы, нагретая охлаждающая вода, азот в некоторых воздухоразделительных установках и др.).

Разделение внутренних и внешних потерь легко произвести посредством той же формулы (1-3). Если в нее подставить

¹ Числовой пример приведен в гл. 6.

величины эксергии, взятые по параметрам самой установки, полученная величина D_i будет соответствовать только внутренним потерям. Если же контрольную поверхность провести так, чтобы в уравнение входили величины эксергии, отдаваемые или получаемые внешними источниками и приемниками энергии, то разность E' и E'' будет включать и внешние, и внутренние потери

$$D = \Sigma D_i + \Sigma D_e = \Sigma E' - \Sigma E''. \quad (4-1)$$

Сравнивая уравнения для обоих случаев, можно найти внешние потери D_e .

Практическое значение такого разделения потерь связано с тем, что пути уменьшения внешних и внутренних потерь существенно различаются. Внутренние потери D_i связаны главным образом с несовершенством аппаратов и машин, входящих в схему анализируемого агрегата, или процессов в отдельных ее элементах. Внешние потери D_e большей частью определяются несоответствием между процессом в целом и внешними условиями его проведения, а также несоответствием между отдельными элементами, технологически связанными в одну цепь.

Распределение внутренних потерь по частям установки получается, если применить уравнение (1-4) к любой выбранной части установки, проведя в нужном месте контрольную поверхность. Сумма внутренних потерь D_i по всем элементам процесса дает общую величину внутренних потерь ΣD_i . Точно так же могут быть дифференцированы и внешние потери; их сумма ΣD_e . Окончательно уравнение (1-4) для стационарного процесса примет вид:

$$\sum_1^n D_{i,i} + \sum_1^n D_{e,i} = E' - E''. \quad (4-2)$$

Таким образом, может быть получена полная количественная характеристика потерь в установке и ее отдельных частях, связанная как с внутренними, так и с внешними факторами.

Распределение внутренних потерь между элементами установки характеризуется для каждого из них величиной δ , определяемой из уравнения

$$\delta_i = \frac{D_{i,i}}{\sum_1^n D_{i,i}} \quad (4-3)$$

Величина δ_i выражается в долях единицы или в процентах¹.

При анализе потерь важно характеризовать их не только с точки зрения распределения, но и с точки зрения причин, их вызывающих.

Часть величины D связана с необратимыми явлениями, зависящими от несовершенства оборудования. В пределе такие потери могут быть сведены к нулю без изменения схемы процесса. Эти потери называются «техническими». Примерами технических потерь могут служить потери от несовершенства тепловой изоляции, от трения в машинах, от теплообмена при конечной разности температур, обусловленной ограниченными размерами поверхности и коэффициента теплопередачи и др.

Другая часть D связана с необратимыми явлениями, органически свойственными данному процессу; эти потери не могут быть устранены или снижены без радикального изменения самого процесса или замены его на другой. Такие потери называются «собственными» [IV-51; I-6].

Собственными потерями являются, например, потери в дроссельных устройствах, предназначенных для ожижения газов, потери при теплообмене, связанные с неодинаковой разностью температур по длине аппарата вследствие различия теплоемкостей потоков и др. В ряде случаев разделение потерь на технические и собственные необходимо, так как показывает, какую их часть можно устранить путем совершенствования элементов данного технического процесса [I-76].

В ряде случаев при анализе технических систем применяют разбивку потерь D не по месту, где они происходят, а по причинам, их вызывающим. Тогда потери, независимо от того, в каком элементе системы или в каком процессе они возникают, суммируются по группам, каждая из которых связана с определенной причиной. Например, потери от теплообмена при конечной разности температур, потери от гидравлических сопротивлений, потери от смешения и т. д. Сумма потерь, естественно, будет той же, что и при других методах классификации. Выбор способа (или способов) классификации потерь определяется конкретными условиями задачи; каждый из них дает свою ценную информацию.

Приведенный выше анализ потерь эксергии D дополнительно подчеркивает принципиальную разницу между ними и так называемыми «потерями энергии»² D_0 .

¹ Следует иметь в виду, что величины потерь $D_{i,i}$, качественно равнозначные с формальной точки зрения, при более глубоком рассмотрении оказывают (даже при одном и том же численном значении) различное влияние на эффективность системы в целом. Поэтому коэффициент δ_i не может служить единственным показателем, характеризующим значение потерь в данном элементе для системы в целом. Как будет показано ниже (§ 4-5), важную роль играет место, которое занимает в системе рассматриваемый элемент.

² Поскольку энергия в отличие от эксергии неуничтожаема, она не может «теряться», даже если в данном процессе не используется. Поэтому термин «потери энергии» в некоторых случаях может вызвать путаницу. Примеры этого приведены в гл. 5.

Значение D_3 показывает энергию, не используемую в данном процессе. Вопрос о том, не использована эта энергия в силу недостатков процесса или потому, что она принципиально не может быть использована, в энергетическом балансе не рассматривается.

Величина D показывает не энергию, а эксергию и отражает потерю, связанную с *качественным* изменением энергии (с ее диссипацией). Эксергия поэтому может «исчезать», «теряться» в полном смысле этих слов. Причина возникновения потери в эксергетическом балансе не только однозначно определяется по величине, но она связывается с конкретными факторами, определяющими несовершенство процесса. Энергия, которая в принципе не может быть использована, в эксергетический баланс вообще не входит.

б) Диаграмма потоков и потерь эксергии

Весьма полезным инструментом эксергетического анализа является диаграмма потоков эксергии. Эта диаграмма впервые была введена в практику П. Грассманом [I-28] и в дальнейшем усовершенствована

Я. Шаргутом [I-63] и Г. Баером [I-3]. В последние годы такая диаграмма используется при термодинамическом анализе самых разнообразных систем и агрегатов.

Так же как и на широко известной диаграмме потоков энергии, где потоки энергии изображаются полосами (диаграмма Сэнки), каждый поток эксергии в рассматриваемой системе изображается полосой, ширина которой пропорциональна его величине. Основное отличие диаграммы потоков эксергии от диаграммы потоков энергии заключается в том, что потоки эксергии могут уменьшаться или вообще исчезать в результате потерь, а не сохраняют постоянное значение, как потоки энергии. Рассмотрим особенности этих диаграмм на примере компрессионной одноступенчатой теплонасосной установки [I-63] (схема на рис. 4-1).

Рис. 4-1. Принципиальная схема компрессионной одноступенчатой теплонасосной установки.

I — двигатель; II — компрессор; III — конденсатор; IV — дроссель, V — испаритель.

Рабочее тело (например, фреон) испаряется при низком давлении посредством тепла Q' , отбираемого из окружающей среды. Пары поступают в компрессор, где их температура при сжатии повышается; пар охлаждается и конденсируется

при высоком давлении, причем выделяется некоторое количество тепла $Q'' > Q'$ при повышенной температуре; этот тепловой поток используется для целей нагрева. Сконденсированное рабочее тело после дросселирования и связанного с ним понижения температуры возвращается в испаритель.

Потоки энергии (рис. 4-2, а) в установке связаны как с внешним энергетическим обменом, так и с циркуляцией рабочего тела в цикле. К первым относятся: поток подводимой электрической мощности N , часть которой теряется в двигателе и приводе (Q_d), тепловой поток Q' , поступающий в испаритель из окружающей среды и, наконец, тепловой поток Q'' , отдаваемый потребителю при повышенной температуре T'' .

Эти величины связаны уравнением энергетического баланса установки

$$Q' + N = Q_d + Q'' \quad (4-4)$$

Поток энергии, измеряемый энтальпией рабочего тела $I_{p.t.}$, постоянно циркулирует с ним в цикле¹.

Как видно из графика, потери энергии и происходящие с ней качественные изменения не находят в нем никакого отражения: ширина полосы не может измениться без подвода или отвода какого-либо потока энергии. В каждом узле схемы, обведенном штриховой линией (компрессор, конденсатор и т. д.), суммарная ширина полос на выходе равна ширине полос на входе.

Совершенно иначе выглядит эксергетическая диаграмма потоков (рис. 4-2, б). Здесь видны все потери, возникающие в результате необратимых процессов в каждом узле установки. Величина каждой потери соответствует уменьшению ширины

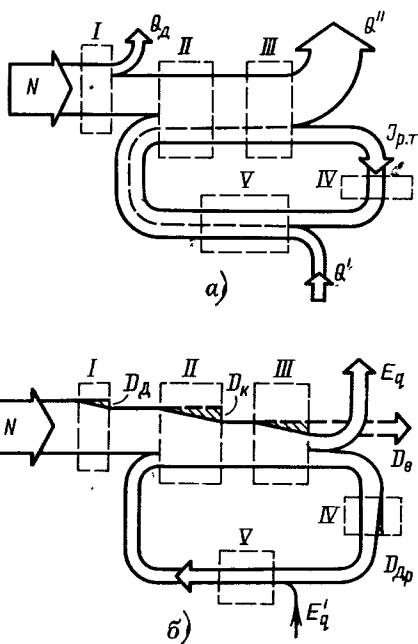


Рис. 4-2. Диаграммы потоков компрессионной теплонасосной установки.

а — энергетическая диаграмма; б — эксергетическая диаграмма.

¹ Поскольку величина энергии потока, измеряемая его энтальпией, может отсчитываться от произвольно выбранного уровня, то ширина соответствующей полосы может быть различной; на величинах, входящих в уравнение (4-4), это не отразится.

рины полосы эксергии и условно изображается заштрихованным наклонно треугольником. Первая такая потеря введенной в виде электрической мощности эксергии возникает в двигателе и приводе (D_d), вторая, значительно большая, — в компрессоре (D_k). Здесь эксергия, подведенная в виде работы привода (за вычетом потерь D_d) и с поступающим из испарителя рабочим телом, преобразуется в эксергию сжатого рабочего тела. Большая часть этой эксергии (E''_q) отдается потребителю в виде теплового потока повышенной температуры (за вычетом внешней потери D_e , связанной с теплопередачей при конечной разности температур между рабочим телом и внешним приемником тепла). При дросселировании рабочего тела также возникает потеря от необратимости $D_{др}$, несколько уменьшающая эксергию потока рабочего тела.

В испарителе подводится тепловой поток Q' , эксергия которого E'_q близка к нулю, поскольку теплопередача происходит при температуре, близкой к T_0 (следовательно, $\tau_e \approx 0$). Поэтому эксергия рабочего тела в испарителе почти не увеличивается.

Часто для того чтобы нагляднее показать величины потерь и их сумму ΣD , полосы, соответствующие их величине, сводятся в одну. Такое построение выполняется штриховыми линиями, причем внешние потери показывают поперечной штриховкой полос, а внутренние — не штрихуются.

В рассматриваемом процессе все потери за исключением одной (D_e в конденсаторе) являются внутренними. Величина δ ; из формулы (4-3) геометрически интерпретируется на диаграмме как отношение ширины одной из штриховых полос к ширине суммарной полосы ΣD .

Таким образом, диаграмма потоков эксергии (диаграмма Грассмана) наглядно показывает величины потерь эксергии в системе и их распределение между элементами процесса.

4.3. ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ И МОЩНОСТЬ

Возможность оценивать потоки всех видов энергии, входящих в энергетический баланс любой технической системы (машины, установки или агрегата) посредством единого критерия — эксергии, обладающей свойствами аддитивности, позволяет получить их обобщенные термодинамические характеристики.

Такой обобщенной характеристикой может служить *производительность (мощность)* рассматриваемой технической системы, выраженная в единицах эксергии¹. Она в одинаковой степени применима к любому виду продукции, выдаваемой

¹ Поскольку производительность при таком методе измеряется в единицах энергии, отнесенных к единице времени, можно пользоваться термином «мощность».

в виде работы, теплового потока, излучения или в виде потока рабочего тела при заданных параметрах (температуре, давлении, агрегатном состоянии и составе).

В частности, оценка в эксергетических величинах теплового потока позволяет сопоставлять потоки холода и тепла при любых температурах, так как величина e_q одновременно содержит как количественную, так и качественную их характеристику. Становится также возможным сопоставление установок, выдающих продукцию в виде горячей или охлажденной воды, водяного пара, ожигенного или замороженного газа, с теми, которые для аналогичных целей производят тепловой поток любого знака и параметров, поскольку величины e_q и e полностью сопоставимы.

Другими словами, сопоставление производительности как открытых, так и закрытых стационарных термодинамических систем может производиться непосредственно, без всяких дополнительных построений и пересчетов по величине ΣE_o .

Величина ΣE_o (сумма эффективных E) представляет собой алгебраическую сумму потоков эксергии, которая определяет полученный эффект, даваемый системой. В частном случае, когда в ΣE_o входят все отводимые потоки, она равна $\Sigma E''$ из формулы (1-3). Величина ΣE_o , отнесенная к единице времени, характеризует мощность системы.

Таким образом, эксергетическая производительность (мощность) определяется по формуле

$$N_{ex} = \frac{\Sigma E_o}{\tau} = \Sigma \dot{E}_o, \quad (4-5)$$

где τ — время (в секундах, минутах или часах)¹.

Для установок, выдающих одновременно несколько видов продукции, производительность определяется суммированием эксергии всех получаемых продуктов.

Производительность установки, выраженная через эксергию, обладает и тем важным свойством, что, будучи отнесенной к затраченной эксергии (в форме топлива, тепла или электрической энергии), всегда дает непосредственно к. п. д. установки η_e соответственно формуле (1-4).

Рассмотрим величины эксергетической производительности (мощности) применительно к наиболее часто встречающимся техническим системам.

Первой рассмотрим систему, вырабатывающую электроэнергию и тепло, — ТЭЦ, а затем системы, использующие энергию, — компрессоры, тепловые насосы, холодильные и другие низкотемпературные установки.

¹ Здесь и в дальнейшем для обозначения величин эксергий, отнесенных ко времени (мощность), применяются буквы E или e с точкой (E или e).

Теплоэлектроцентральный (ТЭЦ). В общем случае продукция тепловой электрической станции, предназначенной для комбинированной выработки электроэнергии и тепла (ТЭЦ) путем использования химической эксергии топлива, должна оцениваться по сумме электрической мощности и эксергии отводимых теплофикационных потоков пара (или горячей воды). Поскольку конденсат частично или полностью возвращается на ТЭЦ, то его эксергия должна также учитываться.

Тогда эксергетическая мощность ТЭЦ определится по формуле

$$N_{ex} = N_{эл} + \sum (G_{п, i} e_{п, i} - G_{к, i} e_{к, i}), \quad (4-6)$$

где $N_{эл}$ — электрическая мощность станции нетто; $G_{п, i}$ и $e_{п, i}$ — количество пара, отбираемого на тепловое потребление и его эксергия соответственно; $G_{к, i}$ и $e_{к, i}$ — количество возвращаемого конденсата и его эксергия соответственно.

В случае необходимости в формулу (4-6) добавляется член, отражающий отбор эксергии с горячей водой (с учетом эксергии возвращенной воды).

Компрессор. Назначение компрессора — увеличение давления сжимаемого газа. Поэтому производительность компрессора оценивается по возрастанию эксергии Δe газа в процессе сжатия¹

$$N_{ex} = \sum G_i \Delta e_i, \quad (4-7)$$

где G_i — количество сжимаемого газа.

Если тепло сжатия используется, то его эксергию также необходимо учесть. Тогда формула (4-7) примет вид:

$$N_{ex} = \sum G_i \Delta e_i + G_v \Delta e_v, \quad (4-7a)$$

где Δe_v — возрастание эксергии охлаждающей воды (или воздуха) в холодильниках; G_v — расход охлаждающей среды.

Холодильные и теплонасосные установки. Этот вид установок характеризуется тем, что выдает свою продукцию в виде теплового потока заданных параметров — при заданной температуре (или температурах). По принятой терминологии, в том случае, когда $T > T_0$, речь идет о теплонасосных установках, и когда $T < T_0$ — о холодильных.

В первом случае мощность установки измеряется величиной приведенной теплопроизводительности (мощности), равной эксергии E_q полезно используемого теплового потока

¹ В компрессорах и других устройствах, работающих от электрического или теплового двигателя, часто под мощностью понимают мощность привода. Такая терминология в принципе неверна, поскольку любое техническое устройство должно оцениваться прежде всего по тому, что оно дает, т. е. по результату его работы, а не по тому, что оно потребляет. Вторая величина, в отличие от первой, должна быть возможно меньшей.

(ширина полосы E''_q на рис. 4-2,б). Эта величина характеризует тепловой поток как с количественной, так и с качественной стороны; ее значение всегда меньше тепловой мощности (характеризующей тепловой поток только с количественной стороны¹), поскольку $\tau_e < 1$.

Во втором случае мощность установки измеряют эксергетической холодопроизводительностью, равной эксергии производимого теплового потока. Однако в отличие от первого случая получаемый тепловой поток не *отводится* от установки, а *подводится* к ней при $T < T_0$.

Это обуславливает две существенные особенности эксергетической холодопроизводительности.

Во-первых, направления потока эксергетической холодопроизводительности и тепла противоположны. Эксергетическая холодопроизводительность направлена *от установки к охлаждаемому объекту*. Таким образом, направления потоков эксергетической холодопроизводительности и теплопроизводительности совпадают, в отличие от тепловых потоков, которые в холодильной и теплонасосной установках *противоположны*. Совпадение направлений эксергетической производительности обеспечивает необходимую общность анализа, исключая необходимость введения искусственного понятия «холод», трактуемого как «тепло с обратным знаком».

Во-вторых, абсолютная величина эксергетической холодопроизводительности может быть как больше, так и меньше величины теплового потока, отводимого от охлаждаемого объекта, поскольку $|\tau_e| \geq 1$ при $T < T_0$. При весьма низких (криогенных) температурах абсолютная величина такой холодопроизводительности во много раз больше теплового потока.

В технике встречаются комбинированные агрегаты, сочетающие функции теплового насоса и холодильной установки. Поэтому целесообразно привести формулу эксергетической мощности для такого агрегата, рассматривая холодильную и теплонасосную установки как частные случаи.

Эксергетическая мощность агрегата равна:

$$N_{ex} = \Sigma \dot{E}_{q,i}^{(\tau)} + \Sigma \dot{E}_{q,i}^{(x)}. \quad (4-8)$$

Здесь $\Sigma \dot{E}_{q,i}^{(\tau)}$ и $\Sigma \dot{E}_{q,i}^{(x)}$ — сумма эксергетических тепловой и холодильных мощностей соответственно.

Обычно тепловой поток отводится к потребителю или подводится от него не непосредственно, а через тепло- или холодоноситель (воду, рассол и т. д.), идущие через теплообменники при $p = \text{idem}$. Тогда величины $\dot{E}_q^{(\tau)}$ и $\dot{E}_q^{(x)}$ могут быть выраже-

¹ Чтобы подчеркнуть это различие, тепловую мощность иногда выражают в *термоваттах*, а электрическую или эксергетическую — в *ваттах*.

ны на основе формулы (2-53) через изменение эксергии тепло- или хладоносителя. Например, для теплоносителя

$$E_q^{(r)} = J(e_2 - e_1) \quad (4-9)$$

где J — расход теплоносителя; $(e_2 - e_1)$ — разность значений эксергии на выходе из установки и на входе в нее.

Установки, выдающие охлажденное рабочее тело. Эксергетическая производительность (мощность) здесь [IV-68] определяется возрастанием эксергии выводимого холодного продукта (или продуктов) по сравнению с эксергией продукта или сырья, поступающего в установку:

$$N_{ex} = \sum J_i \Delta e_i, \quad (4-10)$$

где J_i — выход продукта; Δe_i — возрастание эксергии продукта в установке.

Для оживителя гелия, например, Δe_i равно разности эксергий гелия при 1 кгс/см^2 и температурах 293 и 4,2 К.

Установки разделения газовых смесей. В таких установках эксергетическая мощность соответствует сумме эксергий получаемых продуктов разделения при параметрах выхода из установки за вычетом эксергии исходной смеси [V-40; VII-38]:

$$N_{ex} = \sum J_i e_i - J_{см} e_{см}, \quad (4-11)$$

где J_i и $J_{см}$ — соответственно расходы получаемых продуктов и исходной смеси, e_i и $e_{см}$ — соответственно эксергии получаемых продуктов и исходной смеси.

При разделении воздуха второй член уравнения (4-11) равен нулю, так как $e_{см} = e_0 = 0$.

Установки, преобразующие различные виды энергии в излучение. Мощность таких установок определяется эксергией испускаемого ими излучения.

$$N_{e\epsilon} = \sum E_{\epsilon}. \quad (4-12)$$

При температурах выше T_p [см. формулу (2-59)] эксергия излучения меньше излучаемой энергии.

Аналогичная методика подсчета эксергетической производительности (мощности) может быть использована и при анализе других технических систем, вырабатывающих продукцию, качество которой может быть оценено эксергией. Эксергетическая мощность N_{ex} не только позволяет определить к. п. д.

системы, но и является основой для термодинамической и технико-экономической их оптимизации (см. гл. 6 и 7). Величина N_{ex} используется и для решения ряда других технико-экономических задач.

4-4. ОБОБЩЕННОЕ ПОНЯТИЕ К. П. Д. СИСТЕМЫ И ЕЕ ЧАСТИ

Понятие о коэффициенте полезного действия (к. п. д.) широко используется в термодинамике и связанных с ней инженерных науках — теплотехнике, низкотемпературной технике, химической технологии и др. Расширение области применения этого понятия в перечисленных науках привело к появлению большого количества (несколько десятков) самых разнообразных к. п. д., определяемых различными, порой логически мало или совсем не связанными между собой способами [0-1, 0-2, I-4, I-78, I-102].

Термин к. п. д. приобрел настолько большую популярность, что часто используется и в таких областях науки, где дать его количественное определение весьма затруднительно (в частности, и в гуманитарных науках). Мы будем рассматривать этот термин только применительно к наукам, опирающимся на термодинамику.

В этой области любой к. п. д., независимо от способа его определения, можно назвать термодинамическим, поскольку его значение определяется через термодинамические функции состояния или параметры процесса¹.

Все многочисленные разновидности термодинамических к. п. д. могут быть с точки зрения принципа их построения разделены на две группы.

К первой группе термодинамических к. п. д. относятся те, которые представляют собой отношение полученного *полезного эффекта* A_2 к *затратам* A_3 (в термодинамическом смысле), необходимым в данном устройстве для получения этого эффекта,

$$\eta = \frac{A_2}{A_3}. \quad (4-13)$$

Такой принцип построения к. п. д. может быть назван *прямым*.

Ко второй группе термодинамических к. п. д. относятся те, которые показывают *отношение коэффициентов*, характеризующих идеальный для данных условий процесс (или цикл) и соответствующий реальный процесс (или цикл).

¹ Поэтому применение термина «термодинамический к. п. д.» к отдельным, частным видам к. п. д. неоправданно, поскольку не дает никакой информации об особенностях данного к. п. д.

Такой принцип вычисления к. п. д. может быть назван *косвенным*.

Для процессов, связанных с обратными циклами,

$$\eta' = \frac{K_{\text{пл}}}{K_{\text{действие}}}. \quad (4-14)$$

Для процессов, связанных с прямыми циклами.

$$\eta'' = \frac{K_{\text{действие}}}{K_{\text{ид}}}. \quad (4-14a)$$

Косвенное определение η_e по коэффициентам $K_{\text{ид}}$ и K_d из формул (4-14) и (4-14a) всегда сводится в конечном итоге к результату, получаемому по формуле (4-13).

В разомкнутых процессах, в зависимости от их назначения, могут использоваться коэффициенты вида η' или η'' .

Логика построения понятия к. п. д. как первой, так и второй группы требует, чтобы величина к. п. д. η не превышала единицы (или 100%), так как никакая система не может быть лучше идеальной и не может давать энергетический эффект, превышающий затраты энергии. При нарушении этого условия значение к. п. д. как показателя термодинамического совершенства системы утрачивается.

Все количественные и качественные особенности различных к. п. д., относящихся как к первой, так и ко второй группам, определяются тем, как выбираются величины A_2 и A_3 или коэффициенты, входящие в числитель и знаменатель формул (4-14) и (4-14a).

Этот выбор может производиться либо на основе величин W , входящих в энергетический баланс системы, отражаемый уравнениями (1-1) и (1-2), либо на основе величин E , входящих в ее эксергетический баланс в соответствии с уравнениями (1-3) и (1-4).

Принципиальные отличия методов выбора исходных величин для подсчета к. п. д. связаны с двумя причинами. Во-первых, физическое содержание составляющих энергетического и эксергетического балансов совершенно различно. При использовании составляющих энергетического баланса *качественное различие* входящих в него величин *игнорируется*, поскольку с точки зрения первого начала термодинамики все потоки энергии, независимо от их вида, равноценны.

Во-вторых, выбор на основе формулы (1-2) величин, входящих в потери, а также W_1 и W_2 , произволен. Вопрос о том, что рассматривать как полезный эффект A_2 , а что — как затрату A_3 , решается в каждом случае по-разному, независимо от того, подводится ли энергия к системе или отводится от нее. Включать в A_2 *все* выходящие потоки энергии, а в A_3 *все*

входящие нельзя, так как в этом случае потеря равна нулю и η всегда будет равен единице.

Практически это означает, что в выражение к. п. д., составленное на основе уравнений (1-1) или (1-2), входят и сопоставляются величины качественно различные (например, тепловые потоки при разных температурах и работа) и выбранные независимо от их знака. Это, как будет показано ниже, во многих случаях ведет к противоречиям и неверным выводам.

Если использовать для подсчета к. п. д. эксергетические величины, то напротив, качественное различие потоков энергии учитывается в полной мере тем, что составляющие баланса уже заранее изменены так, чтобы отразить это различие¹.

Применение величин E для составления к. п. д. позволяет при использовании как формулы (4-13), так и (4-14) или (4-14а), эти противоречия исключить. В некоторых случаях те же конечные результаты можно получить и косвенным путем — методом циклов посредством уравнений (4-14) или (4-14а), без эксергии; при этом, естественно, также используется второе начало термодинамики.

Рассмотрим способы построения и виды к. п. д., а также их особенности, определяемые выбором величин A_0 , A_3 и $K_{ид}$.
K_{действ}.

а) Коэффициенты полезного действия, основанные на энергетическом балансе

Для построения к. п. д. на основе энергетического баланса (т. е. по первому началу термодинамики) может быть использована только формула (4-13). Формулы типа (4-14) или (4-14а) в этом случае неприменимы, поскольку величину $K_{ид}$, характеризующую идеальный процесс, нельзя найти, не используя второе начало термодинамики.

В зависимости от вида и назначения системы величины A_0 и A_3 могут иметь разное содержание; однако во всех случаях качественно они различаются и выбираются по-разному.

Теплосиловая установка (прямой цикл)². Эффект, даваемый этой системой, измеряется электрической или механической работой и, следовательно, $A_0 = L$. Затраты определяются количеством тепла, подводимого к системе, и,

¹ При пересчете величин энергии в величины эксергии.

² Здесь и в дальнейшем следует иметь в виду, что преобразования типа $Q \rightarrow L$ или $L \rightarrow Q$ и $Q' \rightarrow Q''$ могут производиться и без каких-либо циклических процессов с движущимся рабочим телом (например, в полупроводниковых термоэлементах, непосредственно преобразующих электрическую работу в тепловую поток или наоборот). Упоминание о виде цикла (прямой или обратный) делается лишь для более удобного представления процесса на термодинамических диаграммах

следовательно, $A_3 = Q'$. Тогда к. п. д. теплосиловой установки (термический к. п. д.) определяется отношением

$$\eta_T = \frac{L}{Q'}. \quad (4-15)$$

Значение η_T характеризует количество работы, которое может быть получено из данного теплового потока; в качестве потери рассматривается тепло $Q'' = Q' - L$, отдаваемое окружающей среде. Поэтому величина η_T всегда меньше единицы. Те же соображения относятся и к так называемому эффективному к. п. д., где вместо Q' подставляется тепло, выделенное при полном сгорании топлива.

Холодильная установка (обратный цикл при $T < T_0$). Для холодильной системы полученный эффект измеряется тепловым потоком, подводимым к системе и отводимым от охлаждающего объекта при низкой температуре, и, следовательно, $A_3 = Q'$. Затраты определяются электрической или механической работой, следовательно, $A_2 = L$.

Тогда к. п. д. холодильной установки должен иметь вид:

$$\eta_x = \frac{Q'}{L}. \quad (4-16)$$

Коэффициент η_x в отличие от η_T может быть как меньше, так и больше единицы, а величина Q'' (тепло, отводимое в окружающую среду), рассматриваемая как потеря, *больше*, чем Q' , поскольку $Q'' = Q' + L$.

Таким образом, эффект, получаемый от холодильной установки, больше, чем затраты, а потери всегда больше, чем получаемый эффект. Такой результат несколько противоречит представлению о к. п. д., хотя формула (4-16) составлена по тому же общему правилу, что и (4-15).

Однако отношение между A_2 и A_3 во втором случае совершенно иное.

В формуле (4-15) сопоставляются *отведенный* поток энергии $A_2 = L$ и *подведенный* $A_3 = Q'$. В формуле (4-16) сопоставляются между собой два подведенных потока энергии $A_2 = Q'$ и $A_3 = L$. Поэтому соотношение между A_2 и A_3 в формуле (4-16) может быть без нарушения первого начала произвольным, в то время как в (4-15) всегда $A_2 < A_3$, так как $L < Q'$.

Величину η_x обычно называют не к. п. д., а *холодильным коэффициентом* и обозначают буквой ϵ .

В большинстве руководств по термодинамике и низкотемпературной технике [0-1, 0-2, I-100] подчеркивается, что холодильный коэффициент ϵ не является коэффициентом полезного действия.

Если действие холодильной установки обеспечивается не за счет работы, а тепловым потоком Q (например, в абсорбцион-

ных установках), то величина η_x будет определяться отношением

$$\eta'_x = \frac{Q'}{Q}, \quad (4-16a)$$

которое также может быть больше единицы. Этот коэффициент называется *коэффициентом преобразования* и обозначается через ξ . Все сказанное относительно ε относится и к ξ .

Теплонасосная установка (обратный цикл при $T > T_0$). Применительно к этой системе в отличие от холодильной установки значение A_3 характеризуется не подводимым к ней тепловым потоком Q' , а отводимым — Q'' , поэтому

$$\eta_n = \frac{Q''}{L}; \quad (4-17)$$

η_n в отличие от η_x , *всегда больше единицы*, так как $Q'' = L + Q'$. Поэтому и величину η_n , как правило, называют не к. п. д., а *тепловым коэффициентом* и обозначают буквой μ . Диаграмма потоков энергии такой системы показана на рис. 4-2,а. Из нее видно, что из всей подводимой энергии $L + Q'$ в величину A_3 включено только L ; Q' вообще исключается из рассмотрения.

Если тепловой насос имеет тепловой привод, то аналогично (4-16а)

$$\eta'_n = \frac{Q''}{Q}. \quad (4-17a)$$

Величина η_n называется тоже коэффициентом преобразования и обозначается через ξ .

Рассмотрение коэффициентов η для приведенных выше случаев показывает, что самое последовательное проведение принципа, положенного в основу формулы (4-13), не позволяет создать единую систему к. п. д. на основе энергетических балансов. Только термический к. п. д. η_t не может превысить единицы; все остальные могут иметь самые различные значения (в пределе — до ∞), несмотря на то, что закон сохранения энергии (первое начало термодинамики) не нарушается. Поэтому трактовка их как к. п. д., допускаемая некоторыми авторами, может привести и иногда приводит к антинаучным выводам (см. § 4-1). Это, конечно, не означает, что такие коэффициенты, как ε , μ , ξ не нужны — их практическое значение неоспоримо, однако трактовать их как к. п. д. нельзя.

В практике теплотехнических расчетов часто употребляется еще один вид к. п. д., относящийся к процессам теплообмена. Он равен отношению теплового потока Q'' , полученного

потребителем, к тепловому потоку Q' , отдаваемому (или производимому) другим теплоносителем (или топливом):

$$\eta = \frac{Q''}{Q'}. \quad (4-18)$$

Q'' всегда меньше Q' на величину потерь тепла в окружающую среду. На первый взгляд величина η в формуле (4-18) удовлетворяет требованию $\eta < 1$. Однако это условие выдерживается только в частном случае, а именно при $T > T_0$. При $T < T_0$ величина $Q'' > Q'$ и $\eta > 1$, поскольку тепловой поток направлен *от окружающей среды к рабочему телу*. Чем хуже тепловая изоляция, тем *выше* будет величина η . Поэтому к. п. д. по формуле (4-18) также не имеет общего значения.

б) Коэффициенты полезного действия, основанные на эксергетическом балансе

Определение к. п. д. по эксергетическому балансу системы основано на уравнениях (1-4) и (4-13). Независимо от вида системы и характера проходящего в ней процесса величины A_2 и A_3 качественно однородны. В соответствии с условиями эксергетического баланса в A_2 включаются только такие потоки эксергии, сумма или разность которых определяет получаемый эффект, а в A_3 — те, сумма или разность которых определяет затраты. Величина A_2 по существу представляет собой приведенную производительность ΣE_2 .

Если как затраты A_3 , так и эффект процесса отнести ко времени и выразить в единицах мощности, то в соответствии с формулой (4-5)

$$\dot{A}_2 = N_{ex} = \Sigma \dot{E}_2. \quad (4-5a)$$

В соответствии с формулой (1-4) *

$$\eta_e = \frac{\Sigma E_2}{\Sigma E_3} = \frac{\Sigma E_2 - \Sigma D}{\Sigma E_3} = \frac{A_2}{A_3}.$$

Для идеального процесса, где потери D отсутствуют, величина $\eta_e = 1$, или 100%. Такой процесс является полностью обратимым, так как отведенная эксергия может быть использована для проведения процесса в системе в обратном направлении. Если подведенная эксергия полностью теряется в процессе, то он полностью необратим и в этом случае $\eta_e = 0$.

В реальных процессах, которые являются частично обратимыми, $0 < \eta_e < 1$, поскольку отведенная эксергия может быть

* Величина ΣE_2 (сумма эксергии затрат) определяется аналогично ΣE_3 как сумма или разность потоков эксергии, определяющая затраты. В частном случае $\Sigma E_2 = \Sigma E'$.

использована для возвращения части затраченной эксергии. Чем выше величина η_e , тем термодинамически совершеннее система.

Подведенная к системе или ее части ($\Sigma E_3 = A_3$) и отведенная от нее ($\Sigma E_3 = A_3$) эксергия может быть подсчитана двумя способами.

В первом случае в величину ΣE_3 включаются полностью все виды подведенной эксергии независимо от того, претерпевают они изменения в системе или нет. Точно так же подсчитывается величина ΣE_3 .

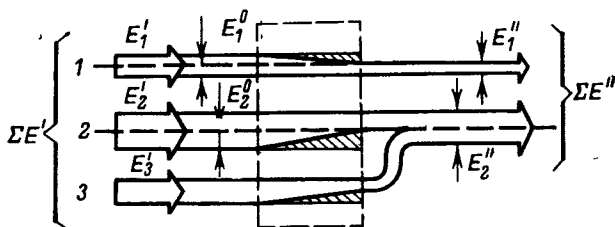


Рис. 4-3. Диаграмма потоков эксергии для определения величин A_3 и A_3 при двух способах подсчета (штриховой линией показана контрольная поверхность системы).

Во втором случае в величину ΣE_3 включается только та часть подведенной эксергии, которая в пределах рассматриваемой системы: а) переходит в другой вид эксергии; б) передается от одного рабочего тела к другому; в) теряется вследствие необратимости. Соответственно в величину ΣE_3 включается та часть отводимой эксергии, которая получена либо из других ее видов, либо от другого рабочего тела.

Разница между двумя описанными способами расчета величин $A_3 = \Sigma E_3$ и $A_3 = \Sigma E_3$ заключается в том, что при подсчете по второму способу, эксергия, не претерпевающая в системе превращений, а просто «протекающая» через нее, исключается из рассмотрения. Диаграмма потоков эксергии, поясняющая на конкретном примере эту разницу, приведена на рис. 4-3. В систему поступают потоки эксергии трех видов: 1, 2 и 3.

Поток эксергии вида 1 частично теряется от необратимости и выходит в виде потока E''_1 . Поток эксергии вида 2 также уменьшается в результате потерь, однако на выходе к нему присоединяется поток эксергии, получившийся после преобразования из вида 3 в вид 2.

При подсчете η_e по первому способу (см. выше):

$$\eta_e = \frac{\Sigma E_3}{\Sigma E_3} = \frac{E''_1 + E''_2}{E'_1 + E'_2 + E'_3}. \quad (4-19)$$

При подсчете η_e по второму способу величины E_1^0 и E_2^0 , характеризующие эксергию, «протекающую» через систему без изменения, должны быть одновременно исключены и из числителя, и из знаменателя формулы

$$\eta''_e = \frac{E'_1 + E''_2 - (E_1^0 + E_2^0)}{E'_1 + E'_2 + E'_3 - (E_1^0 + E_2^0)} \quad (4-20)$$

В общем случае значения η'_e и η''_e отличаются тем, что и числитель и знаменатель формулы (4-18) для η''_e уменьшаются на некоторую постоянную величину $C = \Sigma E^0_i$, всегда меньшую, чем $\Sigma E''_i$.

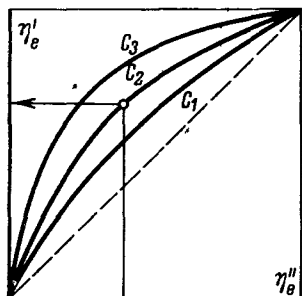


Рис. 4-4. Связь коэффициентов η'_e и η''_e ; $C_3 > C_2 > C_1$.

Сопоставление формул для η'_e и η''_e позволяет сделать следующие выводы:

1. Крайние значения величин к. п. д. η_e (0 и 1) не изменяются: при $\Sigma D = \Sigma E'$ $\eta''_e = \eta'_e = 0$, а при $\Sigma D = 0$ $\eta'_e = \eta''_e = 1$, или 100%.

2. Величина потерь $\Sigma D = A_3 - A_2$ не изменяется, так как из обеих величин вычитается одна и та же постоянная C .

3. Коэффициент $\eta'_e < \eta''_e$ везде, за исключением начальной и конечной точек, и эта разница тем больше, чем больше величина C (характер связи коэффициентов η'_e и η''_e виден на графике рис. 4-4).

4. Величина приведенной производительности (мощности) в зависимости от условий задачи может подсчитываться как с потоками E^0 , так и без них.

Перечисленные в пп. 1—4 свойства η'_e и η''_e показывают, что оба эти вида к. п. д. одинаково удовлетворяют требованиям, предъявляемым к величине к. п. д.

При анализе большинства систем применимы оба способа подсчета к. п. д.; выбор того или иного способа производится в зависимости от конкретных условий².

В некоторых системах второй способ неприменим, так как в них либо невозможно разделить эксергию и выделить потоки с E^0_i , либо такие потоки вообще отсутствуют.

Во всех процессах, где происходит преобразование одного вида эксергии в другой в пределах изменения параметров одного рабочего тела, использование первого способа хотя и допустимо, но носит формальный характер. Действительно,

¹ Происходящие при этом изменения аналогичны тем, которые происходят при изменении уровня начала отсчета химической эксергии (гл 2).

² Такие примеры будут рассмотрены в гл. 5—7.

при таком подходе процессы преобразования эксергии одного вида (например, e_p) в эксергию другого вида (например, e_T) выпадают из рассмотрения. При втором способе оценки к. п. д. эффективность преобразования эксергии в пределах одного и того же рабочего тела может быть оценена. Примеры такого анализа даны в гл. 5.

Рассмотрим определение η_e для тех же систем, которые рассматривались в предыдущем разделе, и сопоставим значения η_e и η .

Теплосиловая установка. Полезный эффект A_3 , производимый этой системой, так же, как и в предыдущем случае, измеряется электрической или механической работой L и, следовательно, $A_3 = L$.

Затраты определяются уже не количеством тепла Q' , а эксергией этого тепла, т. е. величиной $Q'\bar{\tau}_e = E_q$

Отсюда

$$\eta_e = \frac{L}{E_q} = \frac{L}{Q'\bar{\tau}_e}. \quad (4-21)$$

Величина η_e показывает, какая часть введенной с тепловым потоком Q' эксергии тепла перешла в работу L ; потеря эксергии в системе равна $D = E_q - L$ (в пределе для идеальной системы $D=0$ и $\eta_e=1$)¹.

Поскольку вся введенная эксергия тепла преобразуется (часть в работу, а часть теряется), то величина $C=0$ и значения к. п. д., подсчитанные как первым, так и вторым способами, совпадают: $\eta_e = \eta'_e = \eta''_e$.

Сравним величину η_e с термическим к. п. д. η_T , полученным по формуле (4-15), подставив вместо L его значение из (4-21). Получим:

$$\eta_T = \frac{\eta_e Q' \bar{\tau}_e}{Q'} = \eta_e \bar{\tau}_e. \quad (4-22)$$

Из формулы (4-22) следует, что термический к. п. д. η_T представляет собой функцию *двух независимых переменных* — эксергетического к. п. д. η_e , отражающего степень термодинамического совершенства системы и эксергетической температуры $\bar{\tau}_e$, зависящей только от температуры подвода тепла Q' . Так как η_e может изменяться в пределах от 0 до 1, а $\bar{\tau}_e \leq 1$ (при $T > T_0$), то η_T даже для идеальной установки *всегда меньше 100%* и характеризует ее термодинамическое совершенство лишь косвенно.

Значение к. п. д. системы, в которой совершается преобразование типа $Q \rightarrow L$, может быть получено и по формуле (4-14а). В этом случае в качестве коэффициентов K_d и $K_{нд}$ может быть использован термический к. п. д. η_T .

¹ Эксергия тепла Q'' , отводимого в теплоприемник (окружающую среду), не учитывается, так как она равна нулю ($\tau_e=0$ при $T=T_0$).

Коэффициент $K_d = \eta_T = L/Q$, а для идеального цикла

$$L = Q' \frac{T - T_0}{T} = Q' \tau_e.$$

Тогда

$$\eta_{\tau}^{\text{ид}} = K_{\text{ид}} = \frac{Q' \tau_e}{Q'} = \tau_e.$$

Отсюда

$$\eta'' = \frac{K_d}{K_{\text{ид}}} = \frac{LQ'}{Q'Q'\tau_e} = \eta_T \frac{1}{\tau_e},$$

что полностью совпадает с (4-22), поэтому $\eta'' = \eta_e$. Таким образом, независимо от метода подсчета, мы приходим к эксергетическому к. п. д. η_e как к общей мере термодинамического совершенства процесса в системе преобразования $Q \rightarrow L$.

Если в систему вводится не тепло, а топливо, то в знаменатель формулы (4-21) вместо эксергии тепла подставляется эксергия топлива $E_{\text{топл}} = E_0$.

Холодильная установка. В этом случае содержанием величины A , будет приведенная холодопроизводительность $E_q = Q' \tau_e$, а затраты $A_1 = L$. Тепловой поток Q'' , отведенный при T_0 в окружающую среду, в баланс не входит, так как его эксергия равна нулю. Поэтому

$$\eta_e = \frac{Q' \tau_e}{L} = \frac{E_q}{L}. \quad (4-23)$$

Здесь, как и для теплосиловой установки (двигателя), $\eta_e = 1$ в идеальном случае, когда $\Sigma D = 0$ и $E_q = L$.

Связь между η_e и холодильным коэффициентом ε можно установить, сопоставив уравнения (4-23) и (4-16):

$$\varepsilon = \eta_e \frac{1}{\tau_e} \quad (4-24)$$

Холодильный коэффициент ε , как и термический к. п. д. η_T , является функцией двух независимых переменных, одна из которых определяет совершенство установки, а другая зависит только от температурных условий.

Так как $\eta_e < 1$, а τ_e в низкотемпературной области меняется от 0 до $-\infty$, то холодильный коэффициент может быть как больше, так и меньше единицы. Он не связан непосредственно с совершенством установки и поэтому ε может быть больше у менее совершенной системы. Напротив, эксергетический к. п. д. η_e характеризует, как и во всех других случаях, совершенство установки однозначно, независимо от температурных условий.

Коэффициент полезного действия η_e холодильной установки может быть определен и косвенно — по отношению холодильных коэффициентов действительной и идеальной холодильной установки по формуле (4-14).

Для этого случая

$$K_{\text{ид}} = \varepsilon_{\text{ид}} = \frac{Q'}{L_{\text{ид}}} = \frac{Q'}{Q' \frac{T - T_0}{T}} = -\frac{1}{\tau_e},$$

а $K_d = Q'/L$.

Отсюда

$$\eta'' = \frac{Q'\tau'_e}{L} = \frac{E_q}{L} = \eta_e.$$

Следовательно, и в процессе $L \rightarrow Q$ к. п. д. η_e , выведенный на основе общих правил, является мерой термодинамического совершенства системы.

Если холодильная установка работает за счет теплового потока Q , а не работы L , то ее к. п. д. η_e определяется тем же путем, но A_3 будет равно $Q\tau_e$. Поэтому

$$\eta_e = \frac{Q'\tau'_e}{Q\tau_e}. \quad (4-25)$$

Теплонасосная установка. Эксергетический к. п. д. теплонасосной установки определяется отношением эксергии отводимого тепла (приведенной тепловой производительности) $A_3 = Q''\tau''_e$ к затраченной работе $A_3 = L$ (поскольку эксергия тепла, отбираемого из окружающей среды, равна нулю):

$$\eta_e = \frac{Q''\tau''_e}{L} = \frac{E''_q}{L}. \quad (4-26)$$

Если установка работает за счет теплового потока Q , то

$$\eta_e = \frac{Q''\tau''_e}{Q'\tau'_e} = \frac{E''_q}{E'_q}. \quad (4-26a)$$

Так же как и в предыдущих примерах, величина η_e может быть получена сопоставлением идеального и реального тепловых коэффициентов μ по формуле (4-14).

Связь тепловых коэффициентов μ и ξ с η_e легко установить при сопоставлении формул (4-26) и (4-17):

для механического привода

$$\mu = \eta_e \frac{1}{\tau'_e}; \quad (4-27)$$

для теплового привода

$$\xi = \eta_e \frac{\tau'_e}{\tau''_e} \quad (4-27a)$$

Следовательно, коэффициенты μ и ξ , так же как ε и η_t , представляют собой функции двух независимых переменных, одна из которых отражает совершенство системы, а другая определяется температурами внешних тепловых потоков.

В общем случае величина любой энергетической характеристики η , составленной на основе уравнения энергетического баланса для стационарных процессов взаимного преобразования тепла и работы ($L \rightleftharpoons Q$) или трансформации тепла ($Q' \rightarrow \leftarrow Q''$), является функцией двух независимых переменных η_e и τ_e^* :

$$\eta = \eta(\eta_e, \bar{\tau}_e). \quad (4-28)$$

Для разомкнутых процессов подсчет к. п. д. η_e делается так же; остаются в силе как (4-13), так и (4-14), (4-18). Здесь величиной A_3 является приведенная производительность $N_{ex} = \Sigma \dot{E}_3$ [см. формулы (4-6), (4-10), (4-11), (4-12)].

Для разомкнутых процессов величина η по первому началу термодинамики, как правило, не выводится; в некоторых случаях такие процессы искусственно сводят к циклу и определяют η обычным методом на основе энергетического баланса [I-83—I-84]. Тогда величина η также подчиняется уравнению (4-28).

Определение к. п. д. процесса теплообмена по первому началу приводит к значению $\eta > 1$ по формуле (4-18) при $T < T_0$. Это противоречие легко устраняется при использовании эксергетического к. п. д. η_e . В самом деле, учитывая, что $A_3 = Q''\tau''_e$, а $A_3 = Q'\bar{\tau}_e$, получаем:

$$\eta_e = \frac{Q''\bar{\tau}_e}{Q'\tau'_e}, \quad (4-29)$$

или, поскольку для изобарного процесса $Q\bar{\tau}_e = \Delta E$,

$$\eta_e = \frac{\Delta E''}{\nabla E'}. \quad (4-29)^1$$

Теплообмен с окружающей средой при $T \leq T_0$ приводит к уменьшению $\Delta E''$. Поэтому η_e всегда меньше единицы.

Приведенное выше рассмотрение различных видов термодинамических к. п. д. и их сопоставление показывает, что строгое определение этой величины, предназначенной отражать степень термодинамического совершенства любой системы, может проводиться многими способами. Однако при всем разнообразии этих способов при определении к. п. д. во всех случаях должны соблюдаться два условия:

1. Коэффициент полезного действия должен представлять собой безразмерное отношение, числитель и знаменатель ко-

* В общем случае величина τ_e может быть переменной. Тогда в уравнения подставляется ее среднее значение $\bar{\tau}_e$ (гл. 2).

¹ Знак ∇ показывает уменьшение величины E' [0-8].

торого (A_3 и A_9) выражены в качественно однородных величинах.

2. Разность между A_3 и A_9 должна быть равна суммарной потере от необратимости D в системе.

Из второго требования вытекают два важных следствия: величина η не может быть больше единицы ($\eta \leq 1$), поскольку всегда $D \geq 0$ (но не обязательно $\eta > 0$; это означает, что к. п. д. может быть и отрицательным); величина η системы всегда возрастает при уменьшении D , и наоборот, ($d\eta/dD < 0$).

Эксергетический к. п. д. η_e полностью удовлетворяет этим условиям.

В некоторых случаях величина η_e , подсчитанная по второму способу (с исключением $\Sigma E^0 = C$), может принимать, как указано выше, для отдельных процессов значения $\eta_e < 0$. Такая величина к. п. д., несмотря на кажущуюся парадоксальность, имеет определенный физический смысл. Действительно, как правило, при преобразовании эксергии одного вида E' в эксергию другого вещества или вида E'' происходит возрастание получаемой эксергии E'' за счет уменьшения расходуемой эксергии E' . Если обозначить по Кинану [0-8] уменьшение расходуемой эксергии E' через $\nabla E' = E'_{\text{нач}} - E'_{\text{кон}}$, а возрастание получаемой эксергии через $\Delta E'' = E''_{\text{кон}} - E''_{\text{нач}}$, то к. п. д. будет определяться величиной

$$\eta_e = \frac{A_9}{A_3} = \frac{\Delta E''}{\nabla E'} \quad (4-30)$$

В ряде процессов (дресселирование, теплообмен и др.) возможны условия, когда значение $\Delta E''$ в результате процесса не возрастает, а тоже уменьшается ($\Delta E'' < 0$), тогда и $\eta_e < 0$.

В некоторых случаях, связанных с теплообменом, такой процесс может быть технически целесообразен. Эта целесообразность может быть выявлена при оценке к. п. д. по первому способу. Пример такого процесса разобран в гл. 5.

в) Связь к. п. д. системы и ее составных частей

При термодинамическом анализе и оптимизации существенное значение имеет связь общих показателей системы с характеристиками ее отдельных элементов.

В общем виде, если обозначить некоторую эксергетическую характеристику, связанную с эффективностью системы, в целом через X_e , а через $x_{e,i}$ такую же характеристику i -го элемента системы, то величина

$$z_i = \left(\frac{\partial X_e}{\partial x_{e,i}} \right)_{y=\text{idem}} \quad (4-31)$$

будет показывать влияние изменений в i -м элементе на характеристику системы в целом.

Постоянство величины y , относящейся к параметрам других элементов системы, не означает, что все их характеристики будут неизменными. Вследствие внутренних связей какое-либо изменение в одном элементе системы в общем случае влечет за собой изменения в других элементах системы. По-

этому условие $y = \text{idem}$ означает, что под действием изменений $x_{e,i}$ остаются неизменными все остальные величины, *не связанные* с $x_{e,i}$.

Коэффициент вида z_i характеризует внутренние связи системы и определяется ее структурой. Чем больше величина z_i , тем большее влияние изменение характеристик элемента i оказывает на показатели системы в целом. Значение z_i может меняться в широких пределах: от 0 до десятков и сотен единиц.

При совершенствовании и оптимизации технической системы главное внимание должно быть обращено на элементы с наибольшим значением z_i .

В зависимости от конкретных условий коэффициент z_i может быть выражен через потери D , к. п. д. η_e или эксергии E .

В первом случае

$$z_{i,D} = \left(\frac{\partial \Sigma D}{\partial D_i} \right)_{y=\text{idem}}. \quad (4-31a)$$

Коэффициент $z_{i,D}$, исследованный И. Баером и Г. И. Костенко [I-114], был назван ими *структурным коэффициентом* и применен для изучения процессов промышленного теплоиспользования.

Во втором случае

$$z_{i,\eta} = \left(\frac{\partial \eta_e}{\partial \eta_{e,i}} \right)_{y=\text{idem}} \quad (4-31b)$$

и в третьем

$$z_{i,E} = \left(\frac{\partial E'}{\partial E_i} \right)_{y=\text{idem}}. \quad (4-31b)$$

Во всех случаях определение коэффициентов z_i производится на основе зависимостей, характерных для данного процесса. Для наиболее простых систем (без обратных связей между элементами или при независимости $\eta_{e,i}$ друг от друга)¹ коэффициенты z_i могут быть получены посредством аналитических зависимостей. В более сложных системах необходимо их структурный анализ для того, чтобы найти способы наиболее удобного и менее трудоемкого подхода к их исследованию и оптимизации [VII-46]. После этого проводятся необходимые расчеты, большей частью с использованием ЭЦВМ.

На практике достаточно часто встречаются системы с последовательно расположенными участками, процесс в которых протекает без отвода и подвода эксергии извне к отдельным элементам и без ее циркуляции между элементами. В этом частном случае существует довольно простая зависимость

¹ В частном случае, при отсутствии обратных связей между участками последовательного процесса или при параллельном включении участков, к. п. д. участков $\eta_{e,i}$ могут меняться независимо (гл. 6 и 7).

между η_e и $\eta_{e,i}$. На рис. 4-5 показана диаграмма потоков эксергии для этого случая. Здесь в отличие от общего случая эксергия на выходе из i -го элемента E''_i всегда равна эксергии на входе в $(i+1)$ -й элемент E'_{i+1} . Поэтому

$$E'' = E''_n = E'_{\eta_{e,1}\eta_{e,2}\dots\eta_{e,i}\dots\eta_{e,n}} = E'_{\eta_e}. \quad (4-32)$$

Отсюда

$$\eta_e = \prod_{i=1}^{i=n} \eta_{e,i}. \quad (4-32a)$$

В системах без промежуточных отводов и подводов эксергии (в отдельных элементах) эксергетический к. п. д. системы η_e равен произведению эксергетических к. п. д. всех входящих в нее элементов¹.

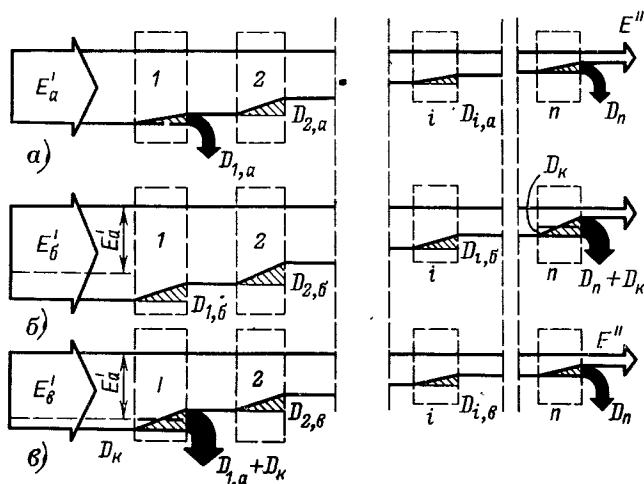


Рис. 4-5. Диаграммы потоков эксергии, показывающие влияние увеличения потерь в элементах системы.

В общем случае, когда $E''_i \neq E'_{i+1}$, равенство (4-32) не соблюдается и можно опираться только на зависимости, описанные выше. Эта объективная закономерность, связанная

¹ Это, однако, не означает, что в общем случае изменение одного из к. п. д. $\eta_{e,i}$ вызовет такое изменение общего к. п. д. η_e , которое может быть определено из формулы (4-32). В общем случае при наличии обратных связей между элементами (или зонами) изменение к. п. д. η_e одного элемента влечет за собой одновременное изменение и к. п. д. других элементов. Однако на практике часто встречаются системы или зоны, где обратные связи отсутствуют и к. п. д. $\eta_{e,i}$ независимы. Тогда уравнение (4-32) действует и при изменении любого к. п. д.

с природой взаимодействия между частями системы, не может быть изменена так, чтобы уравнение (4-32) имело общий смысл для любой системы, не удовлетворяющей уравнению $E''_i = E'_{i+1}$.

Чтобы обойти трудности, связанные со сложной зависимостью между $\eta_{e,1}$ и η_e системы, иногда прибегают к условным коэффициентам полезного действия, связанным не с локальными элементами процесса, а с причинами, вызывающими те или иные потери, независимо от их распределения по элементам.

В этом случае уравнение (4-35) соблюдается, но каждая величина η_i показывает, насколько уменьшается общий к. п. д. по той или иной причине.

Например, $\eta_1=0,98$ показывает влияние потерь через изоляцию, $\eta_2=0,8$ —влияние гидравлических потерь, $\eta_3=0,92$ —влияние потерь от теплопередачи при конечной разности температур. Общий $\eta_e=\eta_1\eta_2\eta_3=0,98 \cdot 0,8 \cdot 0,92=0,721$. Такие условные к. п. д. могут быть практически весьма полезны, так как показывают относительную роль потерь «по причинам»; но они в общем случае не совпадают с локальными к. п. д. $\eta_{e,1}$ и поэтому не показывают совершенство каждого отдельного элемента процесса.

Разумеется, в зависимости от задачи анализа нужно уметь использовать любой из перечисленных видов к. п. д. или несколько их видов совместно.

Таблица 4-1

Значения эксергетических к. п. д. η'_e и η''_e различных технических систем

Наименование системы	$\eta'_e, \%$	$\eta''_e, \%$
Конденсационная электростанция (КЭС)	40—44	40—44
Теплоэлектроцентраль (ТЭЦ)	40—44	40—44
Компрессорная холодильная установка на фреоне-12	30—35	30—35
Абсорбционная водоаммиачная холодильная установка	12—15	12—15
Компрессорный тепловой насос	35—40	35—40
Установка для производства сухого льда (твердая двуокись углерода)	15—20	15—20
Ожижитель гелия	6—10	6—10
Воздухоразделительная установка	11—14	—
Рефрижераторная установка на температуру термостатирования 4,2 К	3—8	3—8
Установка для выделения водорододейтерия из технологического водорода	—	0,01
Доменная печь (агрегат в целом)	40—46	40—46
Установка окисления аммиака в азотную кислоту	11—12	—
Пароэжекторная холодильная установка	3—6	3—6
Термоэлектрический охладитель	4—6	4—6

В табл. 4-1 приведены эксергетические к. п. д. η_e различных технических систем. В первом столбце даны значения к. п. д. η'_e , во втором η''_e .

4-5. ОСОБЕННОСТИ ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИН ЭКСЕРГИИ И ЕЕ ПОТЕРЬ В ЭЛЕМЕНТАХ РЕАЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ

Весь аппарат анализа эксергетического баланса систем, описанный в предыдущих разделах, основан на представлении об *универсальности* эксергии и независимости ее величины и качественной характеристики от вида рассматриваемой системы или ее участков. На этих представлениях основана классификация потерь, понятия приведенной производительности и обобщенного к. п. д.

Вместе с тем формальное представление об универсальности эксергии и ее потерь может в ряде случаев привести к неверным выводам [1-83]. Учет диссипации энергии в отдельных элементах реальных систем показывает, что наряду с представлением об универсальности эксергии и ее потерь нужно учитывать возникающую в некоторых случаях *неэквивалентность* величин эксергии с точки зрения влияния этих величин на общие показатели системы.

Чтобы это уяснить, рассмотрим систему, диаграммы потоков эксергии которой показаны на рис. 4-5. Особенность этой системы связана с тем, что ее элементы соединены последовательно.

Представим, что потери в одном из элементов этой системы увеличились на некоторую величину D_h . Проанализируем два случая. В первом из них (рис. 4-5,б) эта потеря происходит в элементе или зоне n , во втором — в элементе 1. Примем также для простоты сравнения случай, когда приведенная мощность системы N_{ex} остается неизменной, так же как и к. п. д. $\eta_{e,i}$ всех участков (кроме того, в котором потеря выросла на величину D_h).

Из сопоставления диаграмм на рис. 4-5,а — в легко видеть, что увеличение потерь *на одну и ту же величину* D_h в различных элементах приводит к *разному* возрастанию необходимой затраты эксергии E' на входе в систему. Если в случае, показанном на рис. 4-5,в, где потери увеличены в элементе 1, это возрастание по сравнению со случаем, показанным на рис. 4-5,а, невелико и в точности равно D_h , то в случае, когда потеря увеличена в элементе n (рис. 4-5,б), она намного больше. Это следует из формулы (4-32). Действительно, в случае на рис. 4-5,в меняется к. п. д. $\eta_{e,1}$, а в случае на рис. 4-5,б — к. п. д. $\eta_{e,n}$. Но в первом случае изменение значительно меньше, так как прибавление величины D_h в знаменатель выражения для η_e скажется заметнее на величине $\eta_{e,n}$, где абсолютное значение E'_i намного меньше, чем E_1 .

Этот простой пример показывает, что роль потерь D_i в разных элементах системы неодинакова; она тем больше, чем дальше от начала технологической цепочки находится данный элемент; одновременно она тесно связана с к. п. д. $\eta_{e,i}$ от-

дельных элементов. Характерно, что одинаковое изменение величины к. п. д. $\eta_{e,i}$ элемента процесса совершенно *одинаково* сказывается на затрате эксергии на входе независимо от того, в каком элементе оно происходит [это следует из формулы (4-32)]. Таким образом, свойством разнзначности *независимо* от положения в системе обладают *не потери* в элементах D_i , влияние которых неэквивалентно, а их к. п. д. $\eta_{e,i}$. В еще большей степени, чем при термодинамическом анализе, различное влияние потерь D_i , связанное с их локализацией, сказывается при технико-экономической оценке (гл. 7). Поэтому *уменьшение потерь особенно важно на заключительных стадиях процесса.*

Это находит отражение в том, что структурный коэффициент $z_{i,D}$ растет по мере возрастания i [формула (4-31a)].

Количественно описываемые зависимости могут быть выражены через дополнительную первичную эксергию ΔE , которую нужно затратить на входе (в начальном сечении процесса) для компенсации данной потери. Как было показано выше, эта дополнительная эксергия тем больше, чем дальше от входа в систему находится участок, диссипация энергии в котором привела к потере D_i . Она определяется для n -го участка диссипации равенством

$$\Delta E = D_n \prod_{i=1}^{i=n} \eta_{e,i}, \quad (4-33)$$

где $\prod_{i=1}^{i=n} \eta_{e,i}$ — произведение эксергетических к. п. д. всех участков от первого до n -го.

Для того чтобы сравнить влияние потерь в различных участках системы с последовательным расположением участков (например участков m и n , причем $m > n$), нужно взять отношение двух величин ΔE для одного и того же значения потерь. Тогда получим:

$$\frac{\Delta E_n}{\Delta E_m} = \frac{\prod_{i=1}^{i=m} \eta_{e,i}}{\prod_{i=2} \eta_{e,i}} = \frac{1}{\prod_{i=m+1} \eta_{e,i}}. \quad (4-34)$$

Величина $\delta = \frac{1}{\prod_{i=m+1} \eta_{e,i}}$ может быть названа *коэффициентом преобразования эксергии.*

Если, например, в системе пять участков и $m=5$, а $n=2$, причем $\eta_1=0,9$; $\eta_2=0,7$; $\eta_3=0,8$; $\eta_4=0,6$ и $\eta_5=0,5$, то

$$\delta = \frac{\Delta E_m}{\Delta E_n} = \frac{1}{0,8 \cdot 0,6 \cdot 0,5} \approx 4,2.$$

Таким образом, потеря в 1 кВт на пятом участке обходится в 4,2 раза «дороже», чем на втором.

Формулы (4-33) и (4-34) наглядно показывают принципиальное качественное различие потерь в различных участках процесса и определяющую роль к. п. д. η_e в этом различии.

Естественно, что такая же неэквивалентность, как и для потерь эксергии D_i на различных участках системы, существует и для величин эксергии E_i . Если, например, обратиться к системе из пяти участков, рассмотренной выше, то очевидно, что и сама эксергия на выходе с пятого участка «дороже», чем на выходе из второго.

Это положение о неэквивалентности эксергии (и соответственно ее потерь) на различных участках процесса находится, на первый взгляд, в противоречии с основополагающим утверждением об универсальности и равноценности эксергии. Однако это противоречие только внешнее.

Утверждение о *равноценности эксергии* основано на обобщенном понятии об *обратимых процессах*. Независимо от пути процесса и вида энергетических превращений получение данного количества эксергии требует совершенно определенного, однозначно определяемого количества работы. Точно так же получение заданного количества работы требует однозначно определяемой затраты эксергии. С этой общей точки зрения эксергия всегда имеет одну и ту же ценность.

Неэквивалентность величин эксергии связана с конкретными, частными *необратимыми процессами*. В них энергетические превращения могут идти только определенным путем, *заданным* для каждой реальной системы. В такой системе энергетические превращения сопровождаются определенными заранее, заданными потерями эксергии. Поэтому каждый килоджоуль эксергии требует затрат эксергии на входе *больших*, чем его собственная величина. Чем дальше мы продвигаемся по технологической цепочке, тем эта затрата больше. В этом смысле *вторичная эксергия* E'' на выходе из системы (или в любом ее сечении) неэквивалентна первичной эксергии на входе E' — она больше «стоит» в данных условиях; поэтому ее потери требуют большей затраты первичной эксергии для проведения процесса.

Положение о неэквивалентности эксергии и ее потерь в реальных процессах никоим образом не затрагивает всех общих положений, основанных на универсальности понятия эксергии. Вместе с тем оно должно учитываться при оптимизации си-

стем с последовательно расположенными участками и при технико-экономических расчетах, связанных с определением стоимости эксергии (см. гл. 7). С этой точки зрения необходимо рассмотреть некоторые положения энтропийного метода термодинамического анализа в трактовке, даваемой Д. П. Гохштейном [I-83].

Известно, что абсолютная величина потери эксергии D от необратимости в любой системе или ее части может быть найдена как по формуле (1-3), так и по уравнению Гюи — Стодо-лы; $D = T_0 \Delta s_c$. На последнем способе основан энтропийный метод расчета потерь эксергии и их распределения по элементам системы, впервые практически примененный в 1924 г. к анализу процесса в паровозе [I-106]¹ и в дальнейшем развитый и обобщенный рядом исследователей [I-82—I-84].

В работе [I-83] утверждается, во-первых, что к. п. д. η_e отдельных элементов процесса не нужен для термодинамического анализа. И, во-вторых, что все потери независимо от их места в системе качественно равноценны. На этом принципе равнозначности потерь основана формула (4-3).

Выше было показано, что к. п. д. элемента системы, в отличие от величины необратимости, обладает тем свойством, что его одинаковое изменение в любом элементе системы, состоящей из последовательных элементов, вызывает *одинаковое* увеличение вводимой первичной эксергии. Величина потери, напротив, оказывает различное влияние на вводимую эксергию в зависимости от того, в какой части системы она происходит. Поэтому формула (4-3), являющаяся основой анализа потерь энтропийным методом, может привести к неверным выводам.

Необходимо отметить, что величины к. п. д. (которые не менее важны для полного термодинамического анализа, чем абсолютные значения потерь) не могут быть в общем случае найдены энтропийным методом, без использования величин располагаемой эксергии.

Действительно, величина к. п. д. любой термодинамической системы и ее части $\eta_e = \Sigma E_3 / \Sigma E_3$ может быть выражена путем использования величины $D = T_0 \Delta s_{\text{необр}}$ только двумя способами:

$$\eta_e = \frac{\Delta E_3 - D}{\Sigma E_3} = \frac{\Sigma E_3}{\Sigma E_3 + D}.$$

Следовательно, получить величину η_e можно, только зная наряду с D хотя бы одну из величин, характеризующих поток эксергии: либо E_3 , либо E_2 .

Только в частном случае расчет эксергетического баланса и η_e возможен без специального определения E_3 или E_2 . Для

¹ Под названием «Step to step analysis» — «анализ шаг за шагом».

этого рассматриваемая система должна удовлетворять двум условиям:

1. Все энергетические потоки, поступающие в данную систему в начальном или конечном сечениях (либо отводимые из нее), не характеризуются энтропией и соответствующая величина $E=W$ (где W — электрическая или механическая работа).

2. Между начальным и конечным сечениями не должно быть промежуточных отводов (или подводов) потоков энергии или их циркуляции с $E \neq W$.

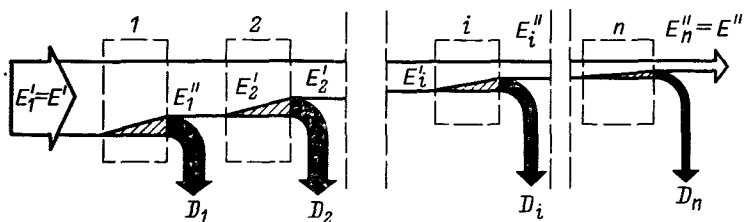


Рис. 4-6. Диаграмма потоков эксергии для системы без промежуточного подвода и отвода эксергии.

Если анализируемая система удовлетворяет этим условиям, то, пользуясь тем, что $E=W$, можно составить ее полную характеристику. Примером может служить система, диаграмма потоков эксергии которой показана на рис. 4-6 (в том случае, если $E'_1=W'_1$ или $E''_n=W''_n$).

Если $E''_n=W''_n$ (например, работа), то, зная потери D_i в каждом участке, можно, двигаясь от n -го к $(n-1)$ -му участку и далее, путем суммирования величин эксергии E'_i и E''_i на всех участках вплоть до начала процесса получить величину E'_1 (которая, например, для электростанции равна величине эксергии топлива):

$$E'_1 = E''_n + \sum_{i=1}^{i=n} D_i. \quad (4-35)$$

Если, напротив, $E'_1=W'_1$, а эксергия на выходе неизвестна, то ее, как и все величины E'_i и E''_i , можно найти, отнимая последовательно величины D_i :

$$E''_n = E'_1 - \sum_{i=1}^{i=n} D_i. \quad (4-36)$$

Таким образом, в частном случае, когда хотя бы одна из величин E не характеризуется энтропией и равна W , а промежуточные отводы и подводы эксергии отсутствуют, все характеристики процесса могут быть вычислены через возрастание энтропии.

Но по существу и в этом случае определение величин эксергии потока неизбежно производится, но косвенным путем, через W и D^* .

В общем случае как W' , так и W'' могут включать любые потоки эксергии, в том числе и характеризующиеся энтропией; могут существовать и промежуточные вводы и отводы. Поэтому полный термодинамический анализ системы только энтропийным методом принципиально невозможен [1-77, 1-87].

Приведенные выше соображения показывают, что для получения полного объема термодинамической информации о системе определение величин эксергии E' и E'' (а, следовательно, и к. п. д. η_e) тем или иным способом неизбежно. Другими словами, необходимо знать не только «что потеряно», но и «что имеется в распоряжении». Поэтому энтропийный метод, который сам по себе может показать только «что потеряно» (и без качественной оценки этих потерь с учетом их неэквивалентности), является частным случаем эксергетического анализа, далеко не дающим полного решения задачи.

4-6. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ТЕХНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Как уже указывалось в § 4-1, уравнения (1-3) и (1-3а), а также (1-4) позволяют провести оценку термодинамической возможности осуществления любой проектируемой технической системы.

В некоторых, наиболее сложных случаях необходимо составление материального, энергетического, а затем на их базе и эксергетического балансов системы с последующей проверкой полученных результатов посредством уравнений (1-3) или (1-4).

Однако большей частью точный количественный анализ не является необходимым; вполне достаточным является составление уравнений (или неравенств), опирающихся на общие термодинамические соображения, связанные с эксергетическим балансом.

Рассмотрим последнее положение на конкретном примере.

В 1948 г. проф. А. Н. Шелест предложил проект машины «атмосферного тепла», предназначенной для производства электроэнергии. По расчетам автора, к. п. д. машины должен был составить 80% [0-24].

* Некоторые авторы при расчетах пользуются развернутыми выражениями для определения эксергии типа формул (2-8) и (2-44), не употребляя при этом термина «эксергия» и буквы e . На этом основании делается несколько неожиданный вывод, что эксергия не используется и все необходимые величины можно получить без нее [1-83, 1-84].

Рассмотрим возможности «машины атмосферного тепла» посредством анализа ее эксергетического баланса.

Схема машины показана на рис. 4-7. Она состоит из двух контуров. Первый, включающий в себя турбокомпрессор 1 и турбину 2, соединен с атмосферой и запускается в работу электродвигателем 7. Засасываемый в компрессор атмосферный воздух (при p_0 и T_0) сжимается и температура его соответственно возрастает. В теплообменнике 3 горячий сжатый воздух охлаждается (в пределе до исходной температуры), нагревая рабочее тело второго контура. После этого холодный сжатый воздух поступает в турбину 2, расширяется с отдачей внешней работы и выбрасывается в атмосферу. Поскольку температура перед турбиной близка к T_0 , температура отработанного воздуха за турбиной T_2 будет ниже температуры окружающей среды T_0 . Развиваемая турбиной 2 мощность используется для привода компрессора 1, что позволяет уменьшить необходимую для работы компрессора мощность электродвигателя 7.

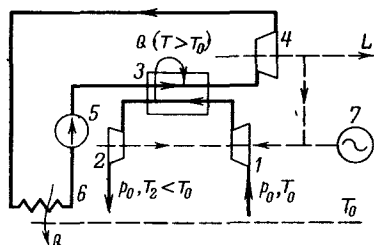


Рис. 4-7 Схема «машины атмосферного тепла».

Таким образом, первый контур играет, по мнению А. И. Шелеста, роль теплового насоса, «перекачивая» тепло из атмосферного воздуха на повышенный уровень температур, используемый в теплообменнике.

Второй контур представляет собой обычный теплосиловой цикл, в котором циркулирует низкокипящее рабочее тело, испаряемое в теплообменнике 3 теплом, поступающим из первого контура. Сконденсированное в конденсаторе 6 при температуре, близкой к T_0 , это рабочее тело подается насосом 5 через теплообменник в главную турбину 4, где расширяется, развивая мощность, часть которой при установившемся режиме отдается на привод первого контура (электродвигатель отключается) и часть на электрогенератор, производящий энергию для внешнего потребления.

В результате за счет атмосферного тепла производится электроэнергия. Затрата топлива (если не считать пусковой период) исключается.

Условия сходимости материального и энергетического балансов в такой схеме не нарушаются. Действительно, приход и расход воздуха в нижнем контуре равны друг другу. Не вызывает также сомнений правильность энергетического баланса

$$I_1 = I_2 + Q + L$$

или

$$I_1 - I_2 = Q + L,$$

где I_1 и I_2 — энтальпии входящего в первый контур и выходящего из него воздуха (причем $I_2 < I_1$); Q — тепло, отводимое в конденсаторе второго контура; L — внешняя работа.

Составим эксергетический баланс системы. Он будет включать в себя (в отличие от энергетического баланса) только два члена: эксергию отводимого в атмосферу холодного воздуха E_2 и внешнюю работу L . Эксергия засасываемого из атмосферы воздуха $E_1 = 0$; эксергия отдаваемого в конденсаторе тепла Q , равная $Q\tau_e$, тоже равна нулю, поскольку $\tau_e = 0$ при $T = T_0$.

Следовательно, эксергетический баланс системы будет иметь вид $0 \geq L + E_2$.

Другими словами, приходная часть баланса эксергии равна нулю, а расходная — сумме $L + E_2$. Это означает, что в машине А. И. Шелеста «из ничего» должна производиться не только работа L , но и эксергия потока холодного воздуха E_2 , которая больше нуля.

В идеальном случае (знак равенства) машина не даст ни работы, ни холода, или же может дать эффект охлаждения E_2 при затрате работы L . В реальном случае (знак неравенства) $L > E$, т. е. эксергия, получаемая в машине при охлаждении воздуха, будет *меньше* затраченной работы L .

Коэффициент полезного действия системы в соответствии с формулой (1-4) (если предположить, что машина будет работать) составит:

$$\eta_e = \frac{L + E_2}{0} = \infty,$$

что, естественно, на самом деле невозможно, поскольку $L + E_2 \leq 0$. Величина η_e в реальных условиях либо представляет собой неопределенность $0/0$, либо отрицательна ($\eta_e < 0$). Первый случай соответствует обратимому процессу, в котором ничего не затрачивается и ничего не получается. Второй случай характеризует процесс, в котором эффект получается, но он противоположен тому, для которого система предназначена (вместо получения работы — затрата работы). Таким образом, эксергетический баланс наглядно вскрывает принципиальные недостатки системы без детального анализа ее работы. Рассмотренная система — классический пример попытки осуществить двигатель за счет энергии окружающей среды. Ее энергия действительно неисчерпаема, но поскольку эксергия этой среды равна нулю, попытка использовать эту энергию равносильна попытке создать эксергию «из ничего», чтобы получить вечный двигатель второго рода (РРМ-II) и тем самым опровергнуть второе начало термодинамики.

В том случае, когда результаты анализа эксергетического баланса системы показывают, что он удовлетворяет условиям уравнений (1-3) или (1-4), можно считать вопрос о *термодинамической возможности* ее создания решенным положительно.

Вместе с тем необходимо иметь в виду принципиальную разницу между *термодинамической* и *технической* возможностями осуществления той или иной системы. Далеко не всякая система, осуществимая с точки зрения соблюдения условий (1-3) и (1-4), осуществима технически.

Для решения вопроса о технической осуществимости процесса в каждом случае необходимо привлекать дополнительную информацию о собственных и технических потерях, характерных для данной системы.

Если, например, рассматривается теплосиловая установка для выработки электроэнергии на базе сжигания химического топлива и парового цикла с предполагаемым к. п. д., например, 75%, то очевидно, что в любом случае ее к. п. д. не может достигнуть этого значения даже при идеальном протекании всех процессов, кроме горения. Это объясняется тем, что неизбежная собственная потеря при горении не бывает меньше 30%.

Точно так же, например, система для разделения воздуха посредством адиабатной ректификации не может иметь к. п. д. η_e выше 60%, даже при обратимом проведении всех других процессов (анализ таких процессов дан в гл. 6).

Увеличение к. п. д. сверх величин, характерных для известных процессов, может быть достигнуто только посредством радикальных изменений, устраняющих в принципе часть потерь, препятствующих увеличению эффективности системы (в первом случае, например, переход на топливные элементы, во втором — на неадиабатную ректификацию и т. д.).

ГЛАВА ПЯТАЯ

АНАЛИЗ ОТДЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОТЕХНИКИ И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ТЕХНИКИ

Применяемые в теплотехнике, низкотемпературной технике¹, а также во многих металлургических и химических агрегатах процессы состоят в основном из ограниченного числа повторяющихся частных процессов. Поэтому целесообразно изучить каждый из них в отдельности с точки зрения эксерге-

¹ Под низкотемпературной техникой понимается как холодильная, так и криогенная (область ниже 120 К) техника.

тического анализа с тем, чтобы иметь базу для рассмотрения самых разнообразных технических систем.

Наиболее часто встречающиеся частные процессы могут быть сведены в следующие пять групп:

1. Сжатие газов и жидкостей.
2. Расширение газов и жидкостей, а также комбинации процессов сжатие — расширение (например, процесс в эжекторе).
3. Теплообмен.
4. Разделение смесей.
5. Сжигание топлива.

Рассмотрим последовательно каждую из перечисленных групп процессов, используя методику анализа, изложенную в предыдущих главах.

5-1. СЖАТИЕ ГАЗОВ И ЖИДКОСТЕЙ

Сжатие рабочего тела в технических системах может происходить в различных температурных условиях. В большинстве случаев сжатие проводится от начальной температуры, близкой к T_0 . Поэтому температура в процессе сжатия всегда выше T_0 и только в пределе (изотермическое сжатие) равна T_0 . Следовательно, здесь $\tau_e \geq 0$.

В паровых холодильных циклах и некоторых других процессах, проводимых без регенерации, температура начала сжатия ниже T_0 и в течение процесса она в некоторых случаях может не достигнуть T_0 , а в некоторых случаях переходит в область, где $T > T_0$. Таким образом, τ_e может быть и больше, и меньше нуля.

При сжатии горячих газов температура в течение всего процесса может быть выше T_0 и $\tau_e > 0$.

Наконец, имеется ряд элементов низкотемпературных установок, в которых весь процесс протекает при температурах, значительно более низких, чем T_0 . Здесь всегда $\tau_e < 0$.

Для всех процессов сжатия, независимо от условий их проведения, действительно уравнение эксергетического баланса

$$l = \Delta e + e_q + \sum d = \Delta e + q\bar{\tau}_e + \sum d. \quad (5-1)$$

Работа l , затраченная в компрессоре или насосе, расходуется на повышение эксергии рабочего тела Δe , на тепло (отводимое от газа или подводимое к нему), эксергия которого равна e_q , и частично теряется на потери $\sum d$. В том случае, если процесс обратим, $\sum d = 0$.

Начнем анализ процессов сжатия с первого случая ($\tau_e \geq 0$). Эти процессы представлены в координатах e, i на рис. 5-1.

В обратимом изотермическом процессе 1-3 температура газа остается постоянной и равной T_0 . Поэтому эксергия e_q

теплового потока, отводимого от газа в окружающую среду, равна нулю ($e_q=0$, $\tau_e=0$).

В необратимом изотермическом процессе температура газа в процессе сжатия отличается от начальной (T_0), но независимо от этого тепловой поток передается окружающей среде при T_0 . Следовательно, и в этом случае $e_q=0$.

Поэтому для изотермического процесса уравнение (5-1) в общем случае примет вид:

$$l_{из} = \Delta e_{3-1} + \Sigma d. \quad (5-2)$$

В частном случае, когда процесс обратим, $\Sigma d=0$ и, следовательно, $l_{из} = \Delta e_{3-1}$. Таким образом, величина работы $l_{из}$ обратимого изотермического сжатия, как показано в гл. 3, может быть без вычислений снята с i, e -диаграммы рабочего тела, как разность значений эксергии в начальной и конечной точках процесса [I-76]. Этот метод определения изотермической работы сжатия проще и точнее аналитического расчета по формулам идеального изотермического сжатия (даже с поправками на сжимаемость), так как основан на диаграммах состояния реального газа. Чтобы свести вычислительную работу к минимуму, разработаны расчетные эксергетические номограммы для наиболее употребительных газов [I-107]. Зная из опыта или по расчетным данным действительную работу охлаждаемого изотермического компрессора l , можно по величине Δe_{3-1} подсчитать его изотермический к. п. д. $\eta_{из}$, равный η_e :

$$\eta_{из} = \eta_e = \frac{\Delta e_{3-1}}{l}.$$

Величина потерь от необратимости будет определяться выражением

$$\Sigma d = l - \Delta e_{3-1}. \quad (5-2a)$$

Например, при сжатии 1 кг воздуха от давления $p_0 = 1 \text{ кгс/см}^2$ до $p_2 = 60 \text{ кгс/см}^2$ была затрачена работа $l = 600 \text{ кдж}$. Требуется определить изотермический к. п. д. компрессора и величину потерь в нем.

Из e, i -диаграммы воздуха или номограммы находим изотермическую работу сжатия

$$l_{из} = \Delta e_{3-1} = e_3 - e_1 = 343 - 0,0 = 343 \text{ кдж/кг}.$$

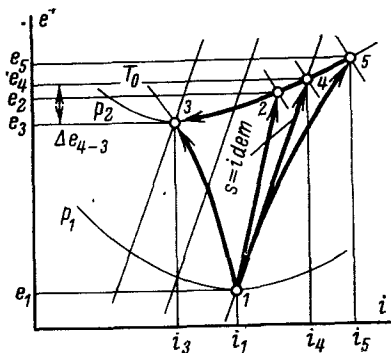


Рис. 5-1. Процессы сжатия в e, i -диаграмме при $\tau_e \geq 0$ ($T \geq T_0$).

Отсюда

$$\eta_{из} = \eta_e = \frac{343}{600} = 0,552 = 55,2\%,$$

а величина потери эксергии

$$\Sigma d = 600 - 343 = 257 \text{ кДж/кг.}$$

Эксергетическая диаграмма потоков, иллюстрирующая этот пример, показана на рис. 5-2 (потери в электроприводе не показаны). Величины $e_1=0$ и $e_q=0$ показаны условно линиями со стрелками. Если тепловой поток, отводимый от охлаждаемого компрессора, используется (например, для нагрева воды), то величина $e_q \neq 0$, и потеря d несколько уменьшится.

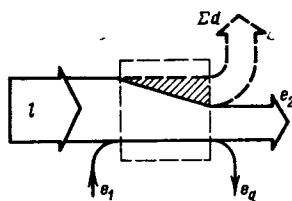


Рис. 5-2. Эксергетическая диаграмма потоков для охлаждаемого компрессора.

Более подробное изучение процесса в компрессоре позволяет расчленить величину потери эксергии Σd на составляющие, связанные с необратимостью в отдельных узлах машины (сопротивление в клапанах, трение поршневых уплотнений, утечки, теплообмен и др.), и тем самым найти пути их уменьшения [IV-59].

В гл. 3 было показано, что рассматривать эти потери как «потери энергии сжатого газа» недопустимо, поскольку энергия сжатого газа, как правило, не превышает энергию несжатого газа.

В действительности возрастает при сжатии и может использоваться или теряться не *энергия* газа, а его *эксергия*, возрастание которой в идеальном изотермическом процессе Δe в точности равно затраченной работе I . Изучение расходования этой эксергии в узлах машин и аппаратов дает истинную величину потерь, связанных с уменьшением давления [IV-61].

При адиабатном сжатии баланс эксергии аналогичен балансу при изотермическом сжатии. Действительно, в обратимом адиабатном процессе теплообмен отсутствует и $\delta q=0$. Поэтому уравнение (5-1) сохраняет тот же вид, что и для изотермического процесса. Обратимое адиабатное сжатие изображается на рис. 5-1 прямой 1-4, идущей по линии $s=\text{idem}$. Величина минимальной работы равна $\Delta e_{4-1}=\Delta i_{4-1}$.

По e, i -диаграмме видно, что $\Delta e_{4-1} > \Delta e_{3-1}$. Этот результат следует из свойств e, i -диаграммы: точка пересечения изотермы T_0 с любой изобарой соответствует наименьшей эксергии при данном давлении. Превышение адиабатной работы над изотермической равно Δe_{4-3} .

В реальном адиабатном процессе часть работы компрессора затрачивается на трение и переходит в тепло, которое

передается газу. Поэтому эксергия газа в конце процесса возрастает (точка 5). Однако величина Δe_{5-3} не равна работе реального адиабатного процесса, а соответствует суммарной эксергии, которую нужно подвести к газу в виде работы и эксергии тепла, чтобы провести процесс 1-5 *обратно*:

$$\Delta e_{5-1} = l' + e_q.$$

Действительная работа адиабатного процесса Δi_{5-1} больше, чем Δe_{5-1} , так как тепло, сообщаемое газу, получается за счет работы, что ведет к потере эксергии.

Процесс 1-2 занимает промежуточное положение между изотермой и изоэнтропой и в отличие от процесса 1-5 **проходит с отводом тепла**. Поэтому в обратимом процессе 1-2

$$\Delta e_{2-1} = l' - e_q.$$

Работа реального процесса 1-2 не может быть снята с диаграммы, так же как и работа, нужная для проведения любого другого необратимого процесса, за исключением адиабатного, где $\delta q = 0$. Во всех процессах сжатия (и расширения), связанных с теплообменом, необратимый переход работы в тепло не может быть отражен на диаграмме состояния. Количество затраченной работы при одном и том же начальном и конечном состояниях может быть больше или меньше; соответственно изменится только отвод тепла в окружающую среду.

Необходимо отметить, что в большинстве процессов, проводимых за счет эксергии сжатого газа, используется только часть эксергии, связанная с давлением (Δe_p). Другая часть эксергии, связанная с повышением температуры при сжатии (Δe_T) в этих случаях не нужна. Поэтому вся работа, затраченная на повышение составляющей эксергии e_T газа, не может быть непосредственно использована и относится к потерям. Газ после компрессора охлаждают водой или воздухом и отводят тепло при постоянном давлении. Количество этого тепла равно разности энтальпий в начале и конце охлаждения, а эксергия тепла — разности эксергий. Например, если конец сжатия соответствует точке 5, то при охлаждении до T_0 отводится тепло $i_5 - i_3$, а потерянная при этом эксергия тепла равна $e_5 - e_3$ (рис. 5-1). Перерасход энергии, связанный с этими потерями, можно уменьшить двумя способами: либо использовать отводимое тепло для технологических или других целей [IV-57, IV-58], либо применять многоступенчатое сжатие с промежуточным охлаждением. Такой процесс для двухступенчатой машины с адиабатным сжатием в ступенях показан на рис. 5-3. Затрата работы равна сумме отрезков на оси абсцисс Δi_{2-1} и Δi_{4-3} , количество тепла, отведенного в холодильниках, Δi_{2-3} и Δi_{4-5} , а эксергия этого теплового потока равна Δe_{2-3} и Δe_{4-5} .

Сумма двух последних величин равна потере в холодильниках d_x . Чем больше ступеней сжатия и охлаждения, тем ближе процесс к изотермическому, и тем меньше при прочих равных условиях затрата работы. В пределе затрата работы может быть снижена до Δe_{5-1} . Коэффициент полезного действия адиабатной ступени равен отношению увеличения эксергии газа к затраченной работе $l_{ад}$:

$$\eta_e = \frac{\Delta e_{5-1}}{l_{ад}}. \quad (5-3)$$

При изоэнтропном сжатии $\eta_e = 1$.

Второй случай ($\tau_e \geq 0$). Различные процессы сжатия показаны в e, i -диаграмме на рис. 5-4.

Рис. 5-3. Сжатие в двухступенчатом компрессоре на e, i -диаграмме.

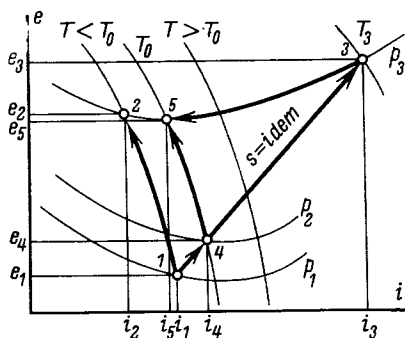


Рис. 5-4. Процессы сжатия в координатах e, i для условия $\tau_e \geq 0$.

Обратимое адиабатное сжатие показано прямой 1-3. До давления p_2 (точка 4) процесс идет при $T < T_0$, затем между точками 4 и 3 переходит в область $T > T_0$ ($\tau_e > 0$). Величина работы, необходимой для сжатия, равна Δe_{3-1} . Так же как и в предыдущем случае, часть работы, затраченная на повышение температуры вещества на участке 4-3, бесполезно теряется, так как для дальнейшего процесса рабочее тело нужно будет снова охладить до T_0 (точка 5). Поэтому более рационально

вести процесс сжатия от точки 4 по изотерме 4-5. В этом случае будет сэкономлена работа Δe_{3-5} .

Общая затрата работы на сжатие в этом случае будет равна Δe_{5-1} . Таким образом, для второго случая $\tau_e \geq 0$ идеальным процессом сжатия будет адиабатное сжатие до T_0 и затем изотермическое до конечного давления. Коэффициент полезного действия процесса η_e определяется отношением Δe_{5-1} к действительной работе.

Третий случай ($\tau_e > 0$) показан в e, i -диаграмме на рис. 5-5. Изотермическое сжатие изображается линией 1-2, а обратимая работа этого сжатия l может быть найдена по

величинам e_2 и e_1 по формулам (3-10) или (3-12). Тепло q , отводимое от сжимаемого газа при $T > T_0$, может быть использовано для получения работы, величина которой в идеальном случае составит $e_q = q\tau_e$; эта работа может быть реализована с целью уменьшения затрат на сжатие. Отсюда общая минимальная затрата работы, необходимая для идеального проведения процесса 1-2 и равная Δe_{2-1} , составит:

$$\Delta e_{2-1} = l - e_q.$$

При адиабатном обратимом сжатии его работа будет, как и во всех других случаях, измеряться разностью $\Delta e_{3-1} = \Delta i_{3-1}$, большей, чем Δe_{2-1} . При необратимом адиабатном сжатии затрата работы l будет определяться величиной $i_5 - i_1$, а потеря d — разностью l и Δe_{5-1} :

$$d = i_5 - i_1 - \Delta e_{5-1}. \quad (5-4)$$

Значение к. п. д. для адиабатной ступени определяется так же, как и при $\tau_a \geq 0$, по формуле (5-3). Очевидно, что η_e всегда меньше адиабатного к. п. д. $\eta_{ад} = \Delta i_{ад}/l$.

Эксергетический к. п. д. адиабатной ступени сжатия, определяемый по формуле (5-3), обладает одним замечательным свойством, которое проявляется при его применении к многоступенчатым машинам.

Общий эксергетический к. п. д. η_e многоступенчатого компрессора с неохлаждаемыми ступенями имеет вид:

$$\eta_e = \frac{\Sigma \Delta e_i}{\Sigma \Delta i_i} = \frac{\Sigma \Delta e_i}{\Sigma l_i}, \quad (5-5)$$

где Δe_i — возрастание эксергии рабочего тела в соответствующей ступени i ; $\Delta i_i = l_i$ — работа, затраченная в ступени.

Преобразуем формулу (5-5):

$$\eta_e = \frac{\Delta e_1}{\Sigma \Delta i_i} + \frac{\Delta e_2}{\Sigma \Delta i_i} + \dots = \frac{\Delta i_1 \Delta e_1}{\Delta i_1 \Sigma \Delta i_i} + \frac{\Delta i_2 \Delta e_2}{\Delta i_2 \Sigma \Delta i_i} + \dots$$

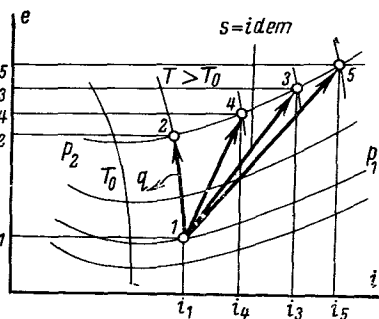


Рис. 5-5. Процессы сжатия в координатах e, i для условия $\tau_e > 0$.

¹ Величина Δe ступени должна вычисляться по значениям, взятым на входе в данную ступень и на выходе из нее, включая все промежуточные устройства (в том числе и промежуточные холодильники, если они есть), так, чтобы параметры в точке выхода из $(i-1)$ -й ступени совпадали с параметрами на входе в i -ю ступень.

Обозначив отношение работы, затраченной в данной ступени, к суммарной работе $\frac{\Delta i_i}{\Sigma \Delta i_i}$ через λ , получим:

$$\eta_e = \eta_{e,i} \lambda_1 + \eta_{e,2} \lambda_2 + \dots = \Sigma \eta_{e,i} \lambda_i. \quad (5-6)$$

Общий эксергетический к. п. д. компрессора η_e посредством формулы (5-6) может быть выражен через к. п. д. $\eta_{e,i}$ отдельных ступеней. Чем больше удельный вес ступени λ , тем это влияние больше. Эта связь дает возможность непосредственно анализировать влияние к. п. д. отдельных ступеней на общий к. п. д. машины. Другие к. п. д., например адиабатный $\eta_{ад} = \Delta i_s / \Delta i$, не дают такой связи, поскольку сравнивают дей-

ствительный процесс с адиабатным, т. е. с теоретическим, который в машине *не происходит*; в отличие от них η_e сравнивает две характеристики *действительного процесса, протекающего в машине*.

Работа реального сжатия в процессе 1-4 по диаграмме определена быть не может, так как сжатие необратимо и сопровождается отводом тепла; однако этот процесс (как и любой другой) описывается общим уравнением (5-1).

Четвертый случай ($\tau_e < 0$). Изотермическое сжа-

Рис. 5-6. Адиабатное сжатие при $\tau_e < 0$.

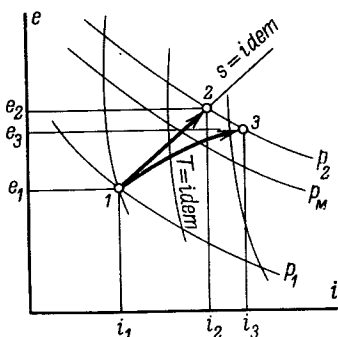
тие при $T < T_0$ изображается линией 1-2 на рис. 5-4. В отличие от изотермического сжатия при T_0 этот процесс может проходить только при наличии охлаждающего устройства для отвода тепла от рабочего тела при $T < T_0$ и передаче его в окружающую среду. Чтобы осуществить такой отвод, требуется затрата работы $l_x = e_q = q\tau_e$. Поэтому изменение эксергии Δe_{2-1} складывается из двух величин: работы компрессора l_k и работы $l_x = e_q$, необходимой для привода холодильной установки. Отсюда

$$\Delta e_{2-1} = l_k + e_q. \quad (5-7)$$

В соответствии с формулой (3-12) величина $l_k = \Delta e_{2-1} \cdot \frac{T}{T_0}$.

Такое сжатие в компрессоре с отводом тепла при $T < T_0$ в низкотемпературной технике, как правило, не применяется.

Обратимое адиабатное сжатие соответствует линии 1-2 на рис. 5-6. Идеальному процессу здесь, как и в предыдущем случае, соответствует изоэнтропа. Реальный адиабатный процесс изображается линией 1-3; его к. п. д. определяется (аналогично всем другим случаям) по формуле (5-3).



Все изложенные выше закономерности в равной степени относятся и к сжатию жидкостей как при $T > T_0$ (например, в насосе питательной воды на тепловой электростанции), так и при $T < T_0$ (например, в насосах сжиженных газов).

5-2. РАСШИРЕНИЕ ГАЗОВ И ЖИДКОСТЕЙ

Процессы расширения газов и жидкостей в теплотехнике и низкотемпературной технике существенно различаются и по своему назначению, и по термодинамическим характеристикам.

Расширение в высокотемпературных процессах предназначено, как правило, для получения механической или электрической работы за счет уменьшения энтальпии рабочего тела. Теплообмен с окружающей средой приводит также к уменьшению энтальпии. Расширение без отдачи внешней работы — дросселирование — используется только для регулирования и с термодинамической точки зрения нежелательно, так как всегда приводит к потерям.

В низкотемпературных процессах расширение предназначено в основном для охлаждения; получение работы является побочным результатом. Теплообмен с окружающей средой приводит не к понижению энтальпии, а к ее повышению. Наконец, дросселирование во многих важных процессах является основным процессом, обеспечивающим действие системы, и в ряде случаев более эффективно, чем все другие известные методы.

В связи с этим постановка вопроса о термодинамической оценке совершенства процессов расширения в технике низких температур коренным образом отличается от постановки аналогичной задачи в теплотехнике. Разумеется, что при этом все общие положения термодинамического анализа остаются неизменными.

а) Процессы расширения в теплотехнических системах

Расширение газов и паров при $T > T_0$ с отдачей внешней работы применяется в различного рода турбинах (паровых, газовых) и других двигателях, а также устройствах, предназначенных для непосредственного получения электрической энергии (каналов магнитогидродинамических генераторов). Во всех этих устройствах происходит получение электрической или механической работы за счет уменьшения как энтальпии, так и эксергии потока газа или пара. Отводимая работа l , если пренебречь потерями тепла в окружающую среду или с охлаждающим телом (например, в канале МГДГ) равна в любом случае изменению энтальпии потока рабочего тела.

На рис. 5-7 показаны в координатах e, i различные процессы расширения рабочего тела.

Первая группа процессов расширения, протекающих при более высоких температурах и давлениях в интервале p_1-p_2 показана линиями 1-2, 1-3 и 1-4. Процесс 1-2 представляет собой обратимое изоэнтропное расширение, при котором отводится работа (или что то же самое, эксергия) $l_{1-2}=i_1-i_2=e_1-e_2$. Процесс 1-3 — необратимое расширение, проходящее с увеличением энтропии и более быстрым падением эксергии.

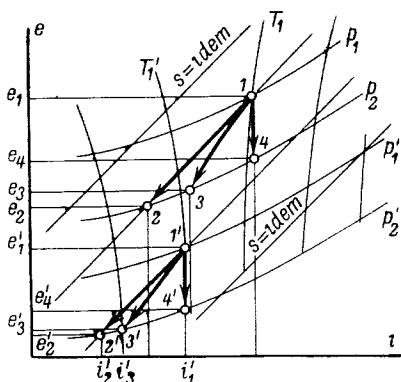


Рис. 5-7. Процессы расширения рабочего тела при $T > T_0$ в координатах e, i .

Здесь отводится внешняя работа $l_{1-3} < l_{1-2}$, которая определяется разностью энтальпий i_1-i_3 . Снижение энтальпии ∇i_{1-3} , равное отводимой работе l_{1-3} , меньше, чем снижение эксергии ∇e_{1-3} (так как линия 1-3 проходит круче изоэнтропы, для которой $\nabla i = \nabla e$).

Наконец, протекающий по вертикальной прямой полностью необратимый процесс 1-4 представляет собой адиабатное дросселирование, при котором $\nabla i_{1-4} = 0$ и внешняя работа вообще не отводится.

Величина потери d возрастает от первого процесса к третьему. В первом (линия 1-2) $d_{1-2} = (e_1 - e_2) - (i_1 - i_2) = \nabla e_{1-2} - l = 0$; во втором (линия 1-3) $d_{1-3} = \nabla e_{1-3} - \nabla i_{1-3}$; наконец, в третьем (линия 1-4) $d_{1-4} = \nabla e_{1-4} - 0 = \nabla e_{1-4}$.

Следовательно, в первом процессе вся эксергия переходит в работу; во втором в работу преобразуется только часть ее, равная $\nabla e_{1-3} - d$, в третьем процессе вся израсходованная эксергия теряется и полученная работа равна нулю.

В соответствии с формулой (4-14) к. п. д. процесса расширения определится отношением

$$\eta_e = \frac{l}{\nabla e} = \frac{\nabla i}{\nabla e}. \quad (5-8)$$

Для процесса 1-2 $\eta_e = 1$ (100%), для 1-4 $\eta_e = 0$ и для 1-3

$$\eta_e = \frac{\nabla i_{1-3}}{\nabla e_{1-3}} = \frac{l_{1-3}}{\Delta e_{1-3}}. \quad (5-9)$$

Для практики наибольший интерес представляет реальный процесс 1-3, в котором $1 > \eta_e > 0$. Сравним методы оценки

эффективности процесса посредством эксергетического к. п. д. η_e по формуле (5-9) и адиабатного к. п. д. $\eta_{ад}$ обычно применяемого для этой цели.

Адиабатный к. п. д. $\eta_{ад}$ равен отношению действительного перепада энтальпий ∇i_{1-3} к изоэнтропному перепаду

$$\eta_{ад} = \frac{\nabla i_{1-3}}{\nabla i_{1-2}} = \frac{l_{1-3}}{\nabla i_{1-2}}. \quad (5-10)$$

Поскольку знаменатель дроби в (5-10) больше, чем в (5-11), а числители одинаковы, то во всех реальных процессах

$$\eta_e > \eta_{ад}.$$

Причина этого связана с принципиальным различием обоих к. п. д. В к. п. д. η_e сравниваются два эффекта *одного и того же реального процесса* (∇e_{1-3} и $\nabla i_{1-3} = l$). В пределе, если бы преобразование эксергии потока в работу шло идеально, ∇i_{1-3} сравнялось бы с ∇e_{1-3} и потеря была бы равной нулю.

В к. п. д. $\eta_{ад}$ сравниваются одни и те же эффекты *разных процессов*: ∇i_{1-3} , относящееся к реальному процессу, и ∇i_{1-2} , относящееся к идеальному процессу, которого в действительности нет.

Последнее обстоятельство приводит к тому, что при многоступенчатом расширении невозможно установить связь между к. п. д. $\eta_{ад}$ отдельных ступеней и к. п. д. машины в целом. Эксергетический к. п. д. η_e , напротив, позволяет это сделать довольно просто [0-8, 1-39].

Обозначим общий эксергетический к. п. д. машины через η_e , а к. п. д. i -й ступени — через $\eta_{e,i}$. Тогда на основе формулы (5-8) получим:

$$\eta_e = \frac{\Delta i_1 + \Delta i_2 + \dots + \Delta i_i + \dots + \Delta i_n}{\nabla e_1 + \nabla e_2 + \dots + \nabla e_i + \dots + \nabla e_n} = \frac{\Sigma \Delta i_i}{\Sigma \nabla e_i} = \frac{l}{\nabla e}. \quad (5-11)$$

Числитель формулы (5-11) представляет собой сумму работ отдельных ступеней, а знаменатель — сумму падений эксергии ∇e_i в каждой ступени. Из рис. 5-8, где показан процесс расширения в многоступенчатой турбине (для примера взято три ступени), видно, что $\Sigma \nabla e_i = \nabla e$, так как эксергия выходящего и i -й ступени рабочего тела представляет собой эксергию на входе в следующую, $(i+1)$ -ю ступень¹.

В случае использования $\eta_{ад}$ в знаменателе формулы (5-11) были бы величины $\nabla i_{ад}$ (в примере на рис. 5-8 $\nabla i_{1-2}'$, $\nabla i_{2-3}'$

¹ Разумеется, эксергия на выходе определяется в точке, находящейся после всех промежуточных трубопроводов и других проточных элементов, чтобы учесть потери и в них.

$\nabla i_{3-4''}$), сумма которых не равна $\nabla i_{ад}$ (на рис. 5-8 ∇i_{1-5}), поскольку крутизна наклона изобар растет при повышении T .

Преобразуем формулу (5-11):

$$\eta_e = \frac{\Delta i_1}{\nabla e} + \frac{\Delta i_2}{\nabla e} + \dots + \frac{\Delta i_1}{\nabla e} + \dots + \frac{\Delta i_n}{\nabla e} =$$

$$= \frac{\Delta i_1 \nabla e_1}{\nabla e_1 \nabla e} + \frac{\Delta i_2 \nabla e_2}{\nabla e_2 \nabla e} + \dots + \frac{\Delta i_n \nabla e_n}{\nabla e_n \nabla e}.$$

Отсюда, введя обозначение $\theta_i = \nabla e_i / \nabla e$ (эксергетический вес ступени), получим:

$$\eta_e = \eta_{e,1} \theta_1 + \eta_{e,2} \theta_2 + \dots + \eta_{e,i} \theta_i + \dots + \eta_{e,n} \theta_n = \sum \eta_{e,i} \theta_i. \quad (5-12)$$

Формула (5-12) показывает, что к. п. д. η_e многоступенчатой турбины является средневзвешенным к. п. д. $\eta_{e,i}$ ступеней, причем влияние каждой ступени определяется ее эксергетическим весом θ — отношением доли «перерабатываемой» в ней эксергии ко всему перепаду эксергий в машине.

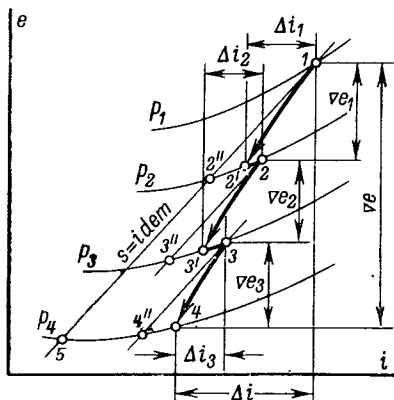
Необходимо отметить, что соотношение между эксергетическими к. п. д. $\eta_{e,i}$ ступеней и их адиабатными к. п. д. $\eta_{ад,i}$ существенно различается.

Для анализа этой связи рассмотрим предварительно процессы расширения, протекающие при более низких давлениях и температурах, но при тех же перепадах энтальпий в действительных и изоэнтропных процессах (1-2', 1-2'' и 2-3' и 2-3'' соответственно), показанных на рис. 5-7.

Как видно из диаграммы, разность $e'_3 - e''_3$ для процесса

Рис. 5-8. Расширение рабочего тела в многоступенчатой турбине на e, i -диаграмме.

2-3' при одинаковых значениях $\eta_{ад}$ значительно меньше, чем аналогичная разность $e'_2 - e''_2$ для процесса расширения 1-2', протекающего при более высокой температуре. Эта разность эксергий показывает «недоиспользование» эксергии в данном интервале давлений вследствие отклонения процесса от адиабатного. Ее уменьшение по мере приближения температуры к T_0 связано с тем, что наклон изобары в координатах e, i (определяемый углом α , тангенс которого равен τ_e) тем меньше, чем ближе T к T_0 ; в пределе при $T = T_0$ изобара проходит



горизонтально и $\Delta e_{3, \dots, 3} \rightarrow 0$. Роль потери, связанной с «недоиспользованием» в машине этого интервала эксергий, соответственно уменьшается с понижением температуры.

Поскольку величина ∇e возрастает при понижении температуры, а работа ступени, равная ∇i , остается неизменной, к. п. д. процесса расширения будет в соответствии с формулой (5-9) меньше.

Следовательно, при многоступенчатом расширении и одинаковых $\eta_{ад}$ ступеней η_e в нижних ступенях будет меньше; напротив, при равенстве η_e ступеней адиабатной к. п. д. $\eta_{ад}$ нижних ступеней будет больше.

В примере, приведенном Д. Кинаном [1-39] для двух ступеней турбины с равными к. п. д. $\eta_{ад} = 0,70\%$, значение η_e для верхней ступени составляет $81,7\%$, а для нижней $72,8\%$. Следовательно, реальные потери от необратимости d в верхней ступени относятся к потерям в нижней ступени как $15,7/26,1$ и значение $\eta_{ад}$ не отражает истинной эффективности ступеней турбины.

Для уменьшения общих потерь нужно стремиться к большим значениям $\eta_{ад}$ в нижних ступенях. В верхних же, даже при более низких значениях $\eta_{ад}$, потери будут меньше. В рассмотренном примере $\eta_{ад}$ верхней ступени может быть снижен до $58,2\%$, прежде чем ее к. п. д. η_e достигнет величины $72,8\%$ и потери сравняются с теми, которые существуют в нижней ступени.

Допустимость меньшего $\eta_{ад}$ в верхних ступенях связана с тем, что возникающая при снижении $\eta_{ад}$ потеря одновременно приводит к увеличению перепада эксергий, остающегося на нижние ступени, поскольку точки начала расширения в них сдвигаются в сторону большей эксергии. Другими словами, несовершенство верхних ступеней может быть компенсировано усовершенствованием нижних ступеней; несовершенство нижних ступеней более непосредственно сказывается на общей эффективности турбины.

Влияние этого явления, называемого «возвратом тепла» (reheat factor) учитывается значением η_e и не учитывается величиной $\eta_{ад}$.

Те же соображения относятся и к любым другим способам расширения с отдачей внешней работы, протекающим в широком интервале температур, где величина τ_e существенно меняется.

Расширение без отдачи внешней работы — адиабатное дросселирование ($i = idem$) — при температурах $T > T_0$ приводит, как видно из рис. 5-7 (процессы 1-4 и 1'-4'), к невозвратимой потере эксергии $d = e_1 - e_4$ или $d' = e'_1 - e'_4$. Величина этой потери в любом случае может быть подсчитана либо по значению ∇e , либо по величине $T_0 \Delta s$, что то же самое ($\Delta e = \Delta i - T_0 \Delta s$, но $\Delta i = 0$ при дросселировании).

б) Процессы расширения в низкотемпературных системах

Общей характерной чертой всех процессов расширения, применяемых в низкотемпературной технике, является преобразование эксергии давления e_p в эксергию e_t , связанную с охлаждением.

В зависимости от способа расширения такое преобразование протекает по-разному. Оно может сопровождаться отводом энергии как в форме работы (адиабатный детандер), так

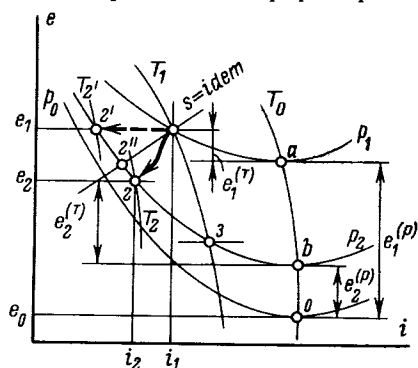


Рис. 5-9. Обобщенный процесс расширения на e, i -диаграмме при $T < T_0$.

и в форме тепла (неадиабатная вихревая труба) и энтальпии потока газа (адиабатная вихревая труба); отводом энергии в виде работы с одновременным подводом энергии от охлаждаемого объекта в форме тепла (неадиабатный детандер [I-78]); наконец, может происходить вообще без энергетического обмена (адиабатное дросселирование).

Испрозование адиабатного (внутреннего относительного) к.п.д. $\eta_{ад}$, равно- го отношению перепада эн- тальпий в действительном

процессе к адиабатному по формуле (5-10), возможно только в одном из перечисленных случаев (адиабатный детандер).

Эксергетический метод позволяет вывести единый для всех этих процессов к. п. д., позволяющий сравнивать их в сопоставимых условиях.

Эффектом всех процессов расширения, который должен находиться в числителе формулы (4-13), является эффект охлаждения. В общем виде процесс расширения при низких температурах ($T < T_0$, $\tau_e < 0$) показан в координатах e , i на рис. 5-9.

Рабочее тело из состояния, соответствующего точке 1 и давлению p_1 , расширяется до точки 2 (давление p_2); его температура снижается с T_1 до T_2 . Эксергия рабочего тела уменьшилась от $e_1 = e_{T,1} + e_{p,1}$ до $e_2 = e_{T,2} + e_{p,2}$. При этом, как видно из диаграммы, величина e_p уменьшилась от $e_{p,1}$ до $e_{p,2}$, а величина e_T возросла с $e_{T,1}$ до $e_{T,2}$. Такое превращение $e_p \rightarrow e_T$ возможно потому, что в области $T < T_0$ изобары имеют наклон, противоположный тому, который характерен для высокотемпературной области.

Следовательно, эксергетический к. п. д.¹ этого превращения составит:

$$\eta_e = \frac{\Delta e_T}{\nabla e_p} = \frac{e_{T,2} - e_{T,1}}{e_{p,1} - e_{p,2}}. \quad (5-13)$$

Преобразуем это уравнение к более удобному виду:

$$\nabla e_p = e_{p,1} - e_{p,2} = \nabla e_{a-0} - \nabla e_{b-0} = \nabla e_{a-b},$$

$$\Delta e_T = e_{T,2} - e_{T,1} = \Delta e_{2-b} - \Delta e_{1-a} = \Delta e_{a-b} - \Delta e_{1-2}.$$

Отсюда

$$\eta_e = \frac{\Delta e_{a-b} - \Delta e_{1-2}}{\nabla e_{a-b}}. \quad (5-14)$$

Если при расширении дополнительно отводится эксергия в виде работы или эксергия тепла, то

$$\eta_e = \frac{\Delta e_{a-b} - \Delta e_{1-2} + e_q + l}{\nabla e_{a-b}}. \quad (5-14a)$$

В идеальном обратимом процессе $e_q + l = \Delta e_{1-2}$ и $\eta_e = 1$, в полностью необратимом процессе $e_q + l = 0$, а $\Delta e_{1-2} = \Delta e_{a-b}$ и $\eta_e = 0$. Получение работы l является побочным процессом, который может только компенсировать часть работы, затраченной на получение e_p при сжатии. Основным результатом расширения, который желательно получить, является сумма

$$\Delta e_T + e_q = (\Delta e_{a-b} - \Delta e_{1-2}) + e_q.$$

Если полученный эффект охлаждения реализуется в дальнейшем, то $e_q = 0$; если же подвод тепла от охлаждаемого объекта происходит одновременно с охлаждением, то часть величины Δe_T непосредственно отводится в виде e_q . В пределе $\Delta e_T = 0$: в этом случае весь эффект охлаждения реализуется в виде теплового потока, отбираемого от охлаждаемого объекта и характеризуемого величиной e_q (эксергетическая холодопроизводительность).

Идеальным процессом охлаждения является такой (в принципе возможный) процесс, при котором $l = 0$, а сумма

$$(\Delta e_{a-b} - \Delta e_{1-2}) + e_q = \Delta e_{a-b}.$$

Если проводить расширение без подвода тепла от охлаждаемого объекта ($e_q = 0$), то идеальный процесс расширения закончится в точке 2' ($\Delta e_{1-2} = 0$). При этом была бы достигнута наинишая возможная при данном расходе эксергии и

¹ Поскольку в рассматриваемых процессах нас интересует не просто относительная величина потери d , а переход $e_p \rightarrow e_T$, величина η_e , подсчитанная по первому способу, не вскрывает характер энергетических превращений в процессе; поэтому расчет к. п. д. ведется по второму способу.

конечном давлении температура T'_2 , а доля $e_{T,2}$ в величине e_2 была бы наибольшей возможной. Поскольку эксергия в конечной точке такого процесса (2') та же, что и в начальной (1), то отвод эксергии в виде работы или эксергии тепла исключается. Необходимое уменьшение энтропии рабочего тела может быть достигнуто только отводом соответствующего количества тепла в окружающую среду на уровне T_0 , где $\tau_e=0$ и, следовательно, $e_q=q\tau_e=0$.

Практически при вычислении к. п. д. η_e процессов расширения при $T < T_0$ целесообразно заменить величину ∇e_{a-b}

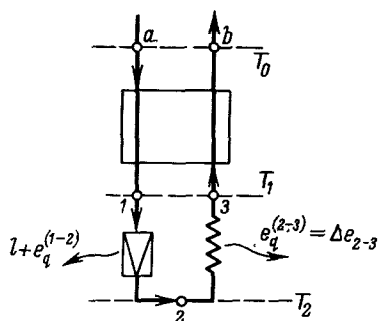


Рис. 5-10. Схема определения к. п. д. η_e процесса расширения.

близкой ей величиной ∇e_{1-3} — разностью эксергий между заданными давлениями по изотерме T_1 вместо T_0 . В этом случае числитель формулы (5-14) становится равным Δe_{2-3} и

$$\eta_e = \frac{\Delta e_{1-3} - \Delta e_{1-2}}{\nabla e_{1-3}} = \frac{\Delta e_{2-3}}{\nabla e_{1-3}}. \quad (5-15)$$

Физический смысл такой замены изотермы T_0 на T_1 сводится к тому, что во втором случае величина, стоящая в числителе — Δe_{2-3} , показывает эксергетическую холодопроиз-

водительность расширения — увеличение эксергии, связанное с охлаждением от T_1 до T_2 . Величина в знаменателе ∇e_{1-3} показывает разность эксергий для случая, когда полученная в результате расширения эксергия Δe_{2-3} — эксергетическая холодопроизводительность e_q , отведена при подводе теплового потока от охлаждаемого объекта и рабочее тело приняло снова температуру $T_3=T_1$. Соответствующая модель процесса приведена на рис. 5-10, где показан теплообменник между температурами T_0 и T_1 и расширитель между точками 1 и 2. В общем случае при отводе работы l и эксергии тепла $e_q=e^{(1-2)}_q$ формула (5-15) аналогично формуле (5-14a) принимает вид:

$$\eta_e = \frac{\Delta e_{2-3} + l + e_q}{\nabla e_{1-3}} = 1 - \frac{\Delta e_{1-2} - l - e_q}{\nabla e_{1-3}}. \quad (5-15a)$$

Если T_1 становится равным T_0 , то формула (5-15) переходит в формулы (5-14) и (5-14a).

Сопоставление этих формул показывает, что все свойства к. п. д. сохраняются при замене формулы (5-14a) на (5-15), но вторая обладает большей наглядностью и проще для вычислений.

Рассмотрим, пользуясь описанной методикой, способы расширения, применяемые в низкотемпературной технике.

Дросселирование

Дросселирование реального газа в области состояний, где эффект Джоуля — Томсона положителен, является одним из основных методов охлаждения [0-15, IV-54].

Дросселирование часто рассматривается в термодинамике как классический образец полностью необратимого процесса. Это утверждение верно во всех случаях, кроме одного.

Связь между изменениями e_p и e_T при адиабатном дросселировании, как показывает эксергетический анализ, может быть трех видов. Снижение e_p существует всегда, но e_T меняется при этом по-разному.

1. Дросселирование идеального газа или реального в инверсионной области (где $\alpha_i = 0$) не приводит к изменению температуры. Поэтому e_T остается неизменным.

2. Для реального газа в областях, где знак интегрального дроссель-эффекта α_i *совпадает* со знаком τ_e , дросселирование меняет температуру рабочего тела, но e_T при этом *уменьшается*. В низкотемпературной области происходит нагревание рабочего тела, а в высокотемпературной дросселирование сопровождается его охлаждением.

Очевидно, что такое изменение e_T не только не приносит никакого полезного эффекта, но даже вредно, поскольку при $T > T_0$ вещество имеет тем большую эксергию, чем выше его температура, а при $T < T_0$ происходит увеличение e_T с понижением температуры.

3. В области, где знак интегрального дроссель-эффекта α_i *противоположен* знаку τ_e , дросселирование приводит к такому изменению температуры, при котором e_T *растет*. В низкотемпературной области происходит охлаждение рабочего тела, а в высокотемпературной — нагревание. Это означает, что разность температур, созданная при дросселировании, может быть в принципе использована для получения некоторой работы l , численно равной получаемой эксергии тепла e_q . Эта работа может быть использована для возвращения части рабочего тела в исходное состояние. Следовательно, *в этом случае дросселирование реального газа является частично обратимым процессом*.

В теплотехнике сравнительно небольшое нагревание газа при дросселировании (отрицательный дроссель-эффект) не находит технического применения, так как такой эффект всегда может быть получен более простым путем. В технике низких температур, напротив, охлаждение, полученное при дросселировании вещества с положительным дроссель-эффектом, служит основой большинства низкотемпературных процессов. Рассмотрим процесс дросселирования в области, где $\tau_e < 0$ посредством эксергетической e , i -диаграммы, опираясь на описанную выше методику определения к. п. д. процесса перехода $e_p \rightarrow e_T$.

В зависимости от вида рабочего тела и его параметров дросселирование может протекать с охлаждением ($\alpha_i > 0$), без изменения температуры ($\alpha_i = 0$) и, наконец, нагреванием ($\alpha_i < 0$). Последний случай, как уже указывалось выше, не имеет практического значения.

Первое условие ($\alpha_i > 0$). На рис. 5-11 дано изображение процесса дросселирования в e, i -диаграмме для этого условия. Начальная точка 1 соответствует давлению p_1 и температуре T_1 , конечная точка 2 — давлению p_2 и температуре T_2 . При этом $T_2 < T_1$. Прямая 1-2 идет вертикально вниз по линии $i = \text{idem}$.

Изменение эксергии при дросселировании определяется разностью ее значений в начальной и конечной точках. Так как процесс адиабатного дросселирования проходит при отсутствии энергетического обмена рабочего тела с окружающей средой и находящимися в ней объектами, величина ∇e_{1-2} равна потере от необратимости

$$\nabla e_{1-2} = e_1 - e_2 = d. \quad (5-16)$$

Это можно показать и через изменение энтропии. Поскольку

$$e_1 = i_1 - T_0 s_1 + C, \quad e_2 = i_2 - T_0 s_2 + C,$$

то

$$\nabla e_{1-2} = T_0 (s_1 - s_2) = T_0 \Delta s_{1-2} = d.$$

Величина эксергетического к. п. д., вычисленного как отношение эксергии выходящей к эксергии поступающей, определяется из отношения $\eta_e = e_2/e_1$.

Однако такое рассмотрение дает ненамного больше того, что может дать энтропийный метод — только констатацию того, что потеря d равна определенной величине. Для анализа важно вскрыть и рассмотреть превращение одной формы эксергии в другую и эффективность этого, полезного для технических целей, превращения. В данном случае таким превращением является преобразование эксергии, связанной

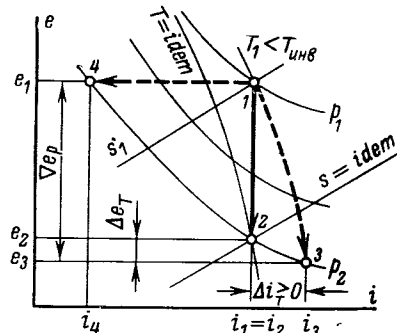


Рис. 5-11. Изображение процесса дросселирования на e, i -диаграмме при $\alpha_i > 0$.

с наличием перепада давлений $\Delta p = p_1 - p_2$, в эксергию, связанную с охлаждением и понижением температуры $\Delta T = T_1 - T_2$. Для этой цели целесообразно применить второй способ вычисления к. п. д. — принимая во внимание только эксергию, связанную с переходом в другую форму. Подведенная эксергия связана с разностью давлений $p_1 - p_2$ при одной

и той же температуре T_1 . Этой разности соответствует ∇e_{1-3} , где точка 3 определяется пересечением изотермы с изобарой p_2 . Если бы эффекта охлаждения в результате расширения не было, то процесс был бы полностью необратим и закончился бы в точке 3 при температуре T_1 . Вследствие дроссель-эффекта точка конца процесса смещается влево, в область более низких температур, и процесс заканчивается в точке 2, соответствующей температуре T_2 . Эффект охлаждения, выраженный через количество тепла, равен Δi_{3-2} , так как количество тепла, которое нужно передать рабочему телу, чтобы вернуть его из точки 2 в точку 3, равно $q = i_3 - i_2$. Эксергия этого тепла определяется величиной Δe_{2-3} . Следовательно, эксергетический к. п. д. процесса дросселирования будет определяться в соответствии с (5-15):

$$\eta_e = \frac{\Delta e_{2-3}}{\nabla e_{1-3}}. \quad (5-17)$$

Чем больше величина Δe_{2-3} , тем выше к. п. д. процесса. Положение точки 2 определяется пересечением вертикальной прямой $i = \text{idem}$, проходящей через точку 1 с изобарой p_2 .

Figure 1 is a schematic diagram of a gas turbine engine. It shows a compressor (1-2), a combustion chamber (2-3), and a turbine (3-4). The turbine is mechanically coupled to the compressor. The diagram includes various state points (1, 2, 3, 4) and efficiency indicators (η_c , η_t , η_m). A vertical arrow labeled 'a' indicates a distance or height.

ленных условиях Δe_{2-3} может подойти довольно близко к Δe_{3-4} , а к. п. д.

Graph of pressure p_2 versus flow rate i . The curve starts at a critical point i_c and decreases. A vertical line at i_1 intersects the curve at p_1 . A vertical line at i_2 intersects the curve at p_2 . The region between the curve and the vertical line at i_2 is shaded.

более, а потери от необратимости будут сравнительно небольшими. На рис. 5-12 в координатах e, i показана

Из диаграммы видно, что Δe_{2-3} , связанное с охлаждением от T_1 до T_2 , ненамного меньше подведенной эксергии ∇e_{1-3} , связанной с ∇p_{1-3} и тем же 2 блуждающего подвода и тем же 4 на

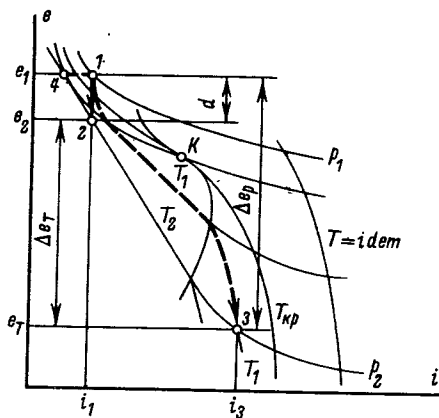
чина потери $d=e_1-e_2$ в этом случае очень невелика. 171

Рис. 5-12. Дросселирование при $T < T_{кр}$ и $\alpha_i > 0$ в координатах e, i .

тельно небольшими. На рис. 5-12 в координатах e, i показаны точки 1—3 для процесса дросселирования криогенной жидкости при температурах $T < T_{кр}$.

связанной с $\sqrt{p_{1-2}}$, и точка Z близко подходит к точке 4, характеризующей идеальный процесс охлаждения. Особенно близки эти точки при малых давлениях. Относительная вели-

чина потери $d=e_1-e_2$ в этом случае очень невелика.

Значения эксергетического к. п. д. η_e процессов дросселирования воздуха, аммиака, фреона-12 и гелия

Рабочее тело	P_1	P_2	T_1	T_2	η_e
	кгс/см ²		К		%
Воздух	200	1	298	253	0,97
"	120	1	250	214	2,2
"	160	6	110	104	86,1
"	60	6	145	104	73,8
"	6	1	100	81	95,6
Аммиак	8,7	3	293	273	97,7
"	8,7	1,6	293	249	92,3
"	2,5	0,7	259	232	98,6
Фреон-12	5,8	2,0	293	260	98,0
"	5,8	1,0	283	243	98,4
Гелий	25	1,3	5,2	4,4	90,0

В табл. 5-1 приведены величины η_e для воздуха, аммиака, фреона-12 и гелия при разных параметрах, иллюстрирующие эти положения.

Из значений η_e , приведенных в таблице, следует, что при температуре, близкой к T_0 , эксергетический к. п. д. дросселирования воздуха очень мал. По мере снижения T_0 эффективность процесса возрастает, достигая весьма высоких значений при температурах, меньших критической.

Для веществ, у которых критическая температура близка к T_0 или выше нее, η_e достигает высоких значений и при умеренно низких температурах. Подбирая для процессов охлаждения с дросселированием соответствующие хладагенты и величины начального и конечного давлений, можно создать установки с высоким значением общего η_e в широком

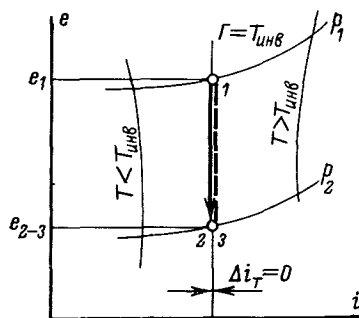


Рис. 5-13. Дросселирование при $a_1=0$ в координатах e, i .

интервале температур (в каскадных и многоступенчатых парожидкостных холодильных и криогенных установках).

Резкое увеличение η_e дросселирования в области жидкости и влажного пара объясняется возрастающим значением работы против молекулярных сил притяжения в общей величине дроссель-эффекта. Эта часть дроссель-эффекта обратима, так как обратим процесс перехода кинетической энергии теплового движения молекул в потенциальную энергию взаимодействия.

Второе условие ($\alpha_1=0$). В этом случае (рис. 5-13) температуры в начале и конце дросселирования равны. Точка 2 совпадает с точкой 3. Эффект охлаждения отсутствует и

$$\eta_e = \frac{e_2 - e_3}{e_1 - e_3} = 0.$$

Процесс полностью необратим, так как потеря от необратимости ($d=e_1-e_2$) равна подведенной эксергии, связанной с разностью давлений p_1-p_2 . Никакого полезного эффекта, пригодного для технических целей, процесс в этих условиях не дает, и дросселирование является чистой потерей.

Теоретический интерес представляет случай дросселирования при $\alpha_1 < 0$ в области $T < T_0$ ($\tau_e < 0$). В этом случае рабочее тело не только не охлаждается, а напротив, нагревается; следовательно, в результате процесса расширения получается эффект, *противоположный* тому, который желательно получить.

Процесс дросселирования для этих условий показан на рис. 5-14.

Значение эксергетического к. п. д. определится в этом случае отношением

$$\eta_e = \frac{e_2 - e_3}{e_1 - e_3} = \frac{\Delta e_{2-3}}{\nabla e_{1-3}} < 0.$$

Эксергия Δe_{2-3} , полученная в результате дросселирования, в этом случае связана с нагреванием и имеет отрицательное значение. Таким образом, в области $\tau_e < 0$ при $\alpha_1 < 0$ дросселирование приводит к потере не только e_p , но и e_t . Аналогичные результаты дает дросселирование при $T > T_0$ и $\alpha_1 > 0$ (охлаждение в высокотемпературной области).

Оба рассмотренных примера относятся к тем случаям, когда к. п. д. η_e имеет *отрицательное значение*. Это на первый взгляд парадоксальное явление имеет совершенно четкий физический смысл: эффект, производимый системой, *противоположен* тому, для которого она предназначена. К сожалению, возможность осуществления таких технических систем не исключается

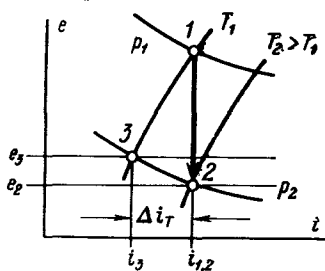


Рис. 5-14. Процесс дросселирования при $\alpha_1 < 0$ в области $T < T_0$.

Детандирование (расширение с отдачей внешней работы)

Расширение с отдачей внешней работы при $T < T_0$ может проводиться двумя способами:

1. Без подвода тепла извне к расширяющемуся рабочему телу (адиабатный детандер)¹.

2. С подводом тепла к расширяющемуся рабочему телу от охлаждаемого объекта (неадиабатный детандер). Такие ма-

¹ Термин «адиабатный детандер» следует, разумеется, понимать условно в том смысле, что исключается *специальный* подвод тепла к расширяющемуся газу. Теплопритоки, связанные с неидеальностью изоляции и трением, в реальном детандере исключить нельзя.

шины поршневого типа в настоящее время уже созданы [IV-54]¹; приближение процесса расширения в них к изотермическому позволяет увеличить к. п. д. некоторых криогенных систем (в частности, предназначенных для криостатирования ожиженных газов).

Промежуточным решением, позволяющим приблизить процесс расширения к изотермическому, является введение промежуточного подогрева между ступенями расширения теплом, отводимым от охлаждаемого объекта [I-78]. Этот способ аналогичен промежуточному перегреву, например, в теплосиловых установках, с той разницей, что в последнем случае тепло подводится при $T > T_0$ за счет сгорания топлива.

Рассмотрим процесс в каждом из двух видов детандеров с тем, чтобы вывести на основе общей формулы (5-15а) общий метод их термодинамической оценки.

Адиабатный детандер. Расширение газа с отдачей внешней работы в такой машине показано на рис. 5-15 в координатах e, i .

Прямая $1-2'$ соответствует процессу в детандере, характеризующему условием $s = \text{idem}$. Эффект охлаждения в этом предельном случае, выраженный в единицах эксергии, равен $\Delta e_{2',3} = e_2 - e_3$; в количестве тепла эффект охлаждения равен $q = i_2 - i_4$. Отдаваемая работа l равна величине $i_1 - i_2$.

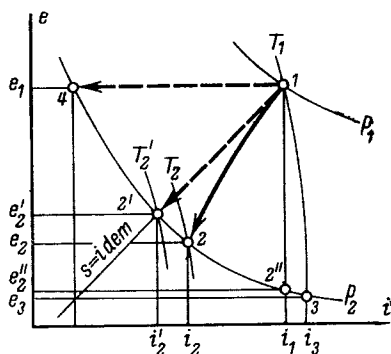


Рис. 5-15. Расширение газа в адиабатном детандере на e, i -диаграмме.

Практически, благодаря внутреннему теплообмену, трению, притоку тепла извне и другим необратимым эффектам процесс в детандере протекает с увеличением энтропии и большим снижением эксергии, чем при $s = \text{idem}$ (линия $1-2$). При этом эффект охлаждения уменьшается, так как $T_2 > T_{2'}$. Уменьшается и количество отдаваемой работы. В первом случае $l_{ид} = i_1 - i_2'$, а во втором $l \leq i_1 - i_2 < l_{ид}$. Чем больше потери от необратимости, тем меньше и эффект охлаждения, и внешняя работа. Когда точка 2 совпадет с точкой $2''$, процесс сведется к дросселированию. Эффект охлаждения будет равен $\Delta e_{2'',3}$, а отдаваемая внешняя работа $l = 0$. Прямая $1-4$, как и в предыдущем примере, соответствует идеальному процессу охлаждения $e = \text{idem}$, а линия $1-3$ — изотермическому процессу расширения без какого-либо эффекта охлаждения.

¹ Близкий по характеру процесс осуществляется в холодной полости газовых холодильных машин, работающих по циклу Стирлинга.

$$\eta_e = \frac{\Delta e_{2-3} + \Delta i_{1-2}}{\nabla e_{1-3}}. \quad (5-18)$$

Эксергия ∇e_{1-3} , связанная с разностью давлений, расходуется на эффект охлаждения¹ (Δe_{2-3}) и внешнюю работу ($i = \Delta i_{1-2}$). При условии $s = \text{idem}$ $\Delta i_{1-2} = \Delta e_{1-2}$; числитель формулы (5-18) будет иметь вид $\Delta e_{2-3} + \Delta e_{1-2} = \nabla e_{1-3}$ и η_e становится равным единице. В процессе 1-3, если его провести полностью необратимо, эффект охлаждения и внешняя работа будут равны нулю. Соответственно будет равен нулю и η_e . Величина потери в детандере $d = \nabla e_{1-3} - (\Delta e_{2-3} + \Delta i_{1-2})$ в идеальном случае равна нулю, а в полностью необратимом процессе совпадает с ∇e_{1-3} .

Соотношение между величинами работы и приведенной холодопроизводительности детандера определяется положением линии $s = \text{idem}$ на диаграмме и свойствами вещества в данной области температур.

Для каждого случая максимальное значение эффекта охлаждения Δe_{2-3} имеет предел, определяемый положением прямой $s = \text{idem}$, поэтому при равных начальном и конечном давлениях и одной начальной температуре величина Δe_{2-3} у детандера всегда больше, чем у дросселя, где границей является линия $i = \text{idem}$. Последняя пересекает изобару конца расширения дальше от точки 4, характеризующей идеальный процесс охлаждения, чем линия $s = \text{idem}$. Второе отличие детандирования от дросселирования состоит в том, что оставшая часть эксергии у дросселя неизбежно теряется, в то время как у детандера она может быть получена в виде работы и за вычетом потерь повторно использована для привода установки. Поэтому в одинаковых условиях η_e детандера всегда значительно выше, чем у дросселя.

Большее значение η_e детандера вовсе не означает, что во *всех случаях* детандер в низкотемпературных процессах выгоднее дросселя и имеет более высокий к. п. д. Не говоря о том, что дроссель не имеет движущихся частей, адиабатный детандер практически не может иметь значения η_e , превышающие 80—90%, что для дросселирования является вполне обычным явлением. В области жидкости или влажного пара детандер сохраняет свои термодинамические преимущества, и его к. п. д. существенно превышает к. п. д. дросселя. Однако в области жидкости и влажного пара со степенью сухости на входе ниже 0,5—0,4 создать эффективно работающий детандер трудно.

В области низких температур вплоть до 15 К почти во всем интервале температур можно подобрать хладагент, который обеспечит высокий к. п. д. дросселирования в области жидкости, превышающий к. п. д. детандера в тех же температурных условиях, но с другим рабочим телом,

¹ Оценка детандера по эффекту охлаждения, выраженному таким методом (в развернутой форме через Δi , Δs и T_0), впервые была дана акад. П. Л. Капицей в 1939 г. [IV-64].

находящимся в газообразном состоянии. Этим объясняется тот парадоксальный на первый взгляд факт, что одним из наиболее термодинамически эффективных процессов сжижения газов и криостатирования при температурах вплоть до 4 К является каскадный, основанный исключительно на дресселировании нескольких рабочих тел [IV-54].

Выбор технического решения в каждом случае определяется технико-экономическими соображениями.

В табл. 5-2 даны значения η_e ряда адиабатных детандеров (поршневых и турбинных); цифра в числителе относится к варианту, когда внешняя работа учитывается. Цифра в знаменателе подсчитана без учета работы. Для сравнения в последней графе показаны величины $\eta_{ад}$, подсчитанные по известной формуле (5-10).

Таблица 5-2

Значение η_e и $\eta_{ад}$ для некоторых адиабатных детандеров

Тип детандера	Давление, кгс см ²		Температура, К		К. п. д., %	
	p_1	p_2	T_1	T_2	η_e	$\eta_{ад}$
ДВД-13	200	6	293	147	$\frac{58,5}{20,1}$	68,0
ТДР-19	5,9	1,4	125	87	$\frac{66,7}{45,0}$	80,0
ГС-2*	21	1,5	65,2	30	$\frac{70,8}{60,8}$	71,0
ГС-2*	21	1,5	26,5	10	$\frac{88,0}{84,4}$	88,7

* С учетом утечки через поршневое уплотнение.

Пример использования η_e для оценки детандера дан в работе [IV-48].

Из данных таблицы видно, что значение η_e , подсчитанное без учета работы, сравнительно невелико; оно тем больше, чем ниже температурный уровень работы детандера. Соответственно уменьшается и роль отдаваемой работы.

Неадиабатный детандер. Процесс расширения газа в неадиабатных условиях показан на рис. 5-16 в координатах e, i . Левая диаграмма соответствует условиям, когда $a_i > 0$, правая — когда $a_i < 0$.

Процесс расширения 1-2, сопровождаемый подводом тепла q от охлаждаемого объекта, может в зависимости от величины q заканчиваться на любой точке изобары p_2 между линиями $s = \text{idem}$ и $T = \text{idem}$ *. При $q = 0$ процесс совпадает

* Температура $T \leq T_{охл}$, где $T_{охл}$ — температура криостатируемого объекта.

с линией $s = \text{idem}$ (идеальный адиабатный детандер). При $T = \text{idem}$ величина q достигает наибольшего значения (идеальный изотермический детандер).

Эксергетический к. п. д. η_e такой машины определится по формуле, вытекающей из (5-15а):

$$\eta_e = \frac{\Delta e_{2-3} + l + e_q}{\nabla e_{1-3}} = \frac{\Delta e_{2-3} + l + q^{\overline{e}}}{\nabla e_{1-3}}. \quad (5-19)$$

Внешняя работа l не равна Δi_{1-2} , поскольку процесс неадиабатный. Поэтому величина l должна быть определена или измерением, или по уравнению энергетического баланса $l = i_1 - i_2 + q$.

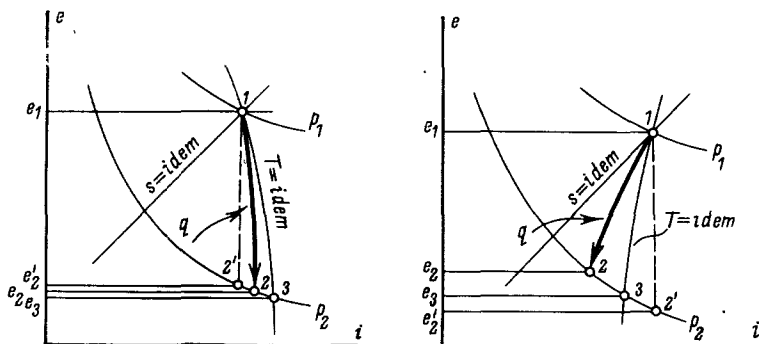


Рис. 5-16. Расширение газа в неадиабатном детандере на e, i -диаграмме.

В идеальном случае, при обратимом изотермическом расширении идеального газа в соответствии с (3-12) $l = \Delta e_{1-3} \frac{T}{T_0}$.

Пользуясь единым критерием оценки эффективности детандеров, можно показать, что при прочих равных условиях использование неадиабатного детандера всегда выгоднее при термостатировании низкотемпературных объектов, чем адиабатного [1-78].

Расширение в вихревой трубе. Эффект Ранка — Хильша, осуществляемый посредством расширения газа в вихревой трубе [0-15, IV-43], используется как для охлаждения, так и для нагревания. С термодинамической точки зрения вихревой эффект имеет некоторые общие черты с процессом в детандере — он осуществим с любым газом, независимо от знака интегрального дроссель-эффекта; охлаждение газа происходит в результате отвода от него части энергии. Однако в отличие от детандирования здесь энергия отводится не в форме внешней работы, а передается другой части газа или в окружающую среду в форме теплового потока. Поэтому отводимая энергия всегда имеет меньшую ценность, чем работа;

e_q всегда меньше l при $q=l$ и η_e вихревой трубы неизбежно меньше, чем у детандера.

Схема энергетического баланса вихревой трубы показана на рис. 5-17. Номера, указанные на рисунке, соответствуют индексам, используемым ниже. Индекс 1 для всех параметров (p , T , e) будет относиться к поступающему сжатому газу, 2 — к горячему потоку, выходящему из трубы при промежуточном давлении, и 3 — к холодному потоку. В том случае, когда тру-

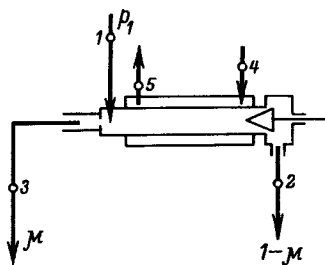


Рис. 5-17. Схема потоков в вихревой трубе.

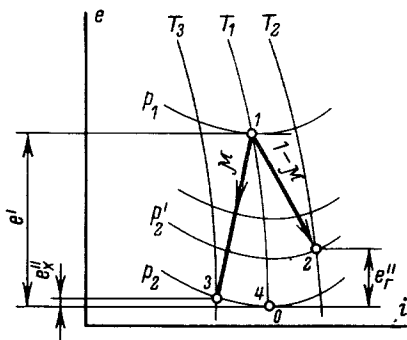


Рис. 5-18. Процесс вихревого разделения на e , i -диаграмме.

ба неадиабатна (наружное охлаждение), начальному и конечному состоянию хладагента (например, воды) соответствуют индексы 4 и 5. Расход хладагента на 1 кг газа обозначен через g . Долю холодного потока обозначим через μ . В e , i -диаграмме процесс вихревого разделения показан на рис. 5-18.

Энергетический баланс процесса имеет вид:

$$\mu (i_1 - i_3) = (1 - \mu) (i_2 - i_1) + g (i_5 - i_4). \quad (5-20)$$

Если труба работает в адиабатных условиях, то последний член правой части уравнения (5-20) равен нулю. В том случае, когда $\mu=1$ (неадиабатная труба), равен нулю первый член уравнения (5-20).

Эксергетический баланс процесса

$$e_1 - e_0 = \mu (e_3 - e_0) + (1 - \mu) (e_2 - e_0) + g (e_5 - e_4) + d. \quad (5-21)$$

Поскольку эксергия охлаждающей воды ($e_5 - e_4$), как правило, не используется, то

$$e_1 - e_0 = \mu (e_3 - e_0) + (1 - \mu) (e_2 - e_0) + d, \quad (5-21a)$$

а к. п. д. процесса расширения

$$\eta_e = \frac{\mu (e_3 - e_0)}{e_1 - e_0} = \frac{\mu q \tau_e}{e_1 - e_0}. \quad (5-22)$$

В частном случае, когда не используется горячий поток,

$$\eta'_e = \frac{\mu (e_3 - e_0)}{(e_1 - e_0)}. \quad (5-23)$$

В табл. 5-3 приведены параметры процесса в некоторых вихревых трубах и значения к. п. д. η_e и η'_e [IV-43].

Таблица 5-3

Значения эксергетических к. п. д. η_e и η'_e для вихревых труб

Рабочее тело	Давление, кгс/см ²			Температура, К			μ	К. п. д., %	
	p_1	p_2	p_3	T_1	T_2	T_3		η'_e	η_e
Воздух	5,8	1,5	1	290	300	240	0,25	1	10—12
Воздух	5,8	1,6	1	290	330	259	0,6	1,2	8—10
Метан	6	2,7	1,5	310	350	277	0,6	1,5	15—20
Метан	146	40	28	329	341	273	0,8	4	10—12
Воздух*	5,8	1,7	1	290	—	261	1,0	2	—

* Неадиабатная труба; все остальные трубы испытаны в адиабатных условиях.

Эксергетическая характеристика эффективности вихревого эффекта необходима в тех случаях, когда нужно найти оптимальные условия работы трубы (рабочее давление, долю холодного газа μ). Использование для этой цели холодопроизводительности $q = \mu(i_1 - i_3)$ или подсчитанного по ней холо-

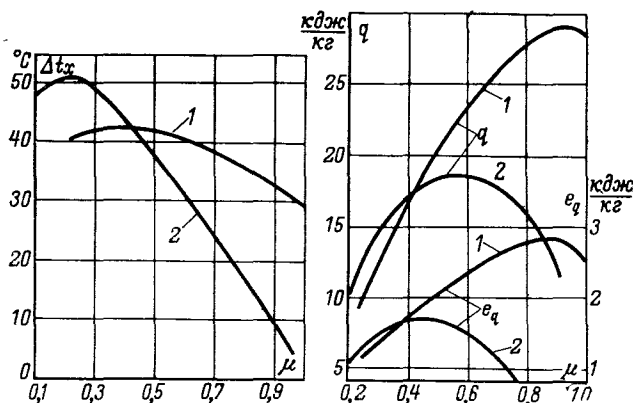


Рис. 5-19. Энергетические характеристики вихревого эффекта.

дильного коэффициента $\varepsilon = \mu(i_1 - i_3)/l_{сж}$ приводит к неверным результатам, так как не учитывается изменение температурного уровня тепла.

На рис. 5-19 показана зависимость $\Delta T_x = T_1 - T_3$, $\mu q = \mu(i_1 - i_3)$ (холодопроизводительность) и $\mu(e_3 - e_0)$ (эксергетическая холодопроизводительность) от доли холодного газа

для трубы, работающей как в адиабатных, так и в неадиабатных условиях при $p_1=5,8 \text{ кгс/см}^2$ и $p_3=1 \text{ кгс/см}^2$ [1-78]. Как видно из графиков, максимумы кривых не совпадают и

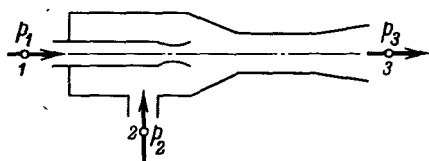


Рис. 5-20. Схема потоков в эжекторе.

значение μ , соответствующее наибольшей эффективности процесса, получается при холодопроизводительности значительно меньшей, чем максимальная. Поэтому выбор наиболее выгодного режима работы трубы по максимальной холодопроизводительности

будет неправильным. Аналогичная ошибка возникает и при определении наиболее эффективных параметров посредством величин ϵ вместо η_e , так как игнорируется температурный уровень холода.

Расширение и сжатие в струйном эжекторе. Процесс в струйном эжекторе включает как расширение рабочего потока пара (от p_1 до p_3), так и производимое за счет этого расширения сжатие подсасываемого потока (от давления p_2 до p_3). Схема потоков для этого устройства показана на рис. 5-20. Изображение процесса в координатах e, i применительно к пароструйному эжектору, представленное на рис. 5-21, дает возможность определить эксергетические характеристики процесса.

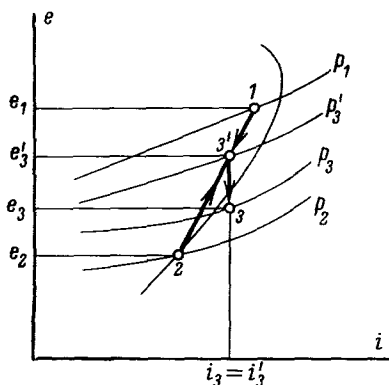


Рис. 5-21. Процесс в эжекторе на e, i -диаграмме.

Состояние рабочего пара определяется точкой 1, подсасываемого пара — точкой 2. В идеальном случае состояние смеси изобразится точкой 3, находящейся на прямой 1-2, положение которой определяется соотношением потоков G_1 и G_2 :

$$\frac{G_2}{G_1} = \frac{1-3'}{2-3'}.$$

Потери d в реальном эжекторе приводят к уменьшению давления и эксергии смеси; действительное состояние пара на выходе из эжектора соответствует точке 3, давление в которой $p_3 < p'_3$. Величина потери $d = e'_3 - e_3$.

Коэффициент полезного действия процесса в эжекторе определится из отношения

$$\eta_e = \frac{G_2 \Delta e_{2-3}}{G_1 \nabla e_{1-3}}. \quad (5-24)$$

Увеличение эксергии сжимаемого пара $G_2\Delta e_{2-3}$ всегда меньше падения эксергии расширяющегося пара $G_1\nabla e_{1-3}$. Величина η_e пароструйного эжектора составляет обычно 8—12% [IV-42].

В последние годы эжекторы находят применение не только в теплотехнике, но и в технике низких температур, вместо дроссельного вентиля. Термодинамический анализ таких процессов на основе изложенной выше методики дан в [IV-42, IV-55].

5.3. ТЕПЛООБМЕН

Процессы теплообмена в любой технической системе независимо от ее назначения можно разделить на две группы.

К первой группе относится теплообмен, приводящий к увеличению эксергии одного рабочего тела за счет уменьшения эксергии другого. При этом эксергия вещества повышается при нагревании, если $T > T_0$, и при охлаждении, если $T < T_0$.

Такой «полезный» теплообмен является необходимым элементом большинства технических систем как высоко-, так и низкотемпературных.

Ко второй группе относится теплообмен рабочего тела с окружающей средой или рабочих тел между собой, приводящий *только* к понижению эксергии. При $T > T_0$ единственным результатом процесса является охлаждение рабочего тела, а при $T < T_0$ — нагревание.

Этот «вредный» теплообмен в большинстве случаев связан с теплообменом с окружающей средой, возникающим вследствие несовершенства тепловой изоляции или теплопроводности материала теплообменника, и других элементов конструкции.

Существенным фактором, определяющим термодинамическую эффективность процессов теплообмена первого вида, являются потери, связанные как с конечной разностью температур между теплообменивающимися веществами, так и с гидравлическими потерями.

В реальных процессах, протекающих в теплообменных аппаратах, наряду с потерями, возникающими от конечной разности температур и гидравлических сопротивлений, существуют одновременно и потери в результате теплообмена с окружающей средой.

Рассмотрим прежде всего каждый вид потерь в отдельности.

а) Потери от конечной разности температур

Используя q , τ_e -диаграмму для анализа процессов теплообмена (рис. 3-32), можно получить эксергетические характеристики, дающие полную информацию о потерях, связан-

ных с наличием конечной разности температур между потоками A и B и величине к. п. д. η_e . Действительно, для элементарного участка теплообмена передача элемента тепла δq не сопровождается отдачей или получением работы. При этом эксергия элемента тепла δq в любой области температур уменьшается на величину

$$\delta e_q^B - \delta e_q^A = \delta q \tau_e^B - \delta q \tau_e^A = \delta q \Delta \tau_e, \quad (5-25)$$

которая равна потере от необратимости δd на данном элементарном отрезке теплообменника¹. Общая потеря при теплообмене от конечной разности температур равна:

$$D_\tau = E_q^B - E_q^A = G_B \nabla e_B - G_A \nabla e_A = \Sigma \delta q \Delta \tau_e = Q \Delta \bar{\tau}_e. \quad (5-26)$$

Таким образом, *потеря от конечной разности температур при теплообмене для данного теплового потока всегда пропорциональна разности эксергетических температур $\Delta \tau_e$.*

Эксергетический к. п. д. теплообмена η_e (при отсутствии гидравлических сопротивлений, т. е. при $\nabla p = 0$) может быть вычислен как по отношению величин E_q^B и E_q^A , так и по разностям эксергий потоков A и B . Действительно, $E_q^B = \Delta e_B G_B = \Delta E_B$; $E_q^A = \nabla e_A G_A = \nabla E_A$ и

$$\eta_e = \frac{E_q^A}{E_q^B} = \frac{|Q \bar{\tau}_e^A|}{|Q \bar{\tau}_e^B|} = \left| \frac{\bar{\tau}_e^A}{\bar{\tau}_e^B} \right| = \frac{\Delta E_A}{\nabla E_B}. \quad (5-27)$$

Следовательно, к. п. д. η_e теплообмена равен отношению абсолютных величин среднетермодинамических эксергетических температур.

В соответствии с формулами (5-26) и (5-27) на диаграмме в координатах q, τ_e величина потери d равна площади между кривыми, показывающими изменение температур рабочих тел при теплопередаче (рис. 3-32), а к. п. д. η_e — отношению площадей между каждой из кривых и осью абсцисс.

Пропорциональность потерь разности эксергетических температур позволяет не только определять потери в теплообменнике в целом и на любых его участках, но и выбирать термодинамически наивыгоднейшие разности температур для данных условий, исходя из допустимых потерь при теплообмене.

Если, например, задаться величиной потери d , равной 10% от передаваемого теплового потока q , то в соответствии с формулой (5-26) разность температур в этом случае должна быть равна 0,1°Е. В зависимости от температурных условий эта разность, выраженная в кельвинах, будет различной.

¹ Разность эксергетических температур всегда берется так, чтобы из большего по абсолютной величине значения τ_e вычитать меньшее.

В табл. 5-4 приведены полученные из такого расчета допустимые разности температур для теплообменников, выраженные в кельвинах, при потерях от необратимости, равных 0,1 и 0,01 (от величины теплового потока).

Таблица 5-4

Максимально допустимые разности температур в теплообменниках при потерях, равных 0,1*q* и 0,01*q*

Уровень температуры*		Разность температур, К, при допустимых потерях		Уровень температуры*		Разность температур, К, при допустимых потерях	
К	°Е	$d=0,1q$	$d=0,01q$	К	°Е	$d=0,1q$	$d=0,01q$
10 000	$96,07 \cdot 10^{-2}$	7 733	2 343	200	$-46,57 \cdot 10^{-2}$	12,80	1,4
5 000	$94,14 \cdot 10^{-2}$	3 152	729,0	150	$-95,43 \cdot 10^{-2}$	7,30	0,8
3 000	$90,23 \cdot 10^{-2}$	1 517	278,5	100	$-19,31 \cdot 10^{-1}$	3,30	0,34
1 000	$70,68 \cdot 10^{-2}$	254,4	33,0	50	$-48,63 \cdot 10^{-1}$	0,84	0,09
500	$41,37 \cdot 10^{-2}$	72,9	8,4	10	-28,31	0,03	0,003
300	$2,28 \cdot 10^{-2}$	27,85	3,0	5	-57,63	0,01	0,001
250	$-17,26 \cdot 10^{-2}$	19,96	2,1				

* В таблице указаны температуры охлаждаемого вещества А.

Данные табл. 5-4 показывают, насколько допустимые разности температур в высокотемпературной технике отличаются при равных условиях от допустимых температурных напоров в технике низких температур. Из этих данных следует также, что в тех теплообменниках, где температуры рабочих тел значительно изменяются, оптимальная разность температур должна быть переменной по длине аппарата.

б) Потери от гидравлических сопротивлений

Во многих теплообменных аппаратах потери от гидравлических сопротивлений достигают значений, при которых их роль становится весьма существенной.

На рис. 5-22 показаны в координатах e, i изменения состояния двух веществ А и В, проходящих через теплообменный аппарат с существенными потерями давления¹.

Если бы сопротивление отсутствовало, процесс охлаждения вещества А протекал бы по изобаре 1-2, а нагревания вещества В — по изобаре 3-4. Фактически, чтобы получить на выходе из теплообменника параметры, соответствующие точкам 2 и 4, необходимо начинать процесс с более высоких давлений $p'_1 > p_1$ и $p'_3 > p_3$. Для этого нужно произвести повышение давления рабочего тела А от p_1 до p'_1 , и тела В — от p_3

¹ Рассмотрение ведется в области $T < T_0$; в области $T > T_0$ закономерности будут те же, но при нагревании эксергия будет увеличиваться, а не уменьшаться.

до p'_3 , затратив работу, которая будет полностью потеряна на преодоление гидравлических сопротивлений.

Если бы устройство (насос, компрессор), предназначенное для повышения давления с p_1 до p'_1 и с p_3 до p'_3 , было идеальным, то потеря работы на единицу расхода составила

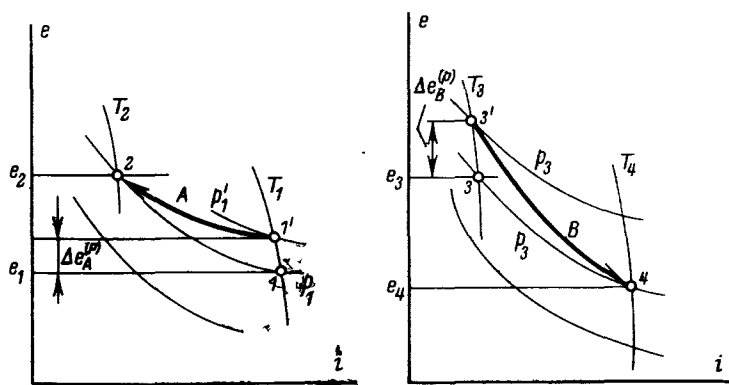


Рис. 5-22. Изменения состояния рабочих тел в теплообменнике с учетом гидравлических сопротивлений на e, i -диаграмме.

бы: в первом случае $\nabla e_{1'-1}$ и во втором — $\nabla e_{3'-3}$. В реальных условиях необходимо учитывать к. п. д. η_e этих устройств, причем $\eta_e < 1$.

Таким образом, общая величина потерь D_p от гидравлических сопротивлений в теплообменнике составит:

$$D_p = G_A \nabla e_{1'-1} \frac{1}{\eta_A} + G_B \nabla e_{3'-3} \frac{1}{\eta_B}. \quad (5-28)$$

Каждый член уравнения (5-28) представляет собой работу нагнетательного устройства. Поэтому

$$D_p = L_A + L_B. \quad (5-29)$$

Потери от гидравлических сопротивлений не отражаются на q, τ_e -диаграмме, показывающей только потери, связанные с тепловым потоком.

в) Потери от теплообмена с окружающей средой

Этот вид потерь связан с потоками эксергии, направленными от аппарата или машины в окружающую среду через тепловую изоляцию.

Если процессы протекают при высоких температурах ($T > T_0$), то поток тепла Q направлен к окружающей среде. На-

гревающийся поток B вследствие этого нагревается меньше, а охлаждающийся A — охлаждается сильнее.

Весь поток эксергии, равный $Q\tau_e$, в процессе теплопередачи к окружающей среде теряется (τ_e — средняя эксергетическая температура, при которой отводится тепловой поток):

$$D = Q\tau_e. \quad (5-30)$$

В низкотемпературных процессах, напротив, такие потери возникают из-за дополнительного нагревания потока B и меньшего охлаждения потока A вследствие теплопритока извне.

Так как при этом по сравнению с предыдущим случаем меняется знак как потока тепла, так и величины τ_e ($\tau_e < 0$), то поток эксергии по-прежнему направлен в окружающую среду и потеря определяется по той же формуле (5-30).

Изменение температур потоков, связанное с теплопритоком извне, вызывает снижение эксергии на выходе потоков A и B из аппарата на ∇e_A и ∇e_B . Поэтому величина потери от несовершенства изоляции $D_{\text{и}}$ может быть выражена через эти величины:

$$D_{\text{и}} = G_A \nabla e_A + G_B \nabla e_B. \quad (5-31)$$

г) Потери, вызванные теплопроводностью вдоль теплообменника

Во всяком теплообменнике (за исключением такого, у которого температура по длине не меняется) существует не только тепловой поток, перпендикулярный поверхности теплообменника, но и другой, параллельный ей и направленный от теплой стороны к холодной. Это явление приводит к тому, что фактически результирующий вектор теплового потока направлен под углом к поверхности и теплопередача происходит при большей разности температур, чем при отсутствии продольного теплообмена.

Рассмотрим изображенный на рис. 5-23 участок стенки теплообменника. В сечении $I-I$ температура стенки со стороны потока A больше, чем со стороны потока B :

$$T_1 > T_2. \quad (5-32)$$

Найдем на поверхности стенки теплообменника со стороны потока A точку, температура в которой равна T_2 . Из условия (5-32) следует, что она должна быть расположена ближе к холодному концу теплообменника, чем сечение $I-I$. Обозначим эту точку через d . Аналогично нанесем на стороне потока B точку c , температура в которой равна T_1 . Эти точки лежат на пересечении изотерм T_1 и T_2 с поверхностями стенки теплообменника. Так как вектор теплового потока всегда нормален к изотермической поверхности, то тепловой поток q

будет проходить из точки 1 не к точке 2, а к точке b . Разность температур $T_1 - T_b$ значительно больше, чем $T_1 - T_2$. Поэтому теплопередача при наличии теплового потока вдоль стенки теплообменника протекает при значительно больших разностях температур, чем ΔT в сечениях, нормальных поверхности стенки.

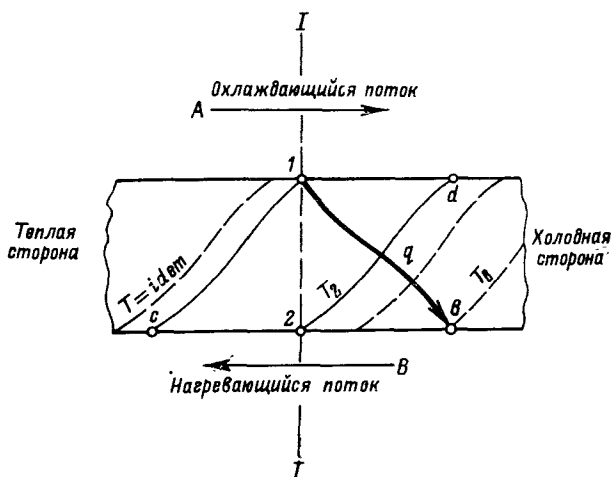


Рис. 5-23. Схема протекания процесса в участке стенки с учетом теплопроводности вдоль теплообменника.

В результате увеличатся разности температур на концах теплообменника: нагревающийся поток B выходит более холодным, а охлаждающийся — более теплым, чем при отсутствии продольного теплообмена.

Таким образом, дополнительные потери от продольного теплообмена при термодинамическом анализе должны учитываться в составе потерь от конечной разности температур по формулам (5-26) и (5-27).

В области высоких температур эти потери большей частью относительно невелики; в низкотемпературной технике их значение существенно больше (в соответствии с табл. 5-4). Поэтому в криогенных системах в последние годы находят применение теплообменники, в которых продольная теплопроводность сведена к минимуму.

д) Общая величина потерь и к. п. д. теплообменника

Суммарная величина потерь от необратимости, связанных с теплообменом, в общем случае равна:

$$D = D_T + D_p + D_{и}. \quad (5-33)$$

Вычисляя указанными выше методами отдельные составляющие потерь (D_T , D_p и D_n) при различных вариантах проектируемого аппарата, можно найти их минимум и долю каждой в общей величине.

Коэффициент полезного действия процесса теплообмена при такой величине гидравлических потерь, которая существенно меньше, чем потери от конечной разности температур, целесообразно определять по формуле (5-27), которой можно придать более удобный вид, а именно:

$$\eta_e = \frac{G_A \Delta e_{1,2}}{G_B \nabla e_{3,4}} = \frac{G_B \nabla e_{3,4} - d_T - d_p - d_n}{G_B \nabla e_{3,4}}. \quad (5-27a)$$

Включая в эту формулу те или другие потери, можно определить влияние каждой из них на к. п. д. η_e теплообменника. Такой к. п. д. будет характеризовать основной показатель, определяющий эффективность аппарата. В описываемом случае таким показателем является качество переноса эксергии от потока B к потоку A .

В том случае, когда потери от гидравлических сопротивлений D_p в потоке A значительны и соизмеримы с D_T , коэффициент η_e по формуле (5-27) может оказаться непригодным.

Действительно, величина Δe_A в этом случае будет представлять собой разность двух величин¹ (см. рис. 5-22):

$$\Delta e_A = (e_2 - e_1) - (e'_1 - e_1) \frac{1}{\eta_{e, n}}. \quad (5-34)$$

Первая из них, возрастание эксергии $e_2 - e_1$, связана с полезным эффектом — охлаждением (или нагреванием в случае теплообменника, работающего при $T > T_0$). Вторая, $e'_1 - e_1$, связана с вредным эффектом и отражает потерю от гидравлических сопротивлений. Если это сопротивление аппарата на линии потока A значительно, то не исключено, что величина Δe_A может оказаться отрицательной, и, следовательно, $\eta_e < 0$.

Физический смысл такого значения η_e заключается в том, что полученная потоком A при изменении температуры (охлаждении) эксергия оказывается меньше, чем потеря, связанная с проталкиванием его через теплообменник; к. п. д. η_e и показывает это обстоятельство.

Однако отрицательное значение η_e в этом случае вовсе еще не доказывает, что процесс невыгоден; все зависит от того, какую ценность для потребления имеет эксергия того или иного вида. Если e_T важно, а e_p менее ценно (или имеется в системе в избытке), то процесс вполне оправдан технически. Поэтому в ряде случаев конструкторы идут на тепло-

¹ Если рассматривать теплообменник отдельно, без насоса (или компрессора), то $\eta_{e, n}$ должно быть принято равным единице.

обмен в таких условиях. При этом для оценки общей эффективности процесса (без учета относительной роли отдельных факторов) целесообразно использовать общий к. п. д., в котором учитываются все потоки эксергии без исключения и сумма отведенных потоков E'' делится на сумму подведенных E' . Тогда

$$\eta_e = \frac{E_4 + E_2}{E_1 + L_A + E_3 + L_B} = \frac{G_A e_2 + G_B E_4}{G_A (e_1 + l_A) + G_B (e_3 + l_B)} \quad (5-35)$$

Такой к. п. д. теплообменника будет всегда положительным, независимо от соотношения факторов, связанных с теплообменом и потерями давления.

Подсчитаем, пользуясь формулой (5-27) или ее модификацией (5-31), величины потерь d и к. п. д. η_e при различных условиях для теплообменника, параметры которого приведены в табл. 5-5. Рабочие тела A и B — воздух, $G_A = G_B = 100$ кг/ч. Параметры процесса, соответствующие точкам 1—4, подсчитаны при допущении, что гидравлические сопротивления отсутствуют.

Величины, отмеченные одним штрихом (второй вариант), подсчитаны с учетом гидравлического сопротивления на потоке низкого давления ($\nabla p_B = 0,3$ кгс/см²). Параметры с двумя штрихами (третий вариант) относятся к такому же теплообменнику, но с увеличенной длиной. Поверхность теплообмена и сопротивление для потока низкого давления также соответственно увеличены ($\nabla p_B = 0,6$ кгс/см²). Как видно из таблицы, такое изменение улучшает тепловые показатели аппарата; разности температур сокращаются на теплом конце с 5 до 1 град, и на холодном с 6 до 16 град. Увеличивается соответственно и тепловая нагрузка теплообменника. Наконец, вели-

Таблица 5-5

Показатели теплообменника воздух—воздух

Номер варианта	Потоки и номера точек на схеме рис. 5-22	Давление p , кгс/см ²	Температура T , К	Эксергия e	
				кдж/кг	
1	A 1	30	293	437	282
	2	30	196	329	308
	B 3	1	170	320	33
	4	1	288	428	< 0,1
2	A 2'	30	196	329	308
	B 3'	1,3	170	320	60
3	A 2''	30	186	324	312
	B 3''	1,6	170	320	81
	4''	1	292	433	< 0,1
4	B 1'''	35	293	437	298

чины, отмеченные тремя штрихами (четвертый вариант), относятся к такому же аппарату, как и в первом варианте, но с гидравлическими сопротивлениями на прямом потоке ($\nabla p_A = 5,0 \text{ кгс/см}^2$).

Рассчитаем эксергетические характеристики аппарата для всех четырех вариантов.

Первый вариант:

$$D = 100[(e_3 - e_4) - (e_2 - e_1)] = 700 \text{ кдж/ч.}$$

Вся величина потери в этом случае обусловлена только теплопередачей при конечной разности температур: $D = D_T$.

Величина к. п. д.

$$\eta_e = \frac{e_2 - e_1}{e_3 - e_4} = 0,788 = 78,8\%.$$

Второй вариант:

$$D = 100[(e'_3 - e_4) - (e'_2 - e_1)] = 3400 \text{ кдж/ч.}$$

Эта величина потерь включает как D_T , так и D_p , причем вторая величина, равная $3400 - 700 = 2700 \text{ кдж/ч}$, намного больше первой.

Величина к. п. д.

$$\eta_e = \frac{e'_2 - e_1}{e'_3 - e_4} = \frac{26}{60} = 0,434 = 43,4\%.$$

В результате влияния гидравлических сопротивлений к. п. д. во втором варианте существенно ниже, чем в первом, хотя тепловые характеристики аппарата не изменились.

Третий вариант:

$$D = 100[(e''_3 - e''_4) - (e''_2 - e_1)] = 5100 \text{ кдж/ч.}$$

$$\eta_e = \frac{e''_2 - e_1}{e''_3 - e''_4} = \frac{30}{81} = 0,381 = 38,1\%.$$

Сравнение показателей третьего и второго вариантов позволяет сделать вывод, что увеличение поверхности теплообмена посредством большей длины аппарата в данном случае невыгодно, несмотря на то, что тепловые показатели улучшены. Увеличение потери от гидравлического сопротивления оказывается намного больше, чем выигрыш от снижения ΔT . В результат суммарные потери растут, а к. п. д. снижается.

Эта закономерность будет еще заметнее, если рассматривать теплообменник не изолированно, а совместно с компрессором, который проталкивает поток B через теплообменник. Если к. п. д. компрессора $\eta_{e,к}$ составляет 0,6, то его работа

$$l = (e''_3 - e_3) \frac{1}{\eta_{e,к}} = (81 - 33) \frac{1}{0,6} = 80 \text{ кдж/ч.}$$

Тогда общая потеря в системе составит:

$$D = [l + (e_3 - e''_4) - (e''_2 - e_1)] = 8300 \text{ кдж/ч.}$$

Коэффициент полезного действия соответственно уменьшится:

$$\eta_e = \frac{e''_2 - e_1}{l + (e_3 - e''_4)} = \frac{30}{113} = 26,6\%.$$

Четвертый вариант:

$$D = 100[(e_3 - e_4) - (e_2 - e'''_1)] = 2300 \text{ кдж/ч;}$$

$$\eta_e = \frac{e_2 - e'''_1}{e_3 - e_4} = \frac{10}{33} = 0,333 = 33,3\%.$$

Эти показатели существенно хуже, чем в первом варианте в результате потерь давления в потоке А.

Определим характеристики процесса с учетом к. п. д. компрессора, прокачивающего поток А через теплообменник. Примем к. п. д. компрессора $\eta_{e,к} = 0,5$. Получим:

$$l_k = (e'''_1 - e_1) \frac{1}{\eta_{e,к}} = (298 - 232) \frac{1}{0,5} = 32 \text{ кдж/ч.}$$

Тогда

$$D = 100[(e_3 - e_4) - (e_2 - e'''_1) - l] = 5500 \text{ кдж/ч;}$$

$$\eta_e = \frac{(e_2 - e'''_1) - l}{e_3 - e_4} = \frac{26 - 32}{33} = -0,182 = -18,2\% < 0.$$

В этом случае потеря, связанная с проталкиванием потока А через теплообменник ($d_p = l_k$), больше, чем рост эксергии этого потока, связанный с его охлаждением [см. формулу (5-34)]. Как уже указывалось, для таких случаев следует принять к. п. д. по формуле (5-35) и

$$\eta_e = \frac{e_2 + e_4}{e_1 + e_3 + l_k} = \frac{308}{282 + 32 + 33} = 0,689 = 68,9\%.$$

Общая качественная характеристика зависимости потерь в теплообменнике от величин скорости потоков и поверхности теплообменника представлена на рис. 5-24.

Потери D_T уменьшаются как при увеличении скорости w , так и при увеличении поверхности теплообмена F вследствие снижения разности температур ΔT_{A-B} между потоками А и В. Гидравлические потери и, следовательно, D_p напротив, в этих условиях возрастают. В результате кривая, отражающая сумму потерь ΣD , имеет минимум. Поэтому имеется максимальное значение к. п. д. η_e , соответствующее термодинамическому оптимуму. В общем случае максимум к. п. д. не совпадает

с минимумом ΣD^* , так как последний не отражает изменения затрат A_3 .

Существенное место в анализе процессов теплообмена занимает вопрос о внешних потерях, связанных с теплообменом. Эти потери, не входящие в величину D , определяемую по формуле (5-33) и рассмотренную выше, возникают в том случае, когда рабочие тела (газ или жидкость) либо выходят из теплообменника непосредственно в окружающую среду, либо возвращаются в систему после выравнивания температур с окружающей средой.

Такие потери характерны для многих как теплотехнических, так и низкотемпературных систем. Они возникают на холодном конце регенеративных теплообменников теплосиловых установок, в которых отходящие газы используются для подогрева воздуха, воды или топлива. Характерным примером агрегата, в котором наглядно проявляются такие потери,

является газовая турбина, в регенераторе которой отходящие газы турбины полезной мощности охлаждаются перед выходом в атмосферу, нагревая сжатый воздух, поступающий в камеру сгорания. Отходящие газы, имеющие (вследствие конечной разности температур) температуру, более высокую, чем поступающий на подогрев воздух на холодном конце регенератора, уносят с собой некоторую эксергию, которая в установке не используется и является потерей¹.

В низкотемпературных установках с регенерацией аналогичные потери эксергии возникают на теплом конце регенераторов или теплообменников в связи с тем, что отходящие потоки имеют более низкую температуру, чем входящие. Здесь потеря эксергии связана не с высокой температурой выходящих газов, а наоборот, с их низкой температурой (теряется не «тепло», а «холод»). Эту потерю принято называть «потерей от недорекуперации».

На рис. 5-25 показаны схемы, позволяющие представить внешние потери от конечной разности температур в теплообменниках для высокотемпературной системы (а) и низкотемпературной (б).

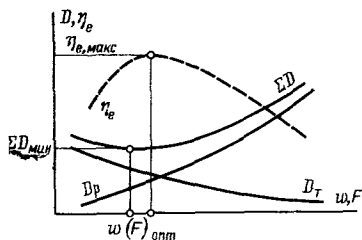


Рис. 5-24. Связь между потерями D_T , D_p и ΣD , величинами скорости ω и поверхности F теплообменника.

* Минимум потерь ΣD и в общем случае, для любой технической системы, не совпадает с оптимумом. Только в частном случае, когда $A_3 = \text{idem}$, $\Sigma D_{\text{мин}}$ совпадает с $\eta_{e, \text{макс}}$.

¹ В ряде случаев эти газы могут использоваться в утилизационной установке того или иного типа, но этот факт должен учитываться при анализе баланса всего цеха или предприятия

В первом случае обратный поток B на выходе имеет температуру T_4 более высокую, чем температура входящего потока A , равная T_1 . При идеальном теплообменнике поток B охладился бы до $T'_4 = T_1$, и потеря была бы равна нулю. Фак-

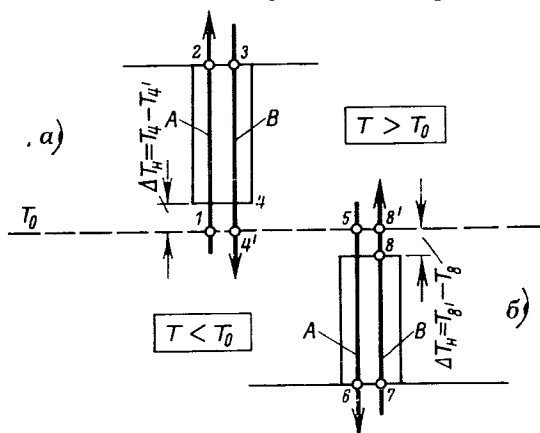


Рис. 5-25. Схема, показывающая возникновение внешних потерь в теплообменниках.

а — высокотемпературные системы; б — низкотемпературные системы.

тически потеря, выраженная на базе первого начала термодинамики в терминах энергетического баланса («потеря тепла»), составит:

$$Q_{\text{п}} = (T_4 - T_{4'}) c_{p,B} G_B = \Delta T_{\text{н}} c_{p,B} G_B, \text{ кДж/ч}, \quad (5-36)$$

где $c_{p,B}$ — теплоемкость вещества B ; G_B — часовой расход вещества B .

Величина потери $Q_{\text{п}}$ может быть выражена и через энтальпии

$$Q_{\text{п}} = (i_4 - i_{4'}) G_B = \Delta i_{\text{н}} G_B. \quad (5-36a)$$

Внешняя потеря в единицах эксергии выразится аналогично:

$$D_e = (e_4 - e_{4'}) G_B = \Delta e_{\text{н}} G_B. \quad (5-37)$$

Связь между величинами Q и D проще всего выразить через $\bar{e}_e$, пользуясь формулой (2-53):

$$D_e = Q_{\text{п}} \bar{e}_e. \quad (5-38)$$

Среднее значение $\bar{e}_e$ берется в этом случае в интервале температур $T_4 - T_{4'}$.

Совершенно аналогично будут выглядеть формулы для низкотемпературной системы (рис. 5-25,б), с той только раз-

ницей, что разность температур $\Delta T_n = T_s - T_8$ будет определять потери не «тепла», а «холода»:

$$Q_n = (i_8 - i_s) c_{p,B} G_B = \Delta i_n G_B;$$

$$D_e = \Delta e_n G_B.$$

Связь величин Q_n и D_e определяется той же формулой (5-38).

Каково же влияние потерь Q_n и D_e на показатели тепловых и низкотемпературных агрегатов?

С точки зрения энергетического баланса потери Q_n как в тепловых, так и в низкотемпературных установках могут составить существенную долю общих тепловых потерь, достигающую десятков процентов.

В эксергетическом балансе, напротив, значение величины D_e ничтожно даже при сравнительно больших значениях ΔT_n . Это объясняется малыми значениями τ_e при температурах, близких к T_0 . Поэтому даже при больших значениях Q величина D_e в формуле (5-38) будет очень мала. Это видно и непосредственно из e, i -диаграммы; значения e при p_0 растут очень медленно даже при больших отклонениях от T_0 в области как низких, так и высоких температур. Другими словами, энергетическая «ценность» тепла или холода, теряемых вследствие недоохлаждения или недогрева выходящего из системы потока B , очень мала, поскольку его температура близка к T_0 .

При формальном подходе к результатам эксергетического анализа внешних потерь можно было бы сделать вывод, что нет никакой необходимости стремиться к уменьшению ΔT_n в теплообменниках, поскольку вызываемые этой разностью температур потери ничтожны. В действительности зависимость, связанные с величиной ΔT_n , гораздо сложнее; при оценке потерь нужно принимать во внимание не только внешние потери D_e , но и внутренние потери в теплообменнике D_i . Оба вида потерь связаны с величиной ΔT_n и между собой. Здесь могут быть два случая.

Первый случай. Увеличение разности температур ΔT_n приводит к возрастанию разности температур ΔT между потоками A и B по всей длине теплообменника. Такая зависимость наблюдается в том случае, когда величины потоков G_A и G_B во всем теплообменнике не меняются (нет промежуточных отводов и подводов рабочего тела) и отсутствует подвод или отвод тепла к потокам рабочих тел.

Тогда увеличение ΔT_n приводит к возрастанию внутренних потерь в теплообменнике от теплопередачи при конечной разности температур. Поэтому, несмотря на то, что внешние потери d_e при увеличении ΔT_n ничтожны, возрастание внутренних потерь в теплообменнике приводит к снижению эффектив-

ности всей системы. Эту зависимость и отражает тепловой баланс, в котором $Q_{\text{п}}$ при возрастании $\Delta T_{\text{н}}$ занимает существенное место. Таким образом, потеря $Q_{\text{п}}$ является в этом случае косвенным показателем потерь от необратимости, которые имеют место внутри теплообменника.

Второй случай. Увеличение $\Delta T_{\text{н}}$ приводит к возрастанию ΔT не во всем теплообменнике, а только в той его части, где температуры близки к температуре окружающей среды. Такой результат может быть получен при дополнительных отводах или подводах рабочего тела или тепла в промежуточных участках теплообменника. Тогда увеличение $\Delta T_{\text{н}}$ не приводит к значительному увеличению внутренних потерь в теплообменнике и будет выгодным, так как позволит уменьшить поверхность теплообмена. В этом случае величина $Q_{\text{п}}$ не дает правильной информации о потерях и ее увеличение при росте $\Delta T_{\text{н}}$ не отражает действительных потерь в системе даже косвенно. Более того, в некоторых случаях потери в системе сокращаются при увеличении ΔT до определенного предела. Примером может служить процесс ожижения воздуха по Гейландту, где уменьшение $\Delta T_{\text{н}}$ на теплом конце теплообменника ниже 11—12 град приводит к уменьшению, а не к росту эффективности процесса в целом [IV-54].

Зависимость внутренних потерь d_T в теплообменнике от $\Delta T_{\text{н}}$ для двух случаев может быть наглядно представлена в координатах q, τ_e по методу, показанному на рис. 3-32.

На рис. 5-26 приведены схемы двух низкотемпературных теплообменников, а также T, Q - и τ_e, Q -диаграммы, иллюстрирующие процессы теплообмена в них. Слева показан теплообменник без промежуточного отвода рабочего тела, справа — с отводом.

Зависимость температур рабочих тел A и B от количества переданного тепла Q показана на T, Q -диаграмме. Как видно из диаграмм, увеличение $\Delta T_{\text{н}} = T_1 - T_4$ до $T_1 - T'_4$ в случае, показанном на рис. 5-26,а, приводит к увеличению ΔT во всем теплообменнике (штриховые линии) и перемещению точки 2 в положение 2'. Соответственно увеличится и потеря d_T , изображаемая заштрихованной площадкой на τ_e, Q -диаграмме (дополнительные потери показаны вертикальной штриховкой). Из диаграммы видно, что большая часть этих потерь относится к холодной части теплообменника, где $\Delta \tau_e$ (при тех же ΔT) больше.

В случае, показанном на рис. 5-26,б, вследствие отвода части потока A (поток A_1) разность температур к холодному концу теплообменника снова уменьшается. Поэтому при увеличении $\Delta T_{\text{н}} = T_1 - T_4$ до $T_1 - T'_4$ значительно возрастает только ΔT в теплой части теплообменника; в холодной части, где потери наибольшие, она остается почти неизменной. Из Q, τ_e -диаграммы видно, что по этой причине потери в теплообмен-

нике при увеличении T_n почти не возрастают, поскольку в тепловой части рост ΔT дает незначительный прирост d_T ¹.

Таким образом, во втором случае увеличение ΔT_n не вызывает существенного увеличения потерь в теплообменнике и рост Q_n не отражает действительной роли потерь в системе.

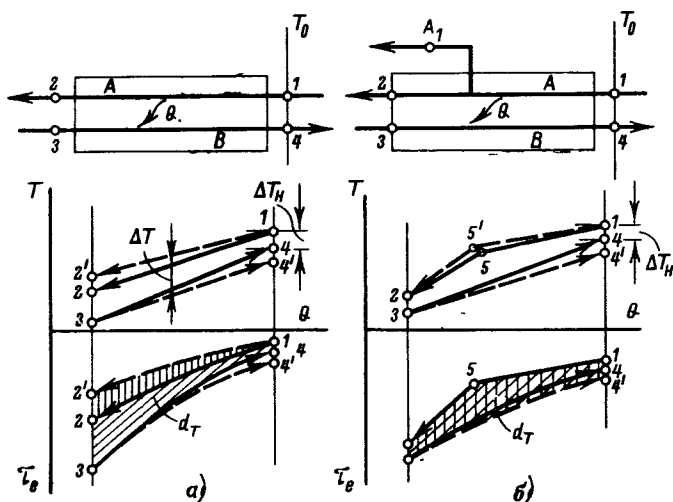


Рис. 5-26. Изменение внутренних потерь в низкотемпературном теплообменнике при увеличении ΔT_n .

a — теплообменник без промежуточного отвода рабочего тела, *б* — теплообменник с отводом части рабочего тела.

Аналогичные зависимости существуют и в высокотемпературных процессах с той, однако, разницей, что допустимые в них значения ΔT , в соответствии с данными табл. 5-4, значительно выше.

Эксергетическому анализу процессов теплообмена посвящено значительное количество работ [VI-1—VI-19].

5-4. РАЗДЕЛЕНИЕ СМЕСЕЙ

Разделение смесей в реальных установках всегда требует энергетических затрат, превышающих величину, найденную для идеального процесса из условий эксергетического баланса или (для бинарной смеси) по e , ξ -диаграмме. Так же как и для других процессов, рассмотренных выше, значительное увеличение расхода энергии связано с различными потерями d от необратимости.

¹ Более того, рациональное использование потока A' может дать общее *уменьшение* потерь в системе при росте ΔT_n , что, например, и происходит в упомянутом выше процессе Гейландта.

Рассмотрим определение потерь и к. п. д. η_e в процессах разделения бинарной смеси¹.

На рис. 5-27, а показана в общем виде схема материального и энергетического балансов системы, в которой происходит процесс разделения.

К системе подводится разделяемая смесь В при параметрах, соответствующих точке 1, и отводятся продукты разделения А и К, состояния которых характеризуются параметрами точек 2 и 3.

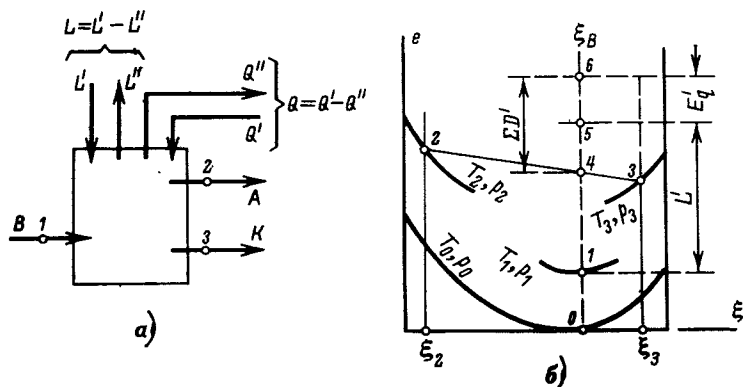


Рис. 5-27. Схема материального и энергетического балансов процесса разделения бинарной смеси и изображение состояний продуктов на e, ξ -диаграмме.

В общем случае для обеспечения работы системы к ней должно подводиться некоторое количество эксергии в виде тепла Q и работы L . В зависимости от конкретных условий, количества тепла и работы могут иметь различные величины и знаки, но во всех случаях будут соблюдаться уравнения материального, энергетического и эксергетического балансов.

Материальный баланс:

$$\left. \begin{aligned} B &= K + A, \\ B\xi_1 &= K\xi_3 + A\xi_2. \end{aligned} \right\} \quad (5-39)$$

Энергетический баланс:

$$\left. \begin{aligned} I_1 + Q + L &= I_2 + I_3, \\ Bi_1 + Q + L &= Ai_2 + Ki_3. \end{aligned} \right\} \quad (5-40)$$

Эксергетический баланс:

$$\left. \begin{aligned} E_1 + E_q + L &= E_2 + E_3, \\ Be_1 + E_q + L &= Ae_2 + Ke_3 + \Sigma D. \end{aligned} \right\} \quad (5-41)$$

¹ Рассмотрение процессов разделения тройных и многокомпонентных смесей ничего принципиально нового с точки зрения анализа не вносит, но усложняет изложение.

Последнее уравнение может быть наглядно интерпретировано на e , ξ -диаграмме (рис. 5-27,б).

Точки, соответствующие состоянию смеси B и продуктов разделения A и K (1, 2 и 3 соответственно), нанесены на диаграмму с указанием температур, давлений и концентраций. Для общности эти параметры взяты различными.

Суммарная эксергия $E'' = Ae_2 + Ke_3$, отводимая с продуктами разделения (на единицу массы разделяемой смеси B), изображается ординатой точки 4.

Эксергия e_1 , подводимая с единицей массы смеси B , соответствует ординате точки 1. Так как в данном случае она меньше, чем отводимая, то процесс разделения без дополнительного подвода эксергии невозможен; необходимо подвести эксергию любого вида в количестве, не меньшем, чем Δe_{1-4} (отрезок 4-1) ¹. Практически, учитывая потери от необратимости, нужно подвести такое количество эксергии $E'_q + L'$, чтобы оно превышало отводимую эксергию e_4 на величину $\Sigma D/B = \Sigma D'$. Чем больше величина e_1 , тем меньше нужна дополнительной эксергии. Как уже указывалось, при достаточной величине проведение процесса может быть обеспечено только за счет эксергии продукта, подводимого для разделения. Обычно эта эксергия создается путем предварительного сжатия разделяемой смеси.

В рассматриваемом примере подводятся: L' (отрезок 5-1) и эксергия тепла E_q (отрезок 5-6). Следовательно, величина $\Sigma D'$ в соответствии с эксергетическим балансом будет изображаться отрезком ординаты $e_6 - e_4$.

Эксергетический к. п. д. η_e процесса разделения подсчитывается без выделения величины E^0 (по первому способу), поскольку в этом случае все виды эксергии преобразуются и

$$\eta_e = \frac{Ke_3 + Ae_2}{Be_1 + L + E_q} = \frac{(Be_1 + L + E_q) - \Sigma D}{Be_1 + L + E_q}. \quad (5-42)$$

Приведенные выше закономерности носят общий характер и применимы к любому процессу разделения, независимо от применяемого метода. Рассмотрим, как используются эти закономерности применительно к наиболее широко распространенному в технике методу разделения смесей — ректификации (на примере низкотемпературной ректификации). Схема ректификационной колонны показана на рис. 5-28.

Для обеспечения работы любой ректификационной колонны, в частности, низкотемпературной, необходимо: 1) произвести отвод теплового потока Q_k от конденсатора колонны на

¹ Эксергия в точке 1 может быть и больше, чем в точке 4; в этом случае процесс разделения может проходить только за счет эксергии, запасенной в потоке B . Примером такого процесса может служить промышленное разделение воздуха, при котором вся необходимая эксергия подается в аппарат со сжатым воздухом.

уровне T_K ; 2) подвести тепло к испарителю колонны на уровне $T_H > T_K$; 3) подвести к колонне разделяемую смесь B и отвести продукты разделения A и K таким образом, чтобы посредством теплообмена между ними привести продукты разделения к температуре окружающей среды T_0 , а разделяемую смесь — к температуре входа в колонну $T_K < T_B < T_H$.

Применительно к низкотемпературной ректификации все температуры, связанные с процессом, ниже T_0 (показаны на рис. 5-28 условно штриховыми линиями). В этих условиях процесс 1 требует затраты эксергии E_q^k , а процесс 2, напротив, дает возможность получить некоторую эксергию E_q^H , которая при близких значениях Q_K и Q_H меньше E_q^k по абсолютной величине, так как $T_K < T_H$, и, следовательно, $|\tau_e^k| > |\tau_e^H|$.

Обычно эти процессы проводятся совместно; разность $E_q^k - E_q^H$ равна минимальной затрате работы, необходимой для обеспечения процесса разделения в колонне. Эта величина даже при отсутствии других потерь, больше, чем обратимая работа разделения.

Как известно, обратимое действие ректификационной колонны возможно лишь при условии, что тепло отводится в каж-

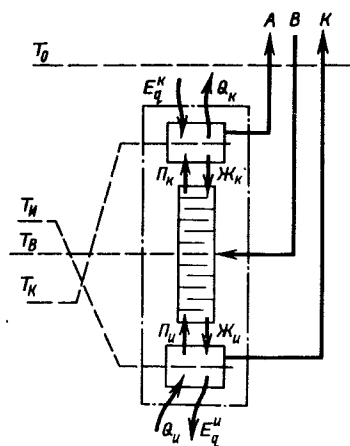


Рис. 5-28. Схема ректификационной колонны.

дом сечении колонны выше ввода и подводится в каждом сечении ниже ввода разделяемой смеси B . Только в этом случае может быть обеспечено такое изменение количества потоков жидкости $Ж$ и пара $П$ по колонне, которое необходимо для обратимого тепло- и массообмена [0-26, 1-76]. В колонне (адиабатной), показанной на рис. 5-28, это требование не выполняется, так как тепло отводится только в конденсаторе (Q_K) и подводится только в испарителе (Q_H).

Таким образом, первое отклонение от идеального процесса, приводящее к потерям от необратимости, связано с адиабатным протеканием процесса в колон-

не. Обозначим потери, связанные с этим отклонением, через D_1 .

Вторые фактором, приводящим к потерям при ректификации, являются конечные разности температур в конденсаторе и испарителе при подводе и отводе тепловых потоков Q_H и Q_K . Обозначим эти потери через D_2 .

Расход работы на отвод тепла Q_K и подвод Q_H будет в реальных условиях больше, чем разность $E_q^K - E_q^H$, так как оба процесса независимо от того, проводятся они совместно или отдельно, также осуществляются с потерями. Обозначим эти потери через D_3 .

Процессы теплообмена между поступающей смесью B и отходящими продуктами разделения A и K также приводят к потерям D_4 .

Наконец, в большинстве случаев необходимо учитывать потери D_5 , связанные с притоком тепла через изоляцию¹.

Определим на нескольких примерах количественное значение перечисленных потерь и их влияние на к. п. д. η_e ректификации.

Пример 1. Потери в адиабатной колонне (D_1). Рассмотрим случай, когда все потери, кроме D_1 , отсутствуют, и сравним в этих условиях расходы работы на обратимое разделение и адиабатную ректификацию.

Энергетический баланс системы, ограниченной штрих-пунктирной линией на рис. 5-28, будет иметь вид:

$$Q_H - Q_K = I_A + I_K - I_B. \quad (5-43)$$

Эксергетический баланс:

$$E_q^K + E_B = E_q^H + E_A + E_K + D_1,$$

или

$$E_q^K - E_q^H = E_A + E_K - E_B + D_1. \quad (5-44)$$

Величина $E_A + E_K - E_B$ равна обратимой работе разделения на температурном уровне T_0 , так как в соответствии с принятыми условиями теплообмен между смесью B и продуктами A и K происходит без потерь ($D_4 = 0$).

Вычислим потерю D_1 при разделении в адиабатной колонне двух смесей: кислород — азот ($O_2 - N_2$) и водород — водорододейтерий ($H_2 - HD$).

Разделение бинарной смеси $O_2 - N_2$. Примем для расчета, что разделение ведется при давлении 1 кгс/см^2 и смесь, содержащая 79% N_2 и 21% O_2 , разделяется на чистые кислород O_2 и азот N_2 , выходящие из колонны в состоянии сухого насыщенного пара. В этом случае сумма энтальпий отходящих продуктов $I_A + I_K$ практически равна энтальпии поступающей смеси I_B . Поэтому на основе уравнения (5-43) можно считать, что $Q_H = Q_K$.

Предварительный расчет посредством обычной методики [0-15] показывает, что минимальное значение Q_H и Q_K , а сле-

¹ Все указанные виды потерь будут существовать и при высокотемпературной ректификации; разница состоит только в том, что температуры $T_H > T_B > T_K$ больше температуры окружающей среды T_0 .

довательно, и минимальный расход эксергии могут быть достигнуты при величине флегмового отношения $\mathcal{J}_K/P_K=0,402$; при этом $Q_K=Q_K=16\,520$ кдж/кмоль O_2 . Зная эту величину, можно подсчитать значение разности $E_q^K-E_q^H$ из формулы (5-44), которая определяет минимальный расход эксергии $L_{ад}$ в адиабатной колонне:

$$L_{ад} = E_q^K - E_q^H = Q_K \tau_e^K - Q_H \tau_e^H = Q (\tau_e^K - \tau_e^H).$$

Поскольку $T_K=77,3K$ и $T_H=90,2K$, получим:

$$E_q^K - E_q^H = 16\,520 (2,79 - 2,25) = 8\,820 \text{ кдж/кмоль } O_2.$$

Идеальная работа разделения равна $6\,500$ кдж/кмоль O_2 (по диаграмме смеси O_2-N_2 , данной в приложении 8).

По формуле (5-44)

$$D_1 = 8\,820 - 6\,500 = 2\,320 \text{ кдж/кмоль } O_2.$$

Отсюда к. п. д. процесса в адиабатной колонне

$$\eta_e = \frac{6\,500}{8\,820} = 73,7\%.$$

Это означает, что любой процесс разделения смеси N_2-O_2 , в котором применяется адиабатная колонна, не может иметь к. п. д. выше $72-73\%$ даже в том случае, если все остальные элементы процесса обратимы. В этих условиях D_1 является собственной потерей, которую нельзя устранить, не изменяя принципа проведения процесса.

В реальных условиях для работы колонны необходимо флегмовое отношение $\mathcal{J}_K/P_K$ примерно на 20% больше минимального.

Тогда величина Q_K возрастет до $16\,520 \cdot 1,2 = 19\,824$ кдж/кмоль и работа разделения составит:

$$L'_{ад} = 19\,824 (2,79 - 2,25) = 10\,705 \text{ кдж/кмоль.}$$

В результате дополнительных технических потерь потеря в колонне возрастет до $D'_1 = 10\,705 - 6\,500 = 4\,205$ кдж/кмоль, а к. п. д. снизится до

$$\eta'_e = \frac{6\,500}{10\,705} = 60,7\%.$$

Ректификация бинарной смеси H_2-HD . Ректификация этой смеси протекает при значительно более низких температурах, чем смеси N_2-O_2 . Поэтому потери, связанные с неравновесностью тепло- и массообмена в колонне, получаются значительно большими.

Рассмотрим пример разделения технического водорода, содержащего $0,034\%$ HD на чистый водород и концентрат, содержащий $3,5\%$ HD [IV-53].

Давление в колонне равно 1000 мм рт. ст. При минимальном флегмовом отношении величины $Q_k = Q_n = 58\,684$ кДж на 1 000 м³ смеси, подаваемой на разделение.

Температура конденсации $T_k = 21,35$ К, температура кипения фракции, содержащей 3,5% HD, $T_n = 21,41$ К.

Соответствующие значения τ_e составляют $\tau_e^k = -12,73$ и $\tau_e^n = -12,64$. Отсюда

$$L_{ад} = -58\,684(12,73 - 12,64) = 5\,281 \text{ кДж/1 000 м}^3.$$

Идеальная работа разделения этой смеси равна 155,6 кДж/1 000 м³ [IV-53]. Отсюда величина потери от необратимости в адиабатной колонне

$$D_1 = 5\,281 - 155,6 = 5\,125,4 \text{ кДж/1 000 м}^3.$$

Значение к. п. д.

$$\eta_e = \frac{155,6}{5\,281} = 2,95\%.$$

Таким образом, при разделении в адиабатной колонне смеси H₂—HD к. п. д. даже при полной обратимости остальных процессов не может быть выше примерно 3%.

Пример 2. Потери от конечной разности температур в конденсаторе и испарителе (D₂). Подсчитаем, каковы потери при теплопередаче в конденсаторе и испарителе ректификационной колонны при разделении смесей O₂—N₂ и H₂—HD, принимая для обоих случаев $\Delta T_k = \Delta T_n = 3$ К.

Потери

$$D_2 = Q(\Delta\tau_e^k + \Delta\tau_e^n).$$

Для смеси O₂—N₂

$$\Delta\tau_e^k = 2,94 - 2,79 = 0,15;$$

$$\Delta\tau_e^n = 2,25 - 2,14 = 0,11.$$

Характерно, что $\Delta\tau_e^k > \Delta\tau_e^n$, несмотря на одинаковые значения ΔT , так как $T_k < T_n$. Отсюда

$$D_2 = 19\,824(0,15 + 0,11) = 5\,154 \text{ кДж/кмоль O}_2.$$

Эта потеря превышает D₁.

Коэффициент полезного действия адиабатной колонны с учетом D₂ составит:

$$\eta_e = \frac{6\,500}{10\,705 + 5\,154} = 41,1\%.$$

Следовательно, система разделения смеси O₂—N₂ в адиабатной колонне на чистые продукты, даже в случае, когда по-

тери D_3 и D_4 отсутствуют, не может иметь к. п. д. заметно превышающий 40%.

Для смеси H_2 —HD величины $\Delta\tau_e$ будут значительно больше, чем в предыдущем случае при тех же значениях $\Delta T_{II} = \Delta T_K = 3^\circ$, вследствие существенно более низких температур:

$$\Delta\tau_e = 14,97 - 12,73 = 2,24,$$

$$\Delta\tau_e = 12,64 - 11,01 = 1,63.$$

Отсюда

$$D_2 = 58\,684(2,24 + 1,63) = 224\,060 \text{ кдж/1 000 м}^3.$$

Потеря D_2 в этом примере более чем в 100 раз превышает D_1 . Это означает, что при температурах жидкого водорода нужно обеспечить ΔT в теплообменных аппаратах меньше чем 3 град.

Величина к. п. д. колонны с учетом D_2 при $\Delta T_K = \Delta T_{II} = 3^\circ$ составит:

$$\eta_e = \frac{155,6}{5125,4 + 224\,060} \approx 0,68\%.$$

Этот пример еще раз наглядно подчеркивает, насколько возрастают потери и снижается к. п. д. при теплопередаче в области низких температур в результате наличия даже сравнительно небольших температурных напоров в аппаратах и машинах.

Потеря D_2 в отличие от D_1 является целиком технической и может быть снижена путем уменьшения ΔT . (Это достигается увеличением поверхности теплообмена или скорости потока, а также усовершенствованием конструкции теплообменника, что ведет в свою очередь к увеличению потерь или удорожанию системы. В конечном счете optimum определяется технико-экономическим анализом).

В технических системах разделения существенную роль играют как потери D_3 и D_4 , так и другие, связанные с особенностями их схем и конструкций. В частности, большую роль играют потери в компрессорах, поскольку в большинстве случаев работа системы обеспечивается не путем непосредственного использования E_{Kq} и E_{Hq} , а за счет эксергии сжатой смеси В. Анализ технических систем разделения дан в [0-26; I-8; IV-53].

5.5. СЖИГАНИЕ ТОПЛИВА

Сжигание химических топлив в настоящее время все еще является основным источником получения электроэнергии и тепла. Поэтому анализ его процесса и рассмотрение связанных с ним потерь имеет существенное значение для энергетики.

Схема преобразования энергии в процессе сжигания топлива и использования продуктов горения приведена в виде диаграммы потоков эксергии на рис. 5-29.

В общем случае суммарная эксергия E' на входе в систему составляется из эксергии топлива E_1 и окислителя (например, обогащенного кислородом воздуха) E_2 . Если топливо и окислитель предварительно подогреваются (процесс I) за счет части эксергии E_3 продуктов сгорания, то их эксергия соот-

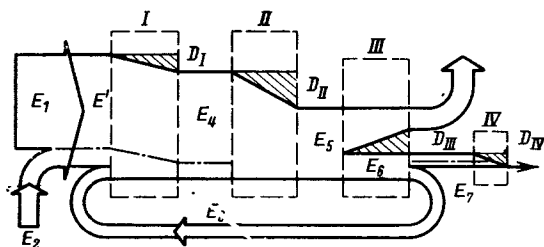


Рис. 5-29. Схема потоков эксергии в процессе сжигания топлива и использования продуктов горения.

ветственно возрастает до величины $E_4 > E'$. Процесс подогрева, естественно, сопровождается некоторой потерей эксергии D_I . Подогретые топливо и окислитель с суммарной эксергией E_4 поступают в камеру сгорания (II). Здесь происходит процесс превращения эксергии топлива и окислителя в эксергию E_5 продуктов сгорания, имеющих высокую температуру. Процесс горения приводит к весьма существенной потере эксергии D_{II} , которая тем больше, чем ниже температура, при которой он происходит.

Эксергия горячих продуктов сгорания может быть использована либо непосредственно для получения механической работы (например, в газовой турбине) или электроэнергии (например, в канале МГД генератора), либо передана другому рабочему телу (например, воде и водяному пару)¹. Этот процесс использования эксергии продуктов сгорания (III) сопровождается потерями эксергии D_{III} , природа которых зависит от конкретных условий. В частности, в парогенераторе эта потеря связана с теплопередачей при больших разностях температур между продуктами сгорания и водой. В МГД генераторе в величину D_{III} входят все потери в канале. Остаточная эксергия продуктов сгорания E_6 частично может использоваться для подогрева топлива и окислителя (E_3) или

¹ Во втором случае процессы II и III частично совмещаются в котельном агрегате.

(на схеме не показано) в паровом теплосиловом цикле (для МГДГ), а также в других утилизирующих установках. Эксергия E_T выбрасываемых в атмосферу дымовых газов состоит из термической части (e_T), связанной с отличием их температуры T от T_0 , и нулевой e_0 , определяемой отличием их химического состава от состава атмосферы.

а) Определение эксергии топлива и продуктов сгорания

Количественная оценка всех величин, связанных со сжиганием топлива и использованием эксергии продуктов сгорания, может быть произведена, если известны эксергии как топлива и окислителя, так и продуктов сгорания при различных температурах, давлениях и составах.

Значения эксергии топлива, подсчитанные по методике Шаргута [I-63], могут быть взяты непосредственно из таблиц или подсчитаны по теплотворной способности с учетом химического состава и агрегатного состояния (см. гл. 2). Способы подсчета эксергии атмосферного или обогащенного воздуха при различных температурах и давлениях даны в гл. 2 и 3.

Эксергия продуктов сгорания представляет собой сумму трех составляющих: e_T , связанной с отличием их температуры от T_0 , e_p , определяемой разницей давлений этих продуктов и атмосферы p_0 и, наконец, e_0 — нулевой (химической) эксергии, величина которой показывает максимальную работу, которая могла бы быть получена при обратимом выравнивании парциальных давлений компонентов продуктов сгорания и атмосферы при p_0 и T_0 .

Для определения этих величин рядом авторов построены специальные диаграммы и номограммы, существенно упрощающие проведение расчетов [V-1—V-38, V-43].

Основной составляющей эксергии продуктов сгорания является e_T . Для определения ее величины при $p=p_0$ можно воспользоваться номограммой З. Ранга [V-24, I-63], показанной на рис. 5-30. Номограмма состоит из двух частей: первая, выполненная в более крупном масштабе, относится к температурам от 0 до 700°C, вторая — к температурам от 0 до 2500°C. В качестве одного из параметров на этом графике используется так называемое *содержание воздуха в продуктах сгорания* r , связанное с коэффициентом избытка воздуха λ и низшей теплотой сгорания топлива $Q_{нр}^*$. На рис. 5-31 даны построенные Рантом вспомогательные графики для определения r при сжигании угля, газообразного топлива и мазута.

Кроме величины r для определения e_T нужно знать температуру t продуктов сгорания. Вычисление этой температуры производится по обычной методике (см. например, [0-23]).

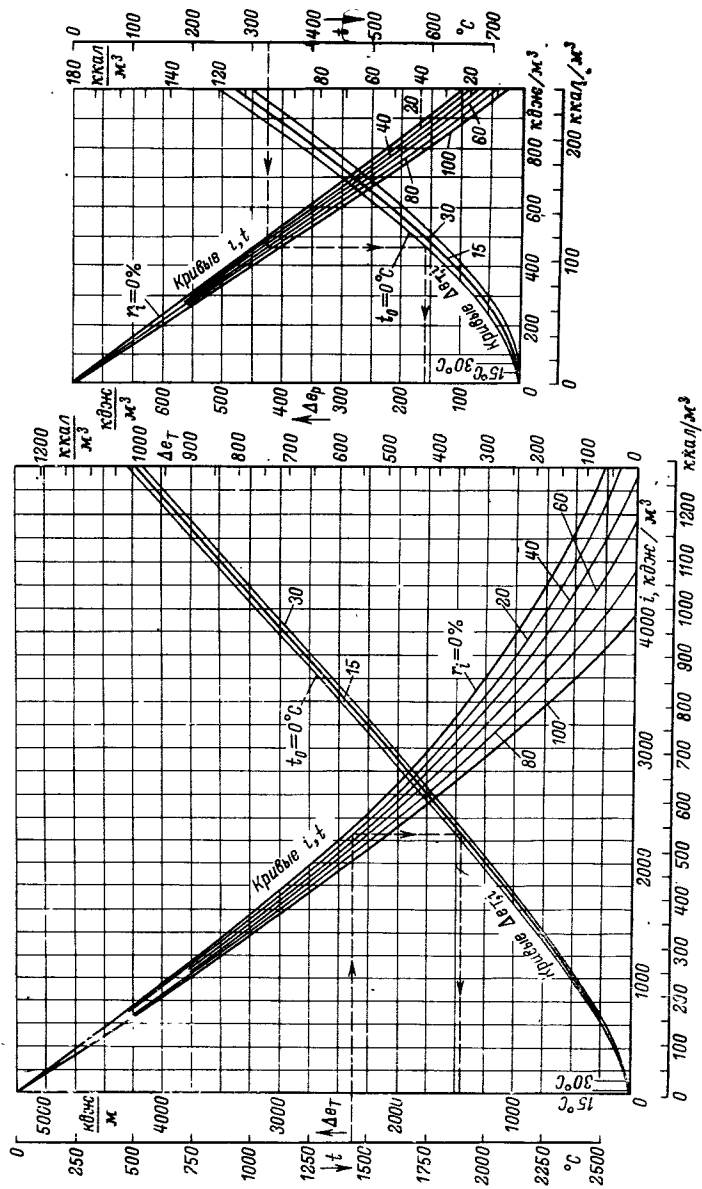


Рис. 5-30. Номограмма Ранга для определения температурной составляющей e_t эксергии продуктов сгорания топлива.

Зная величины r и T , по номограмме рис. 5-30 легко найти e_T . Для этого от шкалы t по горизонтали проводится прямая до пересечения с пучком кривых i , T , каждая из которых соответствует определенному значению r . Далее из полученной точки пересечения с одной из кривых i , T проводится вертикальная прямая $i = \text{idem}$ до

линии e_T , i , относящейся к соответствующему значению T_0 . Ордината полученной точки покажет значение e_T на шкале, расположенной слева¹.

Несколько иначе построены номограммы для определения e_T в учебном пособии Л. И. Сидельковского и Э. Я. Фалькова [V-43]. Для определения e_T в этом случае необходимо знать только температуру и коэффициент избытка воздуха α . Каждая номограмма e_T , i , T предназначена для определенного вида топлива. Авторами построены три номограммы — для природного газа, мазута и антрацита. Первая из них дана на рис. 5-32. По левой части номограммы определяется значение энтальпии $i = i(T, \alpha)$, а затем по правой — величина e_T по i и α .

Точность номограмм для определения e_T вполне достаточна для инженерных расчетов (ошибка менее 2,0—2,5%). Предложен еще ряд диаграмм для определения e_T продуктов сгорания [V-3].

Если горение происходит под давлением, необходимо

¹ В книге Я. Шаргута и Р. Петели [I-63] величина e_T обозначается как Δe_p (имеется в виду постоянство давления для всех точек номограммы).

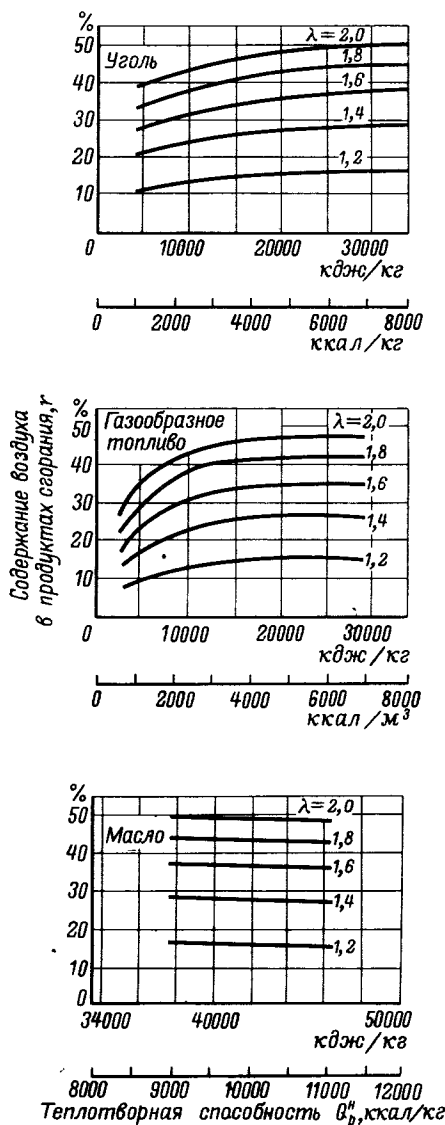


Рис. 5-31. Номограммы для определения содержания воздуха в продуктах сгорания.

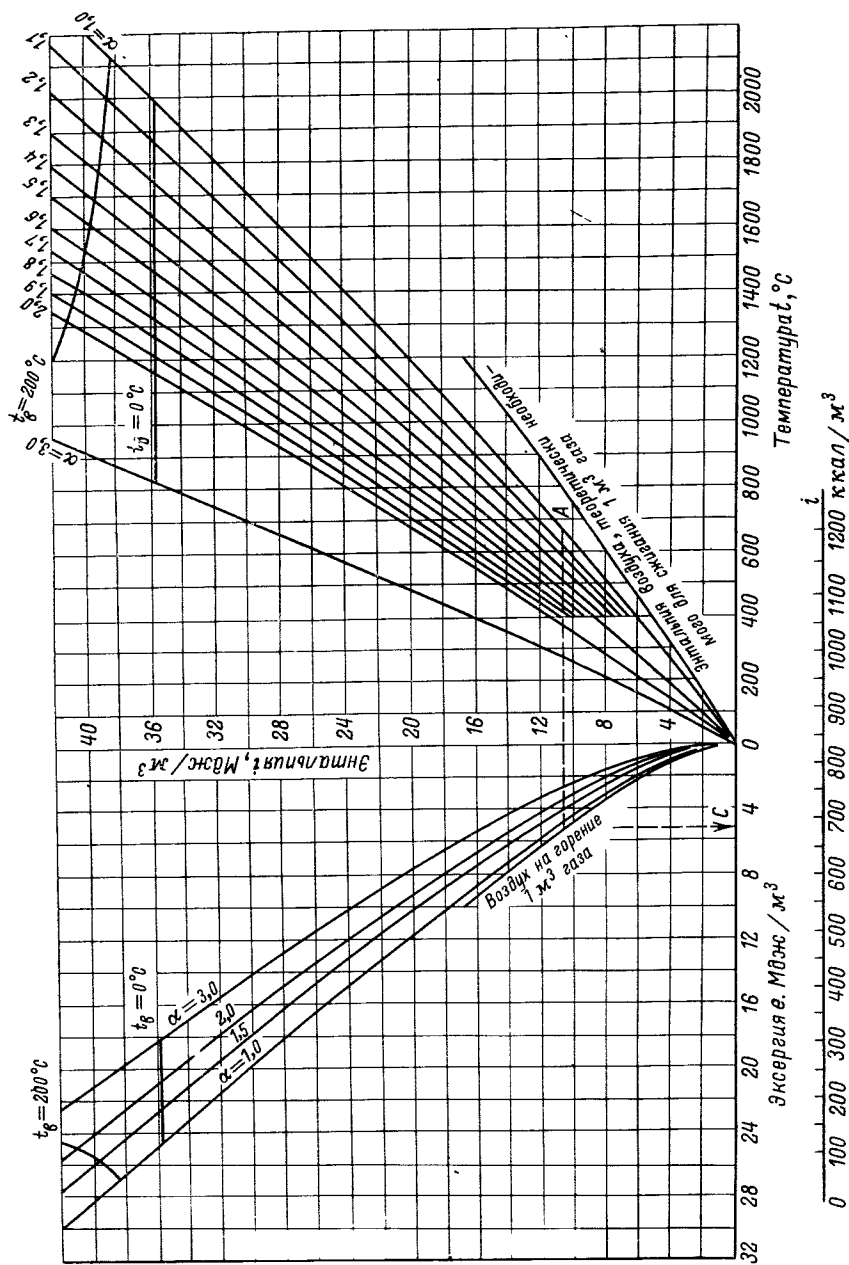


Рис. 5-32. e , i , t -нограмма для природного газа.

учесть и вторую составляющую эксергии продуктов сгорания — величину e_p . Это можно сделать либо аналитически, по соответствующим формулам для эксергии сжатия (гл. 2) [I-76], либо графически.

Б. Гасперчиком и З. Рантом построена номограмма для определения суммарного значения e_T и e_p при давлениях от 1 до 100 кгс/см² [V-25]. По построению она аналогична номограмме на рис. 5-30. Разница состоит в том, что линии, показывающие зависимости i от T и e от i , нанесены на график для разных давлений от 1 до 100 бар.

Повышение давления в процессе сгорания увеличивает при одной и той же энтальпии эксергию продуктов сгорания; соответственно уменьшаются и потери в самой камере сгорания.

Нулевая (химическая) эксергия продуктов сгорания топлива может быть определена аналитически по формулам для смеси, если известен их химический состав.

Достаточно точно определение этой величины может быть произведено и по номограмме, разработанной Я. Шаргутом [I-63] и показанной на рис. 5-33. Номограмма разделена на две части. Левая часть позволяет определить часть e_0 , относящуюся к N₂, O₂ и CO₂; правая часть нужна для определения составляющей e_0 , связанной с водяным паром. На ней нанесены две аналогичные группы кривых. Верхняя группа служит для расчета по составу влажных продуктов сгорания, нижняя по составу сухих, без учета H₂O.

Расчет производится следующим образом. На левой вертикальной оси рис. 5-33,а из точки, соответствующей содержанию азота в сухих продуктах сгорания, проводится горизонталь до соответствующего содержания CO₂. Отсюда проводится вертикаль до линии содержания кислорода и горизонталь до пересечения с прямой температуры окружающей среды. Перпендикуляр, опущенный из этой точки на ось эксергии, покажет значение e'_0 .

На правой половине графика (рис. 5-33,б) расчет начинают с горизонтальной прямой, относящейся к влажности продуктов сгорания. Из нужной точки на этой прямой проводится вверх вертикаль до пересечения с кривой, показывающей влажность окружающей среды, и из полученной точки — горизонталь до прямой температуры окружающей среды. Абсцисса этой точки соответствует второй составляющей нулевой эксергии — величине e''_0 .

Общее значение нулевой эксергии определяется расстоянием между полученными точками на двух осях эксергии — e'_0 и e''_0 , равным $e_0 = e'_0 + e''_0$. Первая величина (e'_0), как правило, больше второй.

Общее относительное значение нулевой (химической) эксергии продуктов сгорания довольно существенно; так, на-

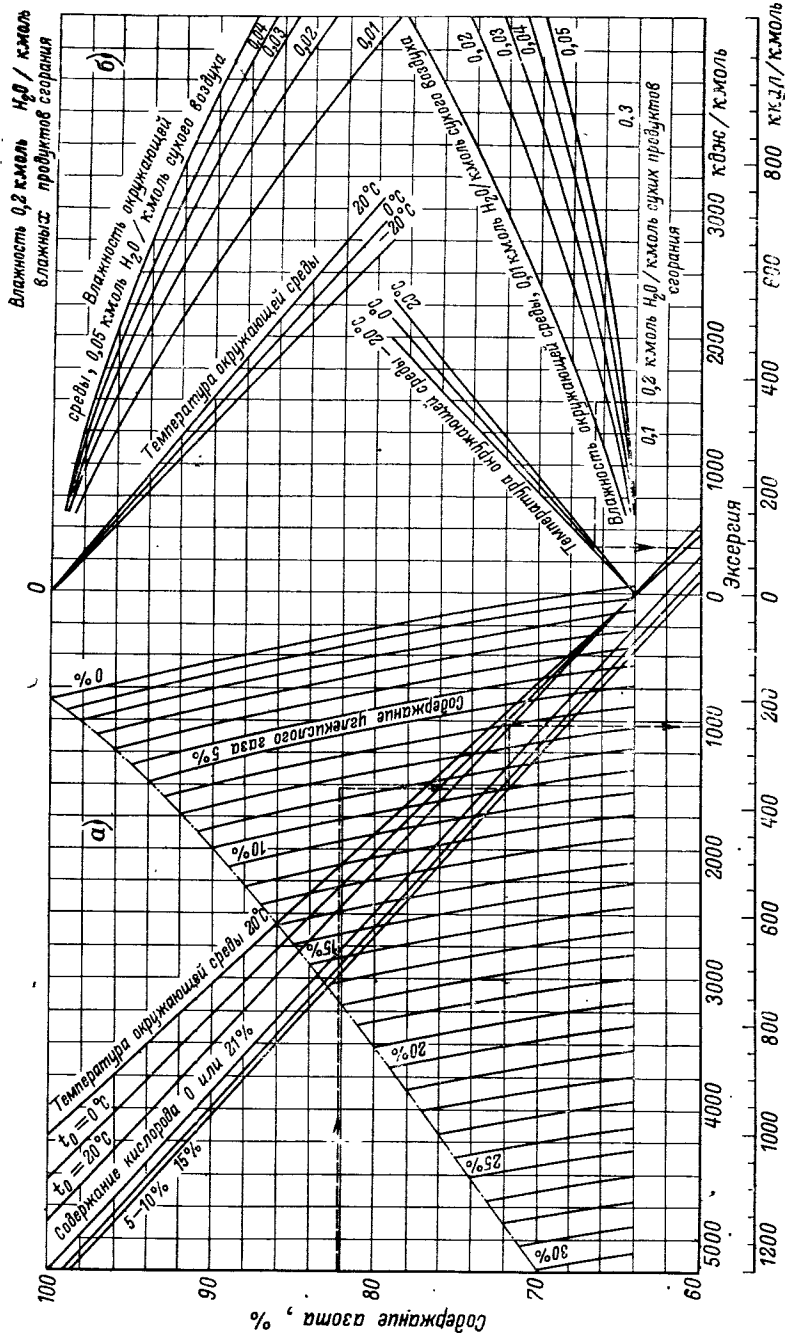


Рис. 5-33. Номограмма для определения нулевой эксергии продуктов сгорания.

пример, при температуре продуктов сгорания $t=650 \div 700^\circ\text{C}$ e_0 составляет 10—12% e_T .

Зная эксергии топлива и окислителя, а также продуктов сгорания в разных точках системы, можно провести термодинамический анализ всего процесса использования химической эксергии топлива и, в частности, построить диаграмму потоков эксергии, подобную показанной на рис. 5-29. Для этого необходимо последовательно рассматривать энергетические превращения и происходящие при этом количественные изменения величин эксергии всех видов.

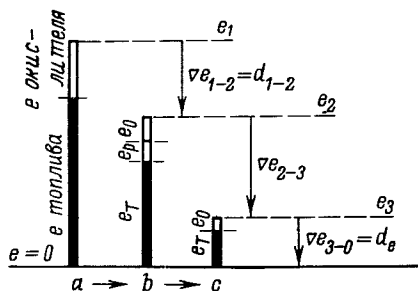


Рис. 5-34. Диаграмма, показывающая изменения величин эксергии при использовании химической эксергии топлива.

Связь между этими величинами может быть наглядно представлена посредством диаграммы, показанной на рис. 5-34. Длина первого столбика a показывает суммарную величину эксергии топлива и эксергии окислителя. Длина второго столбика b соответствует эксергии горячих продуктов сгорания. Основную ее

часть составляет e_T ; величина e_p играет существенную роль только в том случае, если сгорание происходит под давлением, превышающим атмосферное. Величина e_0 входит как постоянная составляющая в эксергию как горячих, так и использованных, выбрасываемых в атмосферу продуктов сгорания (столбик c). Вторая составляющая e_p в продуктах, выбрасываемых в атмосферу, отсутствует, так как здесь $p \approx p_0$; остается только e_T и e_0 . Разность между e_1 и e_2 , равная ∇e_{1-2} , в процессах горения всегда является собственной потерей d_{1-2} , неизбежно связанной с переходом химической эксергии топлива в эксергию потока продуктов сгорания. Она может быть только несколько уменьшена повышением температуры и давления в процессе сжигания¹. Отношение e_2 к e_1 определяет к. п. д. η_e процесса горения (переход $a \rightarrow b$):

$$\eta_e^{a-b} = \frac{e_2}{e_1} = \frac{e_1 - d_{1-2}}{e_1} = \frac{e_1 - \nabla e_{1-2}}{e_1}. \quad (5-45)$$

Эта величина при атмосферном давлении находится в пределах 0,45—0,7; первая цифра относится к менее совершенным промышленным печам и котельным, вторая — к наиболее

¹ Потеря d_{1-2} может быть уничтожена только путем отказа от сжигания как способа использования эксергии топлива и переходом на другие методы, не связанные с горением, например, на электрохимические (топливные элементы) [0-1. 0-2].

современным парогенераторам. При повышенном давлении сжигание топлива характеризуется большими значениями к. п. д. от 0,55—0,6 в газовых турбинах до 0,72 в двигателях Дизеля.

В камере сгорания МГД генератора, где температура продуктов сгорания может достигнуть 3000 К, величина η_e соответственно может возрасти до 0,85—0,9.

Эффективность второго процесса — теплопередачи от продуктов сгорания к рабочему телу, например воде (переход $b \rightarrow c$), характеризуется несколько иначе, поскольку она связана не только с уменьшением эксергии ∇E_{2-3} , но и возрастанием эксергии рабочего тела $\Delta E_{\text{раб.т}}$, поэтому к. п. д. этого второго процесса определится величиной

$$\eta_e^{b-c} = \frac{\Delta E_{\text{раб.т}}}{\nabla E_{2-3}}. \quad (5-46)$$

Эта величина тем больше, чем выше температура нагреваемого рабочего тела, например пара, и составляет в современных парогенераторах 0,8—0,85. Таким образом, более 15% эксергии топлива теряется при теплопередаче в парогенераторе.

Часто при термодинамическом анализе котельных установок и парогенераторов электростанций не разделяют потери при горении и теплопередаче, рассматривая их совместно. Тогда эффективность котла в целом (процесс $a-c$) определится выражением

$$\eta_e^{a-c} = \frac{\Delta E_{\text{раб.т}}}{\nabla E_{1-2} + \nabla E_{2-3}} = \frac{\Delta E_{\text{раб.т}}}{\nabla E_{1-3}}. \quad (5-47)$$

Коэффициент полезного действия η_e^{a-c} современных парогенераторов характеризуется величинами от 0,42 до 0,5—0,52. Внешняя потеря эксергии с отходящими газами $\nabla E_{3-0} = d_e$ составляет примерно 6—7% эксергии, подводимой к установке¹.

б) Влияние подогрева и обогащения воздуха кислородом на к. п. д. процесса горения

Существенное уменьшение потерь эксергии в процессах сжигания топлива может быть достигнуто путем предварительного подогрева воздуха или обогащения его кислородом. Как в первом, так и во втором случае положительный результат достигается вследствие повышения адиабатной температуры горения.

Связанные с этим зависимости могут быть представлены на τ_e , i -диаграмме.

¹ Более полный анализ теплосиловой установки дан в гл. 6.

На рис. 5-35 представлен процесс сжигания топлива в воздухе, взятом непосредственно из атмосферы без подогрева или обогащения кислородом. График построен в удельных величинах, отнесенных к единице массы сжигаемого топлива. Его теплота сгорания Q_p^H , равная разности энтальпий исходных и конечных продуктов (до и после сжигания), отложена на оси абсцисс.

Химическая эксергия $e_{0\text{топл}}$ топлива в соответствии с формулой (2-42) может быть как больше, так и меньше Q_p^H в зависимости от знака изменения энтропии Δs . Если нанести на ось ординат наряду с τ_e значения коэффициента $\tau = e_0/Q_p^H$,

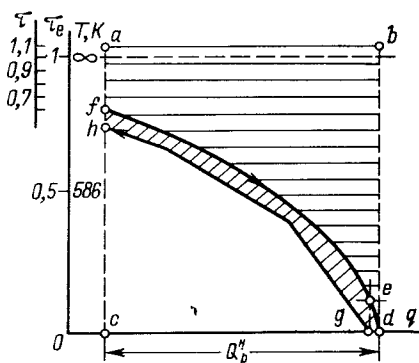


Рис. 5-35. Анализ процесса сжигания топлива на τ_e , q -диаграмме.

то площадка под горизонтальной прямой с ординатой, равной τ , и длиной Q_p^H будет иметь площадь, соответствующую величине e_0 . Шкала τ нанесена на рис. 5-35 левее шкалы τ_e . Например, при $e_0 > Q_p^H$, что характерно для твердых топлив, такая прямая будет иметь ординату $\tau > \tau_e = 1$ (прямая ab на рис. 5-35). Площадка $abcd$ показывает химическую эксергию топлива e_0 .

Если нанести на график изобарную кривую fd изменения температуры продуктов сгорания при их охлаждении до температуры окружающей среды ($\tau_e = 0$), то площадь, заключенная между этой кривой и осью абсцисс, покажет эксергию $e_T + e_0$ продуктов сгорания (e_2 на рис. 5-34). Ордината точки f соответствует температуре адиабатного горения. Площадка $abdf$ соответствует потере d_{1-2} от необратимости в процессе сжигания топлива. Поскольку продукты сгорания выбрасываются в атмосферу практически при температуре $T_e > T_0$, то часть эксергии продуктов сгорания будет потеряна; эта потеря соответствует площадке edg . Ордината точки e соответствует $T_e > T_0$ ($\tau_{0,e} > 0$)¹.

Если охлаждение продуктов сгорания связано с нагреванием рабочего тела, например воды и водяного пара, то, нанеся кривую изменения температур этого тела (например, gh), можно получить на графике величины полученной ими эксергии и потерь от теплопередачи при их нагреве. Первая величина соответствует площадке hgc , вторая — площадке $fegh$.

¹ Нулевая эксергия продуктов сгорания $e_{0п с}$, связанная с разницей состава продуктов сгорания и атмосферы, входит в площадь $abdgef$ как составная часть; целиком она входит в потери.

Отношения соответствующих площадей покажут к. п. д. рассмотренных процессов. Например, отношение незаштрихованной площадки hgc к площади прямоугольника $abdc$ равно η_e парогенератора.

На рис. 5-36,а на аналогичном графике Q, τ_e показано влияние подогрева воздуха и топлива на показатели процесса сжигания.

В том случае, когда подогрев не производится, эксергия продуктов сгорания изображается так же, как и на предыдущем графике, площадью fdc под кривой fd . Химическая эксергия топлива соответствует площади $abdc$ под прямой ab ¹.

Если произведен предварительный подогрев воздуха и топлива, то температура горения повысится с T_f до T_n и кривая изменения температуры продуктов сгорания пройдет выше (линия nh). Проекция этой кривой на ось абсцисс удлинится на величину q , равную количеству тепла, подведенного при предварительном нагреве.

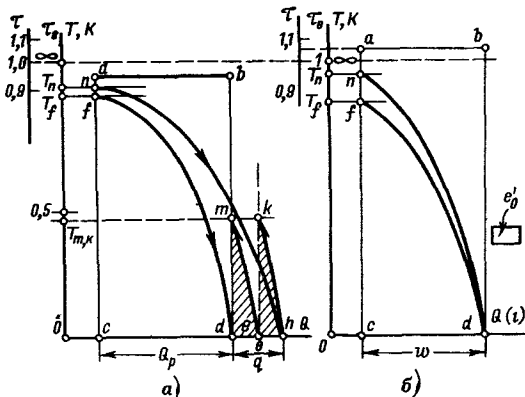


Рис. 5-36. Влияние подогрева топлива и воздуха (а) и обогащения воздуха кислородом (б) на характеристики процесса сжигания.

Из графика видно, что эксергия продуктов сгорания, изображаемая площадкой nhc , будет значительно выше, чем в том случае, когда подогрев не производился (на величину площади $nhdf$). Однако необходимо учесть, что то же количество тепла q было предварительно потрачено на подогрев топлива и воздуха. Необходимая для этого эксергия изображится двумя заштрихованными площадками khe и med под линиями hk и em , показывающими изменение температур топлива и воздуха при подогреве от T_0 до $T_m = T_k$.

Таким образом, чистый выигрыш от предварительного подогрева будет равен разности площадей $nhdf$ и $dmekh$. Потери от необратимости при конечной разности температур в теплообменниках, связанной с охлаждением продуктов сгорания и нагревом воздуха и топлива, могут быть учтены на основе уже описанной выше методики.

¹ Прямая ab расположена ниже ординаты $\tau_e = 1$, так как в этом случае для примера взято газообразное топливо, у которого $\tau = e_0/Q^*_{\text{п}} < 1$.

Увеличение эффективности процесса горения может быть получено также путем обогащения воздуха кислородом. Соответствующий график для твердого топлива приведен на рис. 5-36,б.

Обогащение воздуха кислородом приводит к тем же результатам, что и предварительный подогрев—к повышению температуры горения с T_f до T_n . Соответствующее увеличение эксергии продуктов сгорания изобразится площадью между кривыми nd и fd . Из этой величины нужно вычесть, естественно, затраты эксергии на обогащение воздуха кислородом, равные в идеальном случае e'_0 (площадка, показывающая эту величину, условно показана справа от графика).

Все дальнейшие построения и расчеты в этом случае проводятся так же, как и в предыдущих.

Общая термодинамическая оценка эффекта уменьшения потери от необратимости при подогреве исходных продуктов или обогащении воздуха кислородом может быть дана посредством коэффициента уменьшения необратимости ν [I-63]. Этот коэффициент определяется формулой

$$\nu = \frac{\Delta e'}{\Delta e''}, \quad (5-48)$$

где $\Delta e'$ — приращение эксергии продуктов сгорания; $\Delta e''$ — приращение эксергии исходных веществ в результате нагревания или обогащения воздуха кислородом.

Оба приема увеличения эффективности основаны на том, что, как было показано выше, $\Delta e' > \Delta e''$ и $\nu > 1$.

Величина ν изменяется в пределах от 1 до 2,8 при нагреве и увеличивается до 15—20 при обогащении воздуха кислородом.

Существенное влияние на величину ν оказывают условия сгорания (коэффициент избытка воздуха), температура подогрева, концентрация кислорода, диссоциация продуктов сгорания и т. д. Подробно этот вопрос рассмотрен в [I-63].

В реальных условиях величины ν при учете потерь в процессах подогрева и обогащения воздуха существенно снижаются. Например, к. п. д. η_e современных воздухоразделительных установок не превышает 15% [V-39]. Это означает, что затраты эксергии на обогащение воздуха в 8—10 раз превышают эксергию e'_0 обогащенного кислорода.

В конечном итоге выгодность использования подогрева или обогащения кислородом при сжигании топлива определяется из технико-экономических соображений; подробнее этот вопрос разобран в гл. 7.

АНАЛИЗ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ
ТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

6-1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Термодинамический анализ технических систем в целом является дальнейшим шагом в применении эксергетического метода по сравнению с анализом отдельных процессов. Методика анализа технических систем основана на термодинамическом аппарате, описание которого дано в гл. 1—4, и рассмотрении отдельных процессов, которое было проведено в гл. 5. Некоторые элементы анализа технических систем были рассмотрены в гл. 3 и 5.

Термодинамический анализ технических систем может проводиться для различных целей.

Первая цель эксергетического анализа систем состоит в том, чтобы получить «разрез», «рентгеновский снимок» технической системы с точки зрения анализа происходящих в ней энергетических превращений. Полученная при этом информация (распределение и характеристика потерь, значения к. п. д. отдельных частей и системы в целом, относительный вес каждой части, характеристика связей между ними, взаимодействие системы со средой и т. д.) может служить основой для дальнейшей работы по усовершенствованию системы и сопоставлению ее с другими системами, предназначенными для тех же или аналогичных целей.

Большое значение такая информация имеет и с методической точки зрения, помогая наглядно представить идеи и зависимости, лежащие в основе действия различных энергетических систем и тенденции в их развитии.

Вторая цель эксергетического анализа систем заключается в оптимизации тех или иных параметров для того, чтобы получить наибольшую возможную термодинамическую эффективность системы, т. е. максимальный эксергетический к. п. д.

Такая термодинамическая оптимизация, основанная на варьировании исходных параметров, в ряде случаев может дать существенный практический эффект. Вместе с тем необходимо учитывать, что в конечном счете для практики решающей является оценка, получаемая при *экономической* оптимизации. Результаты термодинамической и экономической оптимизации в общем случае не совпадают; система, весьма эффективная термодинамически, может оказаться экономически очень далекой от оптимума. Это объясняется сложным характером зависимости между экономическими и термодинамическими величинами¹.

¹ Эти вопросы более подробно рассматриваются в гл. 7.

Более простые зависимости между экономическими и термодинамическими показателями, при которых в определенном интервале параметров повышение к. п. д. вызывает одновременно улучшение и экономических показателей, характерны для многих простых систем или сравнительно независимых элементов сложных систем.

Непременным условием, определяющим возможность существования таких простых связей, является относительная стабильность постоянных затрат при существенном изменении энергетических затрат (которые непосредственно определяют величину к. п. д.). Такая же картина будет наблюдаться и тогда, когда постоянные затраты имеют вообще относительно малое значение и их изменение при оптимизации не сказывается на характере зависимости между к. п. д. и общими затратами на единицу продукта.

Примерами сравнительно простых систем, удовлетворяющих этому условию, могут служить многие холодильные и теплонасосные установки, компрессорные и детандерные машины и т. д. К этой же группе относятся и элементы теплосиловых установок — подогреватели питательной воды, ступени турбин и отдельные узлы многих других систем.

Важно отметить, что термодинамическая оптимизация не всегда должна проводиться на базе эксергетического баланса.

Существует ряд систем, к. п. д. которых (а всякая термодинамическая оптимизация в конечном счете идет по этой величине) может быть определен и без вычисления эксергии. К ним относятся, например, теплосиловые паротурбинные и газотурбинные установки, предназначенные только для выработки механической энергии. В этом случае термический к. п. д. η_t (определенный, как отношение мощности на выходе к теплотворной способности топлива на входе), хотя и будет значительно отличаться от η_e , но изменяется точно так же. Более того, всякая другая термодинамическая характеристика, изменяющаяся в том же направлении, что и η_e , может служить основой для оптимизации. Поэтому сравнение и оценка результатов вариантных расчетов системы по коэффициентам, подсчитанным на основе энергетических балансов (при соблюдении указанного выше условия), будут вполне достаточными. Эксергетические величины для оптимизационных расчетов здесь непосредственно не нужны. Их роль в этом случае сводится только к обеспечению анализа для получения той информации, о которой говорилось выше.

Другая ситуация возникает в тех многочисленных случаях, когда на входе в систему или на выходе из нее (или в промежуточных сечениях) имеются пересекающие контрольную поверхность потоки энергии разного качества, которые меняются при оптимизации. В этом случае определение критерия

оптимизации в принципе возможно только при сведении всех потоков к единой величине. Такая операция может быть проведена достаточно строго только посредством эксергетического баланса и вычисленного на его основе к. п. д. η_e .

Задача полного термодинамического анализа систем и их оптимизации с учетом связей вида (4-31) требует в каждом случае специального рассмотрения, выходящего за рамки книги. Поэтому ниже приведены только некоторые примеры эксергетического анализа технических систем, причем изложение ограничено в основном определением потерь в отдельных элементах, их к. п. д. и эффективности системы в целом. Затем даны несколько примеров оптимизации как систем, так и их элементов.

Поскольку в литературе, специально посвященной этому вопросу, уже имеется достаточно подробное описание методов оптимизации элементов теплосиловых паротурбинных установок [III-62—III-84], материал, относящийся к этому вопросу, изложен кратко.

6-2. ПРИМЕРЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СИСТЕМ

а) Промышленная ТЭЦ

Схема анализируемой ТЭЦ представлена на рис. 6-1¹. Параметры процесса в основных точках схемы сведены в табл. 6-1 [I-63].

Электрическая мощность ТЭЦ $N=1800$ кВт и тепловая $Q=13890$ кВт.

Топливом служит каменный уголь, сжигаемый в количестве $G_T=2450$ кг/ч. Низшая теплотворная способность топлива $Q_p^H=27230$ кДж/кг, эксергия $e_0=29410$ кДж/кг, т. е. $e_0/Q_p^H=1,08$.

Покидающие установку продукты сгорания (при коэффициенте избытка воздуха $\alpha=1,4$) имеют температуру 140°C и следующий состав: CO_2 — 12,9%, CO — 0,1%, O_2 — 6,8%, N_2 — 80,2%.

На основе обработки этих данных по описанной в предыдущих главах методике вычислены составляющие эксергетического баланса и представлены на диаграмме Грассмана (рис. 6-2). Для сравнения на рис. 6-3 представлена диаграмма потоков энергетического баланса той же ТЭЦ. Обозначения агрегатов и точек схемы те же, что и на схеме рис. 6-1 и в табл. 6-1.

¹ На схеме нанесены лишь основные агрегаты и коммуникации, нужные для анализа

В эксергетическом балансе все величины отнесены к эксергии топлива, в энергетическом — к его теплотворной способности.

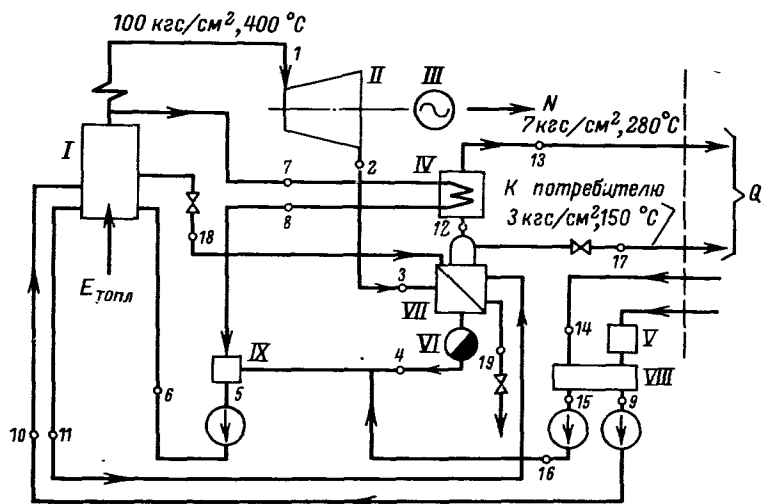


Рис. 6-1. Принципиальная схема ТЭЦ.

I — котел; *II* — турбина; *III* — электрогенератор; *IV* — перегреватель технологического пара; *V* — дегазатор; *VI* — редукционный вентиль; *VII* — испаритель; *VIII*, *IX* — сборники конденсата.

В балансах не учитываются потери, связанные с теплообменом в теплофикационных подогревателях воды, поскольку граница контрольной поверхности проходит по линиям отдаваемого потребителям технологического пара.

Таблица 6-1

Параметры процессов на схеме ТЭЦ

Точка схемы на рис. 6-1	Расход, кг/ч	Давление, кгс/см ²	Темпе- ратура, °C	Точка схемы на рис. 6-1	Расход, кг/ч	Давление, кгс/см ²	Темпе- ратура, °C
1	21 000	99,0	400	11	19 150	7,4	130
2	21 000	9,6	178	12	15 820	7,1	165
3	21 000	9,4	17	13	15 820	6,9	280
4	21 000	9,3	177	14	1 900	0,98	104
5	23 570	9,3	175	15	550	0,98	70
6	23 570	107,8	175	16	550	9,3	70
7	2 020	104,0	315	17	3 380	2,9	150
8	2 020	9,3	177	18	550	103,9	313
9	19 150	0,98	70	19	550	7,1	165
10	19 150	8,8	70				

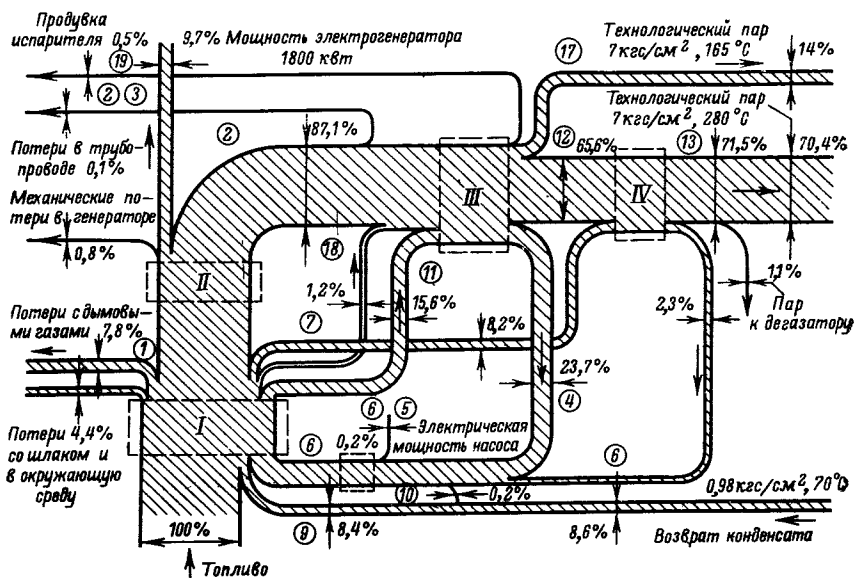


Рис. 6-2. Диаграмма потоков энергетического баланса ТЭЦ.

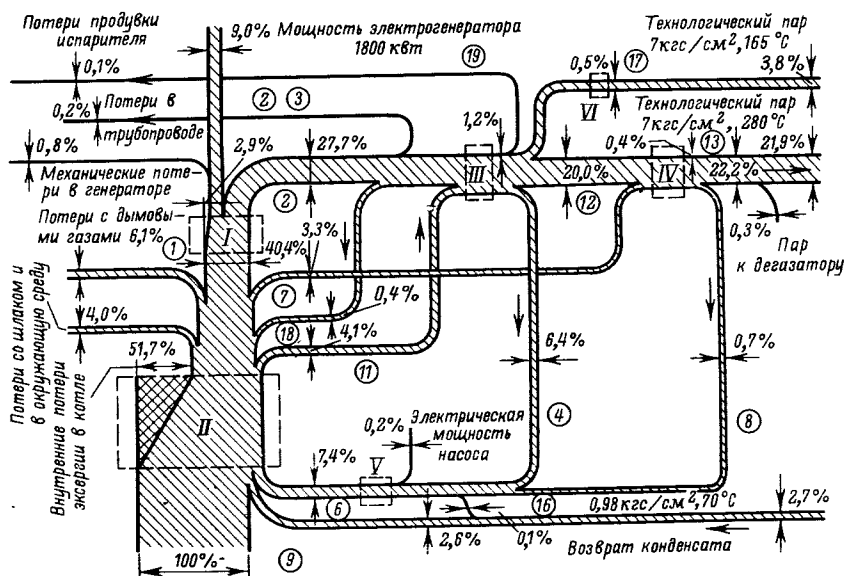


Рис. 6-3. Диаграмма потоков эксергетического баланса ТЭЦ.

Рассмотрение эксергетического баланса показывает, что общий эксергетический к. п. д. ТЭЦ

$$\eta_e = (9,0 - 0,2) + (3,8 + 21,9 - 2,7) = 31,8\%.$$

Первые два слагаемых этой суммы — электрическая мощность (с учетом затраты на питательные насосы), остальные — тепловая, состоящая из эксергии двух потоков технологического пара за вычетом эксергии возвращаемого конденсата. Таким образом, к. п. д. ТЭЦ определяется по приведенной мощности, включающей как электроэнергию, так и эксергию технологического пара.

Местом наибольших потерь является парогенератор, к. п. д. которого

$$\eta_{\text{пг}} = 40,4 + 3,3 + 4,1 - 7,4 - 2,6 = 37,8\%.$$

Такой сравнительно низкий к. п. д. парогенератора связан (как уже было показано в гл. 5) в основном с потерями при сгорании топлива и теплопередачей от продуктов сгорания к воде и водяному пару.

Все остальные потери существенно меньше; суммарное значение потерь в турбине и электрогенераторе составляет всего $2,9 + 0,8 = 3,7\%$. Даже с учетом большего влияния этих потерь на к. п. д. станции (см. гл. IV) их роль менее значительна, чем потерь в парогенераторе.

Таким образом, существенное повышение эксергетического к. п. д. ТЭЦ не может быть получено без уменьшения потерь в парогенераторе.

Сравнение всех этих характеристик с величинами, даваемыми энергетическим балансом, показывает, что последний не вскрывает существа энергетических превращений в рассматриваемой системе и не дает правильной оценки эффективности системы ТЭЦ в целом и ее частей.

Действительно, термический к. п. д. ТЭЦ

$$\eta_T = 70,4 + 14,0 + 9,7 - 8,6 = 85,5\%.$$

Эта характеристика, столь высоко оценивающая совершенство системы, связана с тем, что технологический пар оценивается по тепловым характеристикам; тот факт, что его энергия вследствие низких параметров малоценна по сравнению с электроэнергией, здесь совершенно не учитывается.

По этой же причине термический к. п. д. КЭС, в которой производится только электроэнергия, близок к ее эксергетическому к. п. д. и существенно ниже, чем у ТЭЦ. Поэтому никакие выводы, опирающиеся на сопоставление термических к. п. д. ТЭЦ и КЭС, не будут обоснованными; эти величины *несопоставимы*.

Эксергетические к. п. д. для ТЭЦ и КЭС имеют примерно равные величины; разница между ними определяется в основном начальными параметрами пара.

Основной «пожиратель эксергии» — парогенератор выглядит с позиций только энергетического баланса вполне благополучно. Его к. п. д. $\eta_{\text{епг}} = 97,6 + 8,2 + 15,6 - 26,4 - 8,4 = 86,6\%$ весьма высок.

В результате анализа по энергетическому балансу все основные потери «снимаются» с парогенератора и относятся либо на потребителя тепла (на ТЭЦ), либо на конденсатор (на КЭС), где никаких усовершенствований «сделать» нельзя. Это кажущееся благополучие не позволяет правильно обосновать направление развития техники в этой области.

Подробный анализ эксергетического баланса электростанций дан в книге А. И. Андрущенко [III-64].

б) Энерготехнологическая циклонная установка

Рассматриваемый процесс предназначен для одновременного получения обесфторенных плавящихся фосфатов и энергетического пара [V-43].

Схема агрегата дана на рис. 6-4. Производительность агрегата (по основному продукту) — 10 т/ч обесфторенных фосфатов; температура расплава 1450°C. Установка выдает

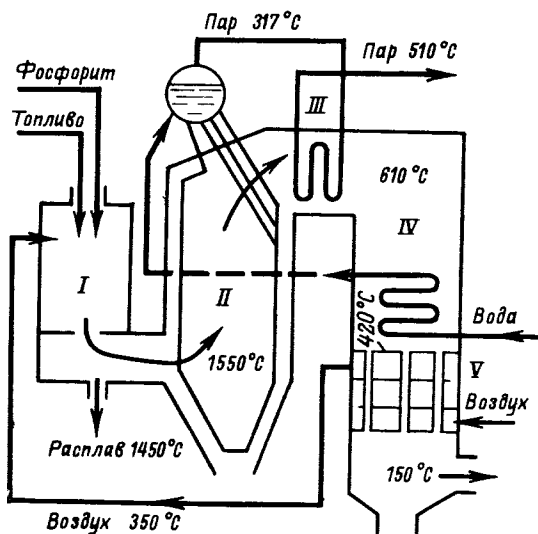


Рис. 6-4. Схема циклонной энерготехнологической установки для получения обесфторенных фосфатов.

I — циклон; II — радиационная камера; III — пароперегреватель, IV — экономайзер, V — воздухоподогреватель

также 15 т/ч перегретого пара с давлением 108 кгс/см² и температурой 510 °С. Температура питательной воды 215 °С, температура подогрева воздуха 350 °С; продукты сгорания выходят в атмосферу с температурой 150 °С. Топливо — природный газ с теплотой сгорания 35,8 Мдж/м³.

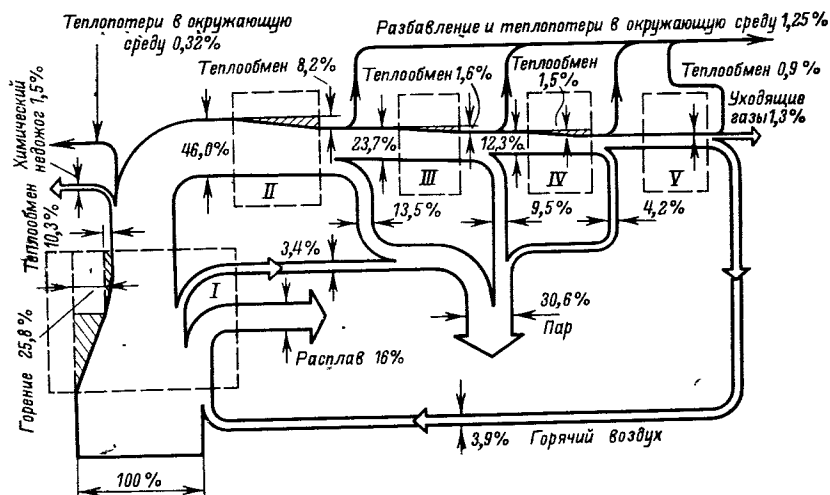


Рис. 6-5. Диаграмма потоков эксергетического баланса циклонной энерготехнологической установки.

Расчет эксергетического баланса производился по упрощенной методике без учета нулевой эксергии продуктов; величина $e_0/Q^{\text{пр}}$ была принята равной единице. Поэтому результаты расчета являются приближенными (отклонения от точных величин достигают 3%). Однако соотношения отдельных статей баланса практически не изменяются, и получаемые из анализа выводы достаточно надежны.

Схема эксергетического баланса установки показана на рис. 6-5. Эксергетический к. п. д. установки в целом

$$\eta_e = 16,6 + 30,6 = 47,2\%$$

При раздельной выработке тех же продуктов (фосфата и пара таких же параметров) общий к. п. д. составит около 35—37%, т. е. будет значительно ниже. Объясняется это в основном тем, что при совместной выработке продуктов необратимость теплообмена существенно снижена, так как в головной зоне, где температура наибольшая, помещен высокотемпературный технологический процесс.

Тем не менее циклон имеет наименьший среди остальных агрегатов системы к. п. д. ($\eta_{e,I} = 37,8\%$), поскольку в нем

происходит основная потеря, связанная с самым несовершенным процессом — горением топлива.

В остальных агрегатах системы потери определяются в основном теплообменом; величина этих потерь больше всего в радиационной камере, где ΔT остается еще достаточно большим. Коэффициент полезного действия этой камеры $\eta_{e,II} = 60,5\%$. Эффективности пароперегревателя, экономайзера и воздушного подогревателя довольно высоки (соответственно $\eta_{e,III} = 83,1$, $\eta_{e,IV} = 70,2$ и $\eta_{e,V} = 77,4\%$).

По энергетическому балансу к. п. д. $\eta_T = 27,4 + 63,5 = 90,9\%$ (первое число — отвод энтальпии с фосфатом, второе — с паром). Получается, как и в предыдущем примере, картина кажущегося полного благополучия — установка работает с весьма высоким к. п. д.

в) Компрессионная паровая холодильная установка

Схема анализируемой установки показана на рис. 6-6.

Для анализа взята аммиачная компрессионная установка, рассматриваемая совместно с холодильной камерой [I-63]. Температура в камере поддерживается на уровне $t_{x,к} = -5^\circ\text{C}$

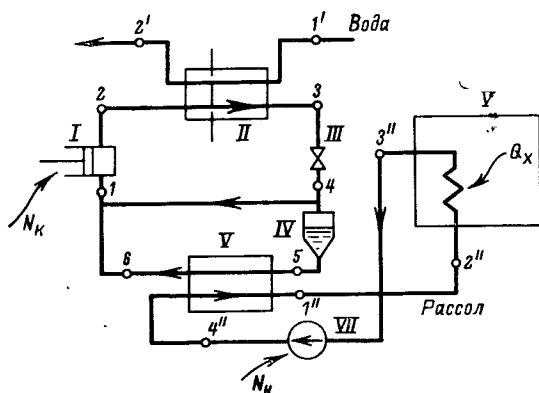


Рис. 6-6. Схема аммиачной холодильной установки.

I — компрессор; *II* — конденсатор; *III* — дроссель; *IV* — отделитель жидкости; *V* — испаритель; *VI* — холодильная камера.

при температуре среды $t_0 = 20^\circ\text{C}$. Холодопроизводительность установки (по испарителю) $Q^u_x = 93$ кВт при температуре испарения $t_{и} = -12^\circ\text{C}$. Коэффициент полезного действия компрессора $\eta_k = 0,83$ и двигателя компрессора $\eta_{д,к} = 0,9$. Мощность привода компрессора $N_k = 30,2$ кВт.

Параметры аммиака, рассола и охлаждающей воды сведены в табл. 6-2.

Мощность насоса, перекачивающего рассол, $N_n=1,1$ кВт, к. п. д. его двигателя 0,88 и самого насоса 0,7. Плотность рассола $\gamma=1\,250$ кг/м³, теплоемкость $c_p=2,85$ кДж/(кг·град).

Таблица 6-2

Параметры рабочих тел в холодильной установке

Точки на схеме рис. 6-6	Расход, кг/ч	Давление, кгс/см ²	Температура, °С	Точки на схеме рис. 6-6	Расход, кг/ч	Давление, кгс/см ²	Температура, °С
1	295,1	2,7	—10	2'	14 200	1,0	27
2	295,1	11,0	119	1''	29 400	2,0	—8,0
3	295,1	11,0	25	2''	29 400	1,2	—7,9
4	295,1	2,7	—12	3''	29 400	1,1	—7,6
1'	14 200	1,1	20	4''	29 400	3,0	—7,64

Величина теплопритока к рассолу между холодильной камерой и испарителем $Q_{из}=2,5$ кВт. Если учесть тепло, передаваемое рассолу в насосе, $Q_n=1,9$ кВт, то величина полезной холодопроизводительности

$$Q_x=93-2,5-1,9=88,6 \text{ кВт.}$$

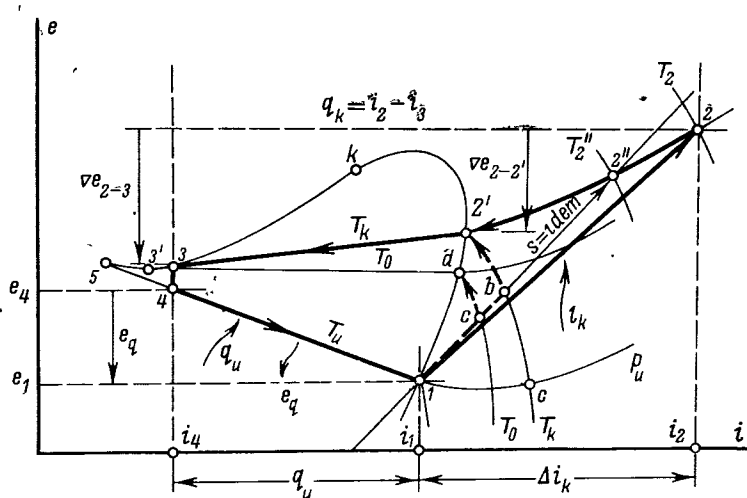


Рис. 6-7. Процесс аммиачной холодильной установки в e, i -координатах.

Цикл аммиачной холодильной установки представлен в e, i -диаграмме на рис. 6-7.

Процесс 1-2 представляет собой сжатие в компрессоре, удельная внутренняя работа которого $l_k=i_2-i_1$. При этом

эксергия аммиака возрастает на величину Δe_{2-1} , а потеря в компрессоре на 1 кг аммиака составит:

$$d_k = (i_2 - i_1) \frac{1}{\eta_k \eta_{dk}} \Delta e_{2-1}.$$

Процесс в конденсаторе сопровождается отводом тепла $q_k = i_2 - i_3$ и соответствующим уменьшением эксергии ∇e_{2-3} , которая полностью теряется. Наибольшая часть потери, равная $\nabla e_{2-2'}$, связана с охлаждением аммиака от температуры T_2 до температуры конденсации $T_k = T'_{2-3} = T_3$. Эта техническая потеря была бы существенно меньше в идеальном адиабатном компрессоре, в котором процесс сжатия заканчивался бы в точке $2''$ ($s = \text{idem}$).

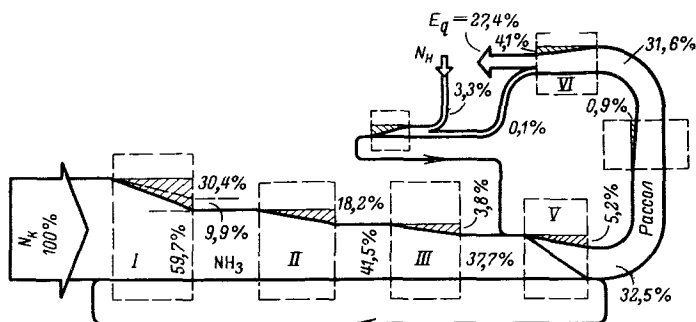


Рис 68 Диаграмма потоков эксергии в паровой аммиачной холодильной установке.

В принципе потеря, связанная с охлаждением хладагента перед конденсатором, может быть сведена к нулю, если вести сжатие по изоэнтропе только до температуры T_k (точка b), а затем по изотерме до точки $2'$ (процесс показан штриховой линией). В пределе при $\Delta T_k = T_k - T_0 = 0$ процесс пошел бы по линии $1-c-d-3$, что значительно увеличило бы к. п. д. установки, поскольку в этом случае потери в компрессоре и конденсаторе были бы равны нулю.

Процесс дросселирования $3-4$ приводит к понижению температуры: при этом теряется эксергия ∇e_{3-4} . Наконец, в процессе $4-1$, протекающем при T_n , аммиак испаряется и его энтальпия возрастает на величину $q_n = (i_1 - i_4)$, равную удельной холодопроизводительности. Одновременно аммиак отдает эксергию $e_4 - e_1$, равную эксергетической холодопроизводительности e_q , и цикл замыкается.

Величины эксергии аммиака, необходимые для расчета эксергетического баланса, сняты с e, i -диаграммы. Уровень начала отсчета выбран таким образом, чтобы в точке 1, где эксергия минимальна, $e = 0$. Такой прием вполне обоснован,

поскольку все величины считаются по разностям значений e ; доля эксергии, не принимающая участия в замкнутом процессе, из рассмотрения исключается.

Диаграмма потоков эксергии установки показана на рис. 6-8; обозначения частей установки те же, что и на схеме рис. 6-6. Из электрической мощности N_k , подводимой к двигателю компрессора, почти половина (40,3%) теряется в компрессоре и двигателе. Основная часть этих потерь (30,4%) связана с компрессором. Потери в компрессоре определяются как его механическим к. п. д., так и тем, что эксергия аммиака при сжатии возрастает меньше, чем его энтальпия ($\Delta e_{1-2} < i_{1-2}$), поскольку процесс отклоняется вправо от изоэнтропы (рис. 6-7). Общий к. п. д. системы компрессор — двигатель равен 57,7%, а к. п. д. собственно компрессора

$$\eta_e = \frac{57,7}{100 - 9,9} \approx 64\%.$$

Второе место по величине потерь занимает конденсатор (18,2%). Потери в нем, как уже указывалось выше, непосредственно связаны со сжатием и в основном определяются несовершенством компрессора; та часть потерь, которая связана с отличием T_k от T_0 , очень невелика.

Конденсаторы как холодильных, так и теплосиловых установок в отличие от других теплообменных аппаратов предназначены, как правило, не для передачи эксергии от одного потока рабочего тела к другому, а для отвода из системы в окружающую среду тепла, эксергия которого близка к нулю. В этом случае оценка эксергетического к. п. д. конденсатора, основанная на тех же принципах, что и оценка других теплообменников, не имеет физического смысла, так как полезный эффект процесса не связан с повышением эксергии какого-либо вещества или системы.

Это обстоятельство отражает и формула (4-29), поскольку ее числитель становится равным нулю, а знаменатель в пределе (для идеального процесса) также стремится к нулю. Следовательно, для идеального конденсатора $\eta_e \rightarrow 0/0$. Идеальным конденсатором будет такой, в котором потеря эксергии $d_k = 0$, а это означает, что поступающий в него пар должен иметь эксергию $e_T = 0$, т. е. температуру $T = T_0$.

Таким образом, оценка конденсатора может проводиться либо по величине d , которая весьма мала, либо по изменению к. п. д. η_e системы в целом, т. е. величине

$$\eta_e^k = \frac{\eta_e}{\eta'_e},$$

где η_e — действительный к. п. д. установки, а η'_e — к. п. д. установки с идеальным конденсатором.

Такой к. п. д. построенный по принципу формулы (4-14), будет точно отражать эффективность конденсатора и в пределе при $d_k = 0$ будет равен 100%.

Разумеется, все сказанное о неприменимости обычного к. п. д. к конденсаторам не относится к случаю, когда отводимый из установки тепловой поток передается какому-либо рабочему телу при $T > T_0$ (например, воде или воздуху), эксергия которого в дальнейшем используется. В этих условиях конденсатор должен рассматриваться как обычный теплообменник и его к. п. д. η_e подсчитывается точно так же, как и для других теплообменников.

Поэтому утверждение, что к. п. д. η_e конденсаторов всегда равен нулю, неверно [I-83].

В первом случае, когда тепло передается окружающей среде, понятие к. п. д. η_e , как было показано выше, неприменимо; во втором случае, когда тепло используется, η_e всегда больше нуля.

Потеря эксергии в дросселе сравнительно невелика, так как он работает в области влажного пара и к. п. д. η_e дросселя составит $37,7/41,5 = 90,8\%$ *.

В результате всех энергетических превращений в аммиачном цикле системы от аммиака в испарителе отводится эксергия, составляющая $37,7\%$ мощности, затраченной в компрессоре. Эта величина представляет собой эксергетическую холодопроизводительность цикла. При ее передаче рассолу возникает внешняя потеря, связанная с разностью температур кипящего аммиака и рассола. Эта потеря составляет $5,2\%$ от подведенной к системе эксергии, или $5,5/37,7 = 14,6\%$ эксергетической холодопроизводительности цикла.

Коэффициент полезного действия испарителя составляет $\eta_{e,v} = 86,2\%$. Потеря вследствие теплопритоков к рассолу сравнительно невелика ($0,9\%$). Температура в камере выше, чем температура рассола (-5 и -8°C соответственно), что также приводит к потере эксергетической холодопроизводительности ($10,9\%$ от ее начального значения в цикле).

Таким образом, в результате использования рассола как хладоносителя потеря приведенной холодопроизводительности составляет $14,6 + 0,9 + 10,9 = 26,4\%$.

Эксергетический к. п. д. установки составляет $27,4\%$, а если учесть и работу рассольного насоса, то $27,4/(100 + 3,3) = 26,5\%$. Оценка установки с точки зрения энергетического баланса делается по величине Q_x . Холодопроизводительность установки Q_x не меняется в процессе теплопередачи, она уменьшается только в результате теплопритоков; эта потеря составляет $4,4/93 \approx 4,7\%$.

Холодильный коэффициент установки

$$\varepsilon = \frac{88,6}{30,2 + 1,1} = 2,83.$$

Эта величина, в отличие от к. п. д., ничего не говорит о степени совершенства установки.

г) Установка для ожижения воздуха (по Линде)

Принципиальная схема установки показана на рис. 6-9, а процесс в e, i -диаграмме — на рис. 6-10. Воздух, сжатый в компрессоре до давления 200 кгс/см^2 , после конечного холодильника поступает в регенеративный теплообменник.

* Поскольку начальная точка отсчета эксергии (точка b на рис. 6-6) близка по значению e к точке 1 , для расчета можно брать значения e_3 и e_4 .

Сжатие происходит в трехступенчатом компрессоре с промежуточным охлаждением (ломаная линия $1adbec_2$ в e, i -диаграмме). При этом эксергия воздуха возрастает на $\Delta e_{2-1} = e_2 - e_1$, а энтальпия уменьшается на величину изотермического дроссель-эффекта $\Delta i_T = i_1 - i_2$. В теплообменнике сжатый воздух охлаждается обратным потоком до состояния, соответствующего точке 3, и затем дросселируется (процесс 3-4). Полученная жидкость (в состоянии, изображаемом точкой 5) отводится из системы через separator жидкости. Холодный пар проходит теплообменник противотоком сжатому воздуху, нагревается и с температурой $T_7 < T_1$ выбрасывается в атмосферу.

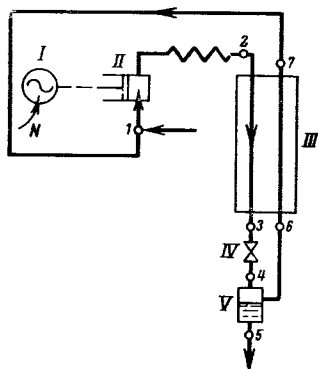


Рис. 6-9 Схема установки для ожижения воздуха (по Линде).

I — двигатель компрессора; II — компрессор; III — теплообменник; IV — дроссель; V — separator жидкости.

На основе данных табл. 6-3 вычислены все основные эксергетические показатели процесса. Изотермический к. п. д. компрессора $\eta_{из} = \eta_e = 0,65$, к. п. д. двигателя 0,96.

На рис. 6-11 показана эксергетическая диаграмма потоков установки ожижения воздуха. Как видно из диаграммы, первое место по величине потери эксергии занимает дроссель (42%). Такое высокое значение $d_{др}$ связано со сравнительно низким к. п. д. дросселя, равным 36%. Низкий к. п. д. дросселя определяется высокой температурой на входе в него вследствие большой разности температур на холодном конце теплообменника ($\Delta T_{3,6} = 172,5 - 82 =$

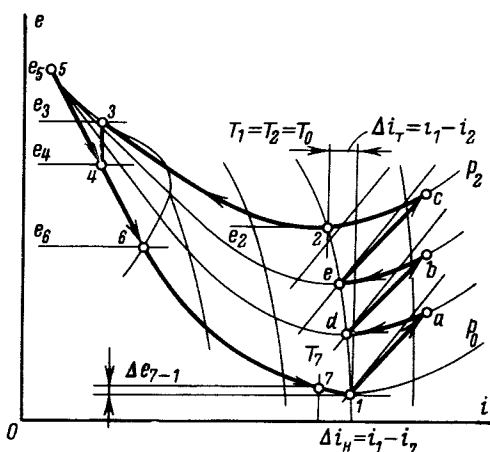


Рис 6-10. Процесс ожижения воздуха (по Линде) на e, i -диаграмме.

Показатели процесса ожижения воздуха (по Линде) в расчете на 1 кг ожиженного воздуха при $p_2 = 200 \text{ кгс/см}^2$ и $p_1 = 1 \text{ кгс/см}^2$

Наименование показателей	Номера точек на схеме рис. 6-9						
	1	2	3	4	5	6	7
Количество воздуха, кг/кг	12,6	12,6	12,6	12,6	1,0	11,6	11,6
Энтальпия, кДж/кг	442	406	214	214	26,5	230	437
Температура, К	293,0	293,0	172,5	82,0	82,0	82,0	288,0
Эксергия, кДж/кг	0,0	443	503	205	702	166	0,12

$= 90,5^\circ\text{C}$). Этой же причиной объясняется сравнительно большая потеря в теплообменнике (13%). Коэффициент $\eta_{\text{ет}}$ теплообменника тоже невысок — 40,8%*. Потери в компрессоре

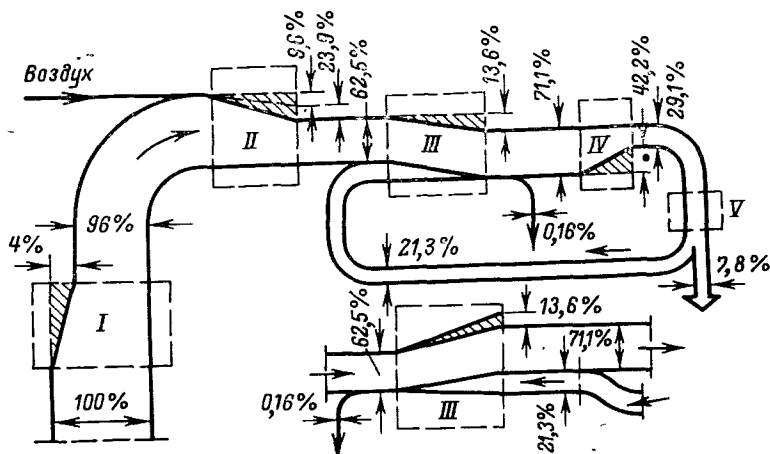


Рис. 6-11. Диаграмма потоков эксергии процесса ожижения воздуха (по Линде).

I—V — то же что и на рис. 6-9.

(33,5%) состоят из двух частей. Меньшая часть (9,6%) связана с чисто механическими причинами (трением в узлах ма-

* Потоки эксергии в теплообменнике III могут быть изображены на диаграмме потоков эксергии двумя способами.

Первый способ, показанный в верхней части рис. 6-11 (в общей диаграмме всей установки), основан на том, что оба потока эксергии вводятся с одной стороны контура III (в данном случае слева), а выводятся с другой.

По второму способу, показанному отдельно внизу, потоки эксергии изображаются в соответствии с направлением потоков в теплообменнике — идущими навстречу один другому (противоток).

Первый способ удобнее для изображения и подсчета к. п. д. (по отношению суммарной ширины потоков на выходе к их ширине на входе), но второй точнее показывает действительное направление потоков и характер их взаимодействия.

шины). Большая часть этих потерь (23,9%) определяется отличием реального процесса сжатия от идеального (изотермического).

В отделителе жидкости потери отсутствуют; здесь происходит только отделение жидкого воздуха от пара. Эксергия отводимого жидкого воздуха — приведенная производительность установки — составляет 7,8% подведенной эксергии.

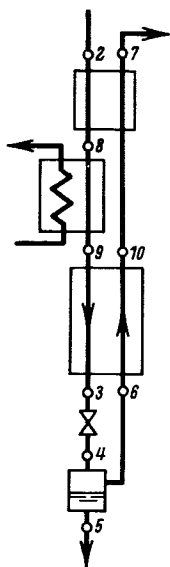


Рис. 6-12. Схема процесса Линде с дополнительным охлаждением.

Результаты анализа показывают, что основной причиной, определяющей такое низкое значение к. п. д. процесса охлаждения, является малый к. п. д. теплообменника, приводящий к низкому к. п. д. дросселя. Поэтому возможность существенного повышения эффективности процесса Линде сводится к тому, чтобы уменьшить температуру в точке 3 до величины, наиболее близкой к T_6 . При этом будут уменьшаться потери как в теплообменнике d_T , так и в дросселе.

Примером такого усовершенствованного процесса может служить процесс Линде с дополнительным охлаждением. Схема части процесса, которая изменяется при введении дополнительного охлаждения, показана на рис. 6-12. Все остальные исходные данные — давление p_2 , к. п. д. компрессора и разность температур на теплом конце теплообменника, остаются неизменными.

В результате дополнительного охлаждения температура в точке 9 будет ниже, чем T_8 ($T_9=228$ К, а $T_8=255$ К). Соответственно снизится разность температур на холодном конце теплообменника ($\Delta T_{3-6}=77$ град) и температура перед дросселем ($T_3=159$ К). Все это приводит к значительному улучшению энергетических показателей процесса.

Это улучшение связано с двумя факторами. Первый из них — повышение к. п. д. дросселя и теплообменника до $\eta_{e,др}=45,5\%$ и $\eta_{e,т}=58\%$ и соответствующее уменьшение потерь на единицу расхода проходящего через них воздуха.

Вторым важным фактором повышения эффективности является уменьшение количества циркулирующего воздуха, которое необходимо переработать в компрессоре, теплообменнике и дросселе. Если в процессе без дополнительного охлаждения кратность циркуляции k составляла 11,6 (табл. 6-3), то с дополнительным охлаждением она уменьшалась до $k'=4,6$.

Как сказывается на потерях уменьшение количества циркулирующего воздуха, можно видеть на примере теплообменника τ_e , q -диаграмма которого приведена на рис. 6-13. Линии

построены для двух процессов — с дополнительным охлаждением (II) и без него (I), заштрихованные площади на диаграмме равны соответственно величинам D_T для каждого случая (в первом $d_T k$, и во втором $d'_T k'$).

Таким образом, на снижение потерь влияют одновременно два взаимосвязанных фактора: увеличение к. п. д. некоторых элементов процесса и одновременное уменьшение количества циркулирующего рабочего тела. Характерно, что в связи с уменьшением k уменьшаются потери и в тех частях процесса, где к. п. д. не изменяется. Например, в компрессоре во втором случае потери D' меньше, чем D , в $11,6/4,6 \approx 2,5$ раза, так как величина d_k в выражении $D = k d_k$ неизменна. В результате даже с учетом расхода работы на установку дополнительного охлаждения, общий к. п. д. системы возрастает более чем в 2 раза, достигая величины $\eta'_e = 19,5\%$.

Такое значительное влияние кратности циркуляции k на термодинамическую эффективность характерно для всех систем с регенерацией тепла — как низкотемпературных, так и высокотемпературных (например, газовых турбин). Связанная с регенерацией циркуляция потоков эксергии приводит к существенным потерям даже в том случае, когда агрегаты системы достаточно совершенны и имеют высокий к. п. д. Небольшая удельная потеря d многократно увеличивается при циркуляции эксергии, и общая величина потери $D = k d$ может стать весьма значительной¹. Это относится к потерям от конечной разности температур, от гидравлических сопротивлений, потерь через тепловую изоляцию и т. п.

д) Газотурбинная установка

Схема анализируемой газотурбинной установки [1-63], работающей на доменном газе, показана на рис. 6-14. Эффективная мощность агрегата 3 000 квт. Параметры процесса даны в табл. 6-4.

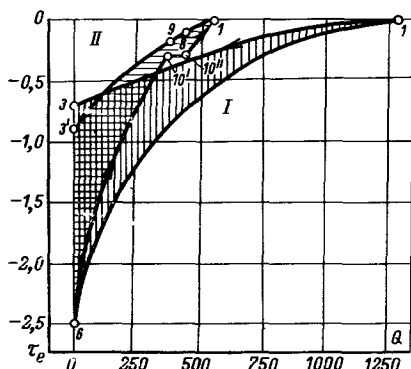


Рис 6-13. τ_e , Q -диаграмма для теплообменников установки ожижения воздуха по Линде.

Цифры на графике соответствуют точкам на схемах рис 6-9 и 6 12.

¹ По этой причине предложение о том, чтобы исключить из рассмотрения циркуляцию эксергии и рассматривать только общую величину D без анализа факторов, вызывающих потерю, нельзя признать правильным [1-83]

Эксергетический баланс установки представлен в виде диаграммы потоков на рис. 6-15.

Как видно из баланса, наибольшая потеря эксергии, превышающая 1/3, как и следовало ожидать, относится к камере сгорания и составляет 34,7%. Коэффициент полезного действия камеры сгорания ($\eta_{e,v}=80\%$) сравнительно высок, так как сжигание топлива происходит при повышенном давлении и с предварительным подогревом как самого топлива, так и окислителя.

Вместе с тем в газовой турбине, как и в других агрегатах с регенерацией, неизбежное наличие циркулирующих потоков рабочих тел, несущих с собой соответствующую эксергию, приводит к увеличению нагрузки в основных элементах процесса.

Рис. 6-14. Схема газотурбинной установки.

I — газовый компрессор; *II* — подогреватель газа; *III* — воздушный компрессор; *IV* — подогреватель воздуха; *V* — камера сгорания; *VI* — газовая турбина; *VII* — электрогенератор.

Эта нагрузка, заставляющая «перерабатывать» потоки эксергии, зачастую превышающие эксергию на входе в систему, вызывает существенные потери эксергии даже при высоких значениях ж. п. д. отдельных элементов [I-78].

Таблица 6-4

Параметры процесса газотурбинной установки

Номера точек на рис. 6-14	Наименование рабочего тела	Давление, кгс см ²	Температура, °С	Расход, кмоль/ч
1	Воздух	0,98	18	4 508
2	Доменный газ	0,98	18	495
3	Воздух	3,53	167	4 508
4	Доменный газ	3,53	167	495
5	Воздух	3,43	357	4 508
6	Доменный газ	3,43	355	495
7	Продукты горения	3,43	627	4 937
8	" "	1,03	417	4 937
9	" "	1,03	417	4 422
10	" "	1,03	417	515
11	" "	0,98	230	4 422
12	" "	0,98	230	515

Второе место по величине потерь занимает теплообменник (подогреватель воздуха) — 28,9%. Из них меньшая доля (6,1%) относится к внутренним потерям D_i и большая — к внешним D_e , связанным как со сравнительно высокой тем-

пературой уходящих газов ($t_{11,12}=230^{\circ}\text{C}$), так и с отличием их состава от состава атмосферы. Как та, так и другая эксергия представляют вторичные ресурсы и могут быть использованы (первая для теплоснабжения, вторая для получения CO_2 или, например, в сельском хозяйстве), что позволит увеличить к. п. д. системы.

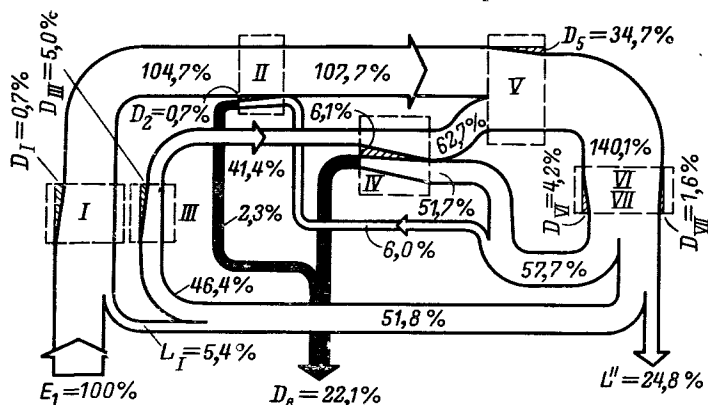


Рис. 6-15. Диаграмма потоков эксергии газотурбинной установки.

Аналогичную теплообменнику *IV* роль выполняет и нагреватель газа *II*, но вследствие малой тепловой нагрузки потери в нем намного меньше (3%). Потери в турбине и электрогенераторе составляют в сумме 5,8%.

Следует обратить внимание на тот факт, что химическая (нулевая) эксергия топлива и продуктов сгорания не должна учитываться при анализе совершенства компрессоров *I* и *II*, а также теплообменников *II* и *IV*, так как она проходит через них «транзитом», не принимая участия в энергетических превращениях. Поэтому нагрузка (и потери) в воздушном компрессоре *III* значительно больше, чем в газовом компрессоре *I* (в $46,4/5,4=8,6$ раза).

Общий к. п. д. газотурбинной установки η_e составляет 24,8%.

6.3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ СИСТЕМ И ИХ ОТДЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Применительно к теплосиловым установкам эксергетическая методика чаще всего используется для оптимизации параметров рабочего тела и отдельных элементов схем тепловых электрических станций. Этому вопросу посвящена обширная литература; наиболее полно методы решения таких задач разработаны в [I-73; I-64]. На базе использования эксергии e потока рабочего тела и эксергии тепла даются методы опти-

мизации регенеративного подогрева питательной воды, давлений промежуточного перегрева пара, определения оптимального вакуума в конденсаторе и т. д.¹.

Эти методы применяются главным образом при проектной проработке электростанций.

К этой же группе методов оптимизации примыкает широко распространенный метод *коэффициентов ценности тепла*, предложенный Я. М. Рубинштейном и подробно изложенный в [III-83]. Он носит менее общий характер, но позволяет проводить оптимизацию элементов схемы при эксплуатации станций и пересчет показателей при отклонениях от режима при испытаниях.

В основе этой методики лежит положение о том, что любое ограниченное изменение количества подводимого или отводимого тепла на величину Q' в каком-либо участке тепловой схемы станции при неизменной мощности турбины вызывает изменение расхода тепла в парогенераторе на величину

$$Q = \pm \xi Q'. \quad (6-1)$$

«Коэффициент ценности тепла» ξ по существу является функцией двух переменных. Одна из них носит чисто термодинамический характер и определяется отношением удельной эксергии пара в данной точке схемы e' к удельной эксергии острого пара e . Вторая переменная величина связана с особенностями тепловой схемы станции (начальные параметры пара, системы регенерации и т. д.) — это коэффициент тепловой схемы k , аналогичный структурным коэффициентам z_i по формуле (4-31).

Таким образом,

$$\xi = k \frac{e'}{e}. \quad (6-2)$$

На практике для определения ξ применяют приближенную формулу, предложенную Я. М. Рубинштейном [III-83; 0-16].

Расчеты по этому способу позволяют проводить в определенных пределах термодинамическую оптимизацию. Поскольку неэнергетические затраты при всех вариациях параметров практически не изменяются, термодинамический оптимум совпадает с технико-экономическим.

¹ Следует отметить, что в 1962—1963 гг., когда выходила книга [III-64], введение эксергетической терминологии только начиналось. Поэтому в ней вместо термина «эксергия» употребляется термин «работоспособность», вместо «потери эксергии» — «потери энергии», вместо «энергетический баланс» — «тепловой баланс». Соответственно эксергетический баланс именуется энергетическим, а эксергетический к. п. д. — термодинамическим к. п. д. Эксергии потока и тепла не берутся готовыми из диаграмм, а вычисляются. Все это, разумеется, не отражается на правильности результатов расчетов.

Поскольку методы термодинамической оптимизации тепло-силовых установок подробно изложены в книгах, посвященных специально этим вопросам [III-64; III-83], нет необходимости повторять этот материал.

В литературе значительно меньше освещен вопрос применения эксергетического метода к термодинамической оптимизации параметров других энергетических систем, связанных не с выработкой, а с потреблением электроэнергии и тепла. Возникающие при этом разнообразные задачи требуют в каждом случае несколько иного подхода (разумеется, при неизменных общих основах методики).

Ниже для иллюстрации возможностей термодинамического анализа подобных систем рассмотрены некоторые примеры его применения для оптимизации параметров компрессорных, холодильных, криогенных установок и их отдельных элементов.

а) Компрессоры

Эксергетическая производительность компрессорной установки N_{ex} , определяемая по формулам (4-7) и (4-7а), позволяет получить обобщенные характеристики этой установки. Такие характеристики дают возможность анализировать (и оптимизировать) энергетические показатели действующих и проектируемых машин, а также сравнивать компрессоры, отличающиеся по конструкции или условиям работы.

Основой энергетической характеристики служит величина расхода мощности на единицу эксергетической производительности (мощности)

$$n = \frac{N_{дв}}{N_{ex}}. \quad (6-3)$$

Нетрудно заметить, что величина n обратна эксергетическому к. п. д. η_e . Значение величины n в отличие от удельной мощности $N = N_{дв}/V$ (где V — количество сжимаемого газа в $\text{м}^3/\text{мин}$) характеризует работу машины с учетом не только количества газа, но и его параметров [VII-44].

Рассмотрим некоторые результаты анализа компрессоров на основе показателя n .

Современный уровень эффективности компрессоров. На рис. 6-16 в координатах n , N_{ex} нанесены точки, соответствующие энергетическим показателям ряда отечественных компрессоров. Специальными знаками обозначены типы компрессоров — центробежные и поршневые — горизонтальные, вертикальные и угловые. На график нанесены также прямые линии, характеризующие некоторый, достигнутый к настоящему времени уровень расхода энергии на единицу эксергетической мощности.

Разброс точек на графике связан с качеством проектирования и изготовления установок, а также с необходимостью унификации и нормализации отдельных узлов и агрегатов. Из графика видно, что для основной массы компрессоров $n=1,5 \div 2$ кВт/квт, что соответствует эксергетическому к. п. д. $\eta_e=0,65 \div 0,5$. Наилучшие энергетические показатели имеют угловые (при $N_{ex}=10 \div 200$ кВт) и центробежные (при

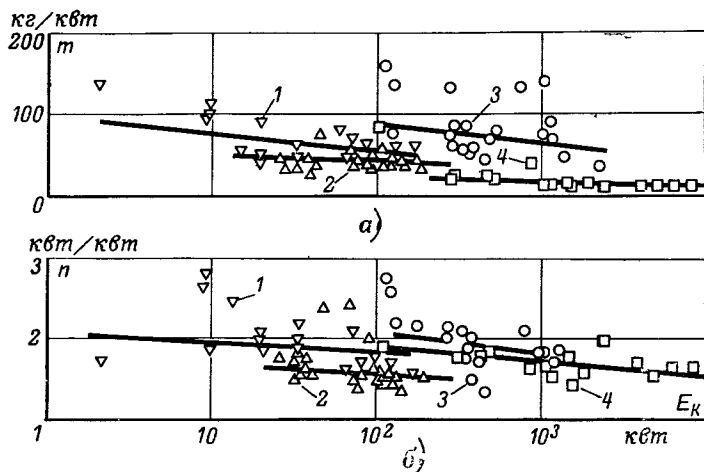


Рис. 6-16. Удельные энергетические (а) и весовые (б) показатели компрессорных машин.

1 — вертикальные и V-образные, 2 — угловые, 3 — горизонтальные и opposed, 4 — центробежные.

$N_{ex} > 200$ кВт) машины, причем разброс показателей для этих компрессоров меньше. Средние показатели вертикальных и V-образных, а также горизонтальных машин несколько хуже.

Всем типам компрессорных машин свойственна общая закономерность, связывающая энергетический показатель эффективности с эксергетической мощностью: чем больше величина N_{ex} , тем меньше n . Такая зависимость определяется масштабным фактором и носит экспоненциальный характер (прямая в полулогарифмических координатах). Она может служить как для оценки энергетической эффективности машин, так и для предварительного расчета расхода электро-энергии.

Показатели вновь проектируемых (или устанавливаемых взамен устаревших) машин должны быть лучше достигнутых к настоящему времени средних для данного типа компрессора. Поэтому соответствующие им точки должны располагаться ниже прямой $n=n(N_{ex})$. С развитием техники прямые усредненных показателей энергетической эффективности компрессорных установок будут располагаться ниже, в пределах

стремясь к некоторому значению n , большему единицы и определяемому только собственными потерями процесса сжатия.

Таким образом, использование усредненных зависимостей n от N_{ex} дает возможность объективно определять, насколько та или иная машина соответствует по энергетическим показателям общему мировому уровню техники в данной области.

Аналогичные зависимости существуют и для других показателей установок — весовых, объемных, показателей трудозатрат и т. д. Например, весовые характеристики определяют-ся величиной

$$m = \frac{G}{N_{ex}}, \text{ кг/квт.} \quad (6-4)$$

На рис. 6-16,б показана зависимость величины m от N_{ex} для тех же машин, что и на графике для n . Общие закономерности в этом случае те же, что и для величин n , и не требуют специальных пояснений. Необходимо только указать, что лучшие машины по энергетическим показателям могут быть худшими по весовым, и наоборот. Сравнительно немногие машины характеризуются одновременно низкими значениями m и n .

При анализе с использованием в качестве критерия производительности величин V или $N_{дв}$ (т. е. зависимости в координатах G/V , V или $G/N_{дв}$, $N_{дв}$) получается значительно меньший разброс точек для данного типа компрессоров и их расположение не соответствует действительному качеству машин. Тем самым вуалируются их качественные различия, причем точки для компрессоров с высокими и низкими весовыми показателями оказываются рядом. Более того, некоторые компрессоры с низкими показателями m имеют величину G/V больше, чем машины с высокими показателями m , и кажутся поэтому технически совершенными, несмотря на высокий удельный расход металла.

Эффективность некоторых типов поршневых компрессоров. Как было отмечено выше, эксергетические характеристики эффективности типа n , m (и аналогичные им) позволяют сравнивать показатели компрессоров независимо от физических свойств сжимаемого газа.

На рис. 6-17 приведены энергетические характеристики ряда поршневых компрессоров различных типов.

Показатели основной массы компрессоров лежат в узкой зоне¹, к которой полностью относятся выводы, сделанные применительно к рис. 6-16. Только этиленовые компрессоры име-

¹ Зона будет еще более узкой, если учесть, что показатели для компрессоров группы I подсчитаны по мощности на валу машины, а для остальных — по потребляемой электрической мощности.

ют существенно худшие показатели. Для выяснения причин низкой эффективности этих машин нужно провести их полный внутренний эксергетический анализ с последующим рассмотрением конструкции и условий работы.

В последние годы выпускается большое количество компрессоров, работающих без смазки цилиндров, причем параметры их работы лежат в довольно широких пределах.

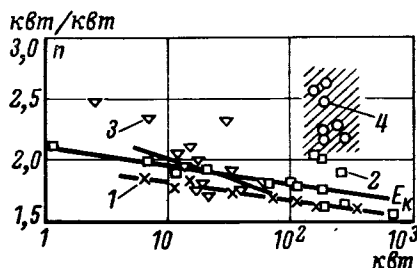


Рис. 6-17. Энергетические характеристики ряда поршневых компрессоров. 1 — воздушные компрессоры по ГОСТ 6791-53, 2 — машины для нефте- и газодобывающей промышленности; 3 — дизель-компрессоры для сжатия воздуха, 4 — этиленовые компрессоры второго каскада

Эксергетические характеристики машин такого типа, выпускаемых в Италии, ЧССР и ГДР, приведены на рис. 6-18. Здесь же дана для сравнения прямая, характеризующая показатели отечественных компрессоров со смазкой цилиндров. Показатель n для компрессоров групп 3 и 4 вычислен по мощности на валу, а для групп 1 и 2 — по потребляемой мощности. Если расчет последних скорректировать

по мощности на валу, то их показатели будут весьма близки к величинам n для отечественных компрессоров. Таким образом, из рис. 6-18 следует что такие компрессоры без смазки цилиндров могут иметь характеристики во всяком случае не хуже, чем машины со смазкой.

Обработка результатов испытаний машин и определение наиболее выгодных режимов эксплуатации. Обобщенный показатель n весьма удобен при обработке результатов испытаний отдельных машин, поскольку можно сравнить эффективность компрессора при работе в различных режимах и тем самым выявить оптимальные условия его эксплуатации. Кроме того, при подробном внутреннем анализе можно выявить причины, вызывающие изменения эффективности, и внести в конструкцию изменения, необходимые для получения высоких результатов при других режимах.

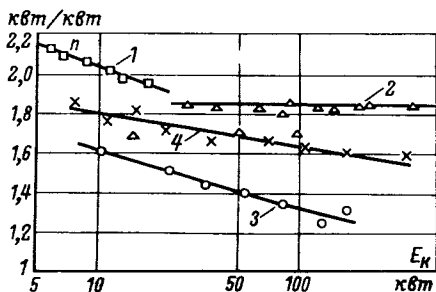


Рис. 6-18. Эффективность компрессоров, работающих без смазки цилиндров. 1 — машины ГДР, 2 — машины Италии; 3 — машины ЧССР (на базе СК), 4 — отечественные компрессоры по ГОСТ 6791-53

Кривые на рис. 6-19 показывают зависимость величины n от эксергетической мощности N_{ex} для нескольких компрессоров, выпускаемых в ФРГ. Величина N_{ex} определялась при давлении нагнетания p_k от 1 до 7 кгс/см².

Характеристики трех из рассматриваемых машин имеют минимумы, соответствующие оптимальным условиям работы

для каждого компрессора: для N2TKO-250 и N3TKO-300 оптимальное давление $p_k = 5$ кгс/см² (N_{ex} равны соответственно 28 и 59 кВт).

Для N2TKO-160 оптимальное значение $p_k = 6$ кгс/см² ($N_{ex} = 13,5$ кВт), а эффективность ниже, чем у первых двух. Компрессор N1TKO-125 работает в этом интервале давлений не в оптимальном режиме. Более

высокий к. п. д. машины может быть достигнут при $p_k > 7$ кгс/см² (при $N_{ex} > 4,5$ кВт). Аналогичные графики могут быть построены в координатах η_e , p_k с обозначением на кривых точек, соответствующих величинам N_{ex} (на графике N_{ex} обозначено как E_k).

Графики зависимости расхода энергии и металлоемкости от эксергетической мощности, построенные на достаточно большом статистическом материале, дают возможность обоснованно планировать потребление энергии и металла независимо от изменений в номенклатуре компрессоров.

Эксергетическая мощность может служить также основой для составления единого унифицированного ряда компрессорных установок.

Эксергетическая мощность может служить также основой для составления единого унифицированного ряда компрессорных установок.

б) Холодильные и криогенные рефрижераторные установки

В современной технике используются холодильные установки, работающие в широком интервале температур — от $T = T_0 - (5 \div 10)$ К до криогенных, обеспечивающих охлаждение на уровне от 120 до 2—4 К. При этом холодопроизводительность в крупных установках умеренного холода достигает нескольких мегаватт, а в криогенных может составлять доли ватта.

Как известно, для общей характеристики производительности холодильных установок необходимы два исходных показателя: величина холодопроизводительности Q и температурный уровень отвода тепла T .

Наличие двух показателей создает трудности при сопоставлении установок с точки зрения их эффективности и техниче-

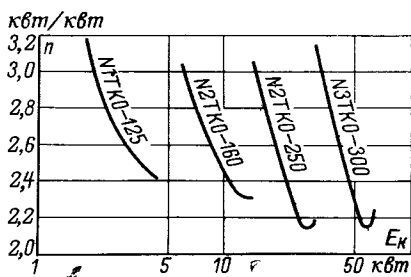


Рис. 6-19. Определение оптимальных режимов работы компрессоров.

ского уровня. В частности, такие показатели, как удельный расход энергии и удельная металлоемкость, определяемые только через величину Q , не могут в общем случае характеризовать совершенство установки, так как они не учитывают качество получаемого холода — температурный уровень T . Сопоставление по этим показателям возможно только в том частном случае, когда температуры, характеризующие величины Q , одинаковы.

Совершенно очевидно, что для объективного сопоставления и оценки эффективности установок целесообразно использо-

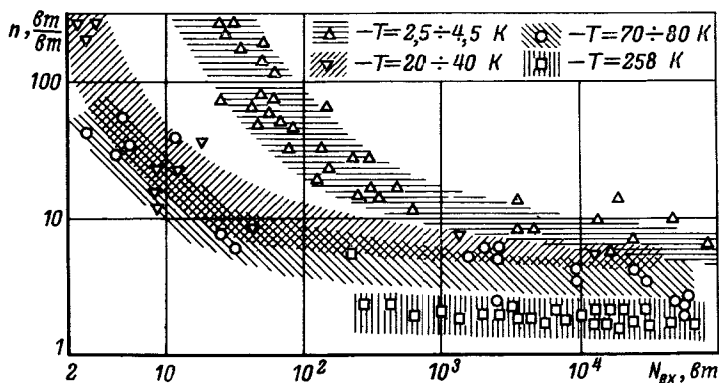


Рис. 6-20. Энергетические показатели холодильных установок, отводящих тепло с различных температурных уровней

вать критерий, однозначно отражающий оба показателя производительности установки. Таким критерием может служить, как и в предыдущем случае, эксергетическая холодопроизводительность (мощность) N_{ex} , которая определяется эксергией отводимых от охлаждаемого объекта тепловых потоков.

Как и для компрессоров, здесь целесообразно использовать в первом приближении для оценки энергетических характеристик величину $n = N_{дв}/N_{ex} = 1/\eta_e$, а для оценки весовых характеристик $m = G/N_{ex}$.

Рассмотрим некоторые возможности анализа холодильных установок по эксергетической оценке производительности и эффективности.

Степень совершенства современных холодильных установок. На рис. 6-20 и 6-21 в координатах N_{ex} , n и N_{ex} , m представлены энергетические и весовые показатели ряда зарубежных рефрижераторных установок, применяемых на температурных уровнях 2,5—80 К, и отечественных установок, в том числе установок умеренного холода [VII-45].

Значения m и n для различных установок должны лежать в зоне, определяемой совершенством осуществляемых циклов. Зона расположения точек, соответствующих различным установкам, имеет сложную форму, отражающую влияние масштабного фактора: более крупные установки имеют лучшие удельные характеристики.

Несмотря на существенные различия в схемах и конструкциях установок, для всех температур вплоть до 20 К значения

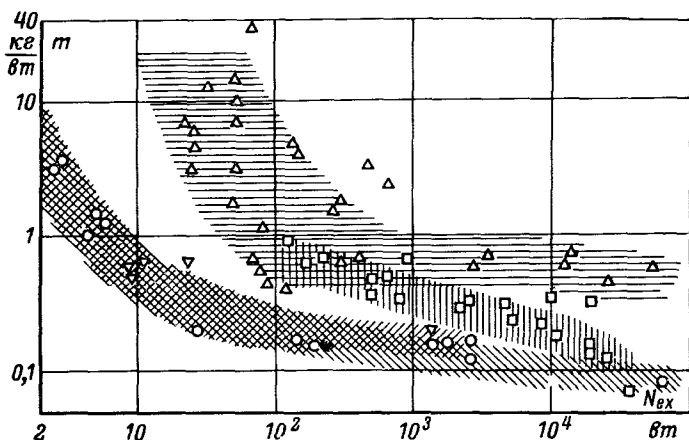


Рис 6 21. Весовые показатели холодильных установок
Условные обозначения те же, что и на рис 6 20

m и n укладываются примерно в одну зону. Только установки, работающие на гелиевом уровне, резко выделяются повышенным расходом энергии и большей удельной металлоемкостью. Это обусловлено значительным ростом влияния потерь, связанным, однако, не столько с эффективностью циклов, сколько с затратой мощности на компенсацию малых теплопритоков и потерь от необратимости вследствие конечной разности температур при теплообмене с криостатируемым объектом. Влияние этих потерь в первом приближении пропорционально величине

$$N_{\text{ц}} = \tau_e \frac{1}{\eta_e}, \quad (6-5)$$

где эксергетический к. п. д. η_e характеризует совершенство реального процесса отвода потока тепла, проникающего в систему через изоляцию. Чем ниже T , тем больше величина $1/\eta_e$.

По этим же причинам установки умеренного холода имеют более благоприятные энергетические показатели. Предварительные расчеты показывают, что при учете теплопритоков

извне показатели всех установок умеренного холода значительно сближаются.

Разброс точек внутри зоны характеризует качество конструирования и уровень технологии изготовления отдельных установок. Большие весовые показатели стационарных установок умеренного холода, очевидно, объясняются тем, что вопросы, связанные с весовыми характеристиками, играют здесь меньшую роль, чем в криогенной технике, а также стремлением унифицировать и нормализовать отдельные узлы и агрегаты.

Таким образом, наряду с эксергетической холодопроизводительностью N_{ex} большое влияние на показатели установок оказывает ряд возмущающих факторов. В частности, к ним относятся потери при теплообмене и качество конструирования. При близких значениях N_{ex} технический уровень установки определяется тем, насколько ее показатели m и n отличаются от средних в зоне, характеризующей современный уровень холодильного оборудования.

С развитием техники значения n и m для установок уменьшаются. Показатель n , в частности, будет стремиться в пределе к некоторому значению, большему единицы, но определяемому только собственными потерями.

Зависимости, приведенные на рис. 6-20 и 6-21, показывают, что в целом для всех типов холодильных установок видна общая закономерность, связывающая энергетические и весовые показатели с эксергетической холодопроизводительностью (мощностью). Это позволяет не только оценить эффективность отдельных установок, рассчитать экономический эффект от замены одной установки другой¹, но дает также возможность научно обоснованно планировать расход энергии, металла, трудозатраты² независимо от номенклатуры установок. Значение имеет только общее количество продукции, выраженное в эксергетических единицах.

Обработка экспериментальных данных. Энергетические характеристики n во многом определяются условиями эксплуатации. Известно, что любая холодильная установка имеет минимальный расход энергии n (максимальный к. п. д. η_e) при работе в определенной зоне температур [IV-57, VII-45]. Графики, показывающие зависимость холодильного коэффициента ϵ (или обратной ему величины K_e) от T , не связаны непосредственно с величиной η_e и не имеют экстремальных точек. Поэтому они не могут показать область, где эффективность установки максимальна

¹ Этот эффект рассчитывается исходя из разности произведений nN_{ex} и mN_{ex} сопоставляемых установок.

² Можно показать, что зависимости, выявленные при анализе по характеристикам n и m , распространяются и на трудозатраты.

Это, разумеется, не означает, что такие графики в какой-то степени дают неверную характеристику установок; просто их назначение состоит в другом — дать необходимую для проектировщика величину расхода энергии для заданных Q и T . Анализ по эксергетической методике, напротив, позволяет выявить зону максимальной эффективности.

Кривые, представленные на рис. 6-22, показывают зависимость удельного расхода энергии для некоторых (выбранных в качестве примера) установок умеренного холода от эксергетической производительности (мощности), определяемой в зависимости от температуры испарения хладагента.

Кривые 1—4 характеризуют фреоновые машины, у которых температура испарения меняется в интервале $-30 < t_{\text{исп}} < +10^\circ\text{C}$; кривые 5 и 6 — аммиачные машины при $-30 < t_{\text{исп}} < 0^\circ\text{C}$ (температура окружающей среды $t_0 = 30^\circ\text{C}$). Лучшие по энергетическим характеристикам установки АК-2ФВ-5/3 и АК-2ФВ-8/4 имеют максимальный к. п. д. $\eta_e = 0,6 \div 0,65$ при $t_{\text{исп}} = 10 \div 15^\circ\text{C}$. Максимальный к. п. д. машин АК-2ФВ-30/15 и АК-4ФУ-60/30 ($\eta_e = 0,47$) достигается при $t_{\text{исп}} = -5^\circ\text{C}$.

Во всех случаях при температурах испарения, превышающих оптимальную, наблюдается резкое уменьшение к. п. д.

Агрегаты АК-2АВ-20/10 и АК-4АУ-40/30 в рассматриваемом диапазоне $t_{\text{исп}}$ работают не в оптимальном для них режиме. Максимальный к. п. д. может быть достигнут при $t_{\text{исп}} > 0^\circ\text{C}$ (на рисунке отмечен стрелками). Несмотря на это, агрегаты АК-2АВ-20/10 и АК-4АУ-40/30 рекомендуются для работы в диапазоне $-30 < t_{\text{исп}} < 0^\circ\text{C}$. Приведенный выше анализ показывает, что такая рекомендация не обоснована.

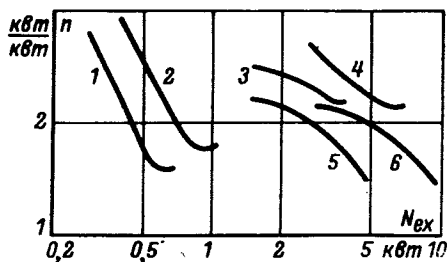


Рис. 6-22. Эффективность установок умеренного охлаждения в зависимости от эксергетической мощности при различных температурах кипения хладагента.

1 — АК-2ФВ-5/3; 2 — АК-2ФВ-8/4;
3 — АК-2ФВ-30/15; 4 — АК-4ФУ-60/30;
5 — АК-2АВ-20/10; 6 — АК-4АУ-40/30.

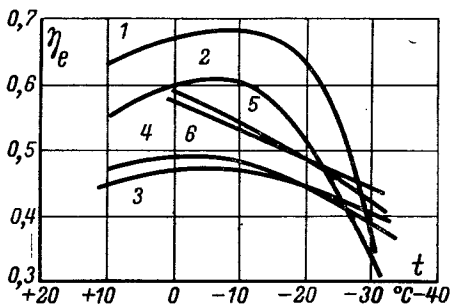


Рис. 6-23. Коэффициент полезного действия холодильных установок в зависимости от температур кипения хладагента.

Условные обозначения те же, что и на рис. 6-22.

Графики, показанные на рис. 6-22, могут быть перестроены в координатах η_e , $t_{исп}$. Тогда зависимость к. п. д. от температуры видна нагляднее, но не видна величина N_{ex} , отражающая влияние производительности. Такой график для тех же установок, что и на рис. 6-22, приведен на рис. 6-23.

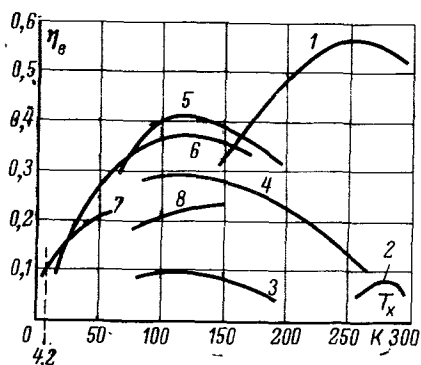


Рис. 6-24. Зависимость η_e от температуры T_x для различных охлаждающих устройств.

Установки умеренного охлаждения: 1 — паровая компрессорная; 2 — полупроводниковая; криогенные рефрижераторы: 3 — азотный дроссельный; 4 — воздушный регенеративный с турбомашинami; 5 — одноступенчатая газовая холодильная машина (Стирлинг—Филиппс); 6 — двухступенчатая газовая холодильная машина; 7 — гелиевый с детандерами; 8 — дроссельный на смесях N_2 + углеводороды

Аналогичные экстремальные зависимости для величин n (или обратных им η_e) носят общий характер и действительны для всех без исключения холодильных установок и тепловых насосов.

В качестве примера на рис. 6-24 приведены графики зависимости η_e от температуры T_x для ряда рефрижераторных систем в широком интервале температур. Такие графики наглядно показывают преимущественные области применения тех или иных рефрижераторных систем¹.

Термодинамическая оптимизация каскадной холодильной установки рассмотрена в [IV-66].

в) Системы многоцелевого назначения

Особое место среди технических систем, с точки зрения их оптимизации, занимают такие, где одновременно выпускается два или несколько продуктов — комплексные или многоцелевые системы. В качестве примера можно привести два вида таких систем — установки для опреснения морской воды и установки для разделения воздуха².

Крупные опреснительные установки в настоящее время обычно сооружаются в едином агрегате с электростанцией, работающей на ядерном или химическом топливе. Они вырабатывают одновременно электроэнергию и пресную воду.

¹ Положение кривых на графиках с ординатами вида n , m , η_e меняется также по мере развития техники. Поэтому такие графики полезны при изучении тенденций развития различных технических систем и прогнозировании.

² ТЭЦ, отпускающие потребителям электроэнергию одновременно с водой и паром, тоже относятся к комплексным системам. Поэтому с термодинамической точки зрения все последующие выводы относятся и к ним.

Таким образом, к. п. д. опреснительной установки может быть представлен в виде формулы

$$\eta_e = \frac{N_{ex}}{E_T} = \frac{N_{эл} + \dot{E}_a + \dot{E}_p}{\dot{E}_T}, \quad (6-6)$$

где $N_{эл}$ — отводимая электрическая мощность; $\dot{E}_a$ — эксергия получаемой пресной воды; $\dot{E}_p$ — эксергия рассола (если он не используется, то $E_p=0$); $\dot{E}_T$ — эксергия топлива.

В качестве окружающей среды в данном случае должна рассматриваться морская вода, служащая исходным продуктом. По отношению к ней пресная вода обладает эксергией e_a , равной минимальной работе извлечения единицы пресной воды из морской воды заданного состава. То же относится и к концентрированному рассолу, эксергия которого e_p вычисляется тем же путем.

Соответствующие расчеты эксергии пресной воды и рассола, величины минимальной работы разделения морской воды, а также данные в виде диаграмм и номограмм приведены в [0-27, III-80]. Величина минимальной работы выделения пресной воды зависит от температуры исходной морской воды и ее солености. Так, при температуре 20°C эта работа составляет 12 кдж/кмоль пресной воды при солености 10‰ и 38 кдж/кмоль при 30‰¹ [III-80]. Интересно отметить, что эти величины существенно ниже минимальной работы выделения компонентов воздуха (для азота и кислорода соответствующие значения составляют 610 и 3940 кдж/кмоль).

Зная эти величины для имеющегося состава морской воды, можно определить значения к. п. д. технической системы опреснения. Термодинамическая оптимизация и сравнение различных вариантов должны проводиться по значениям к. п. д. η_e .

Воздухоразделительные установки выдают в качестве продуктов компоненты воздуха, которые могут различаться не только по составу, но и по давлению, температуре и агрегатному состоянию. Поэтому оценка суммарной производительности, как и в предыдущем случае, может вестись только по величинам эксергии.

Значение к. п. д., по которому должна производиться термодинамическая оптимизация установки, равно:

$$\eta_e = \frac{N_{ex}}{N_{пр}} = \frac{\sum G_i e_i}{N_{пр}}, \quad (6-7)$$

где $N_{пр}$ — мощность привода установки; $\dot{G}_i$ — количество выпускаемого в единицу времени i -го продукта; e_i — эксергия i -го продукта.

¹ Знак ‰ означает 0,001 долю, или 0,1 ‰.

Те продукты, которые не используются, а выпускаются в атмосферу, в формуле (6-7) учитываться не должны.

Аналогичная задача оптимизации применительно к разделению смесей, в частности, смеси этилен—этан рассмотрена в [IV-67].

Таким образом, термодинамическая оптимизация любого комплексного процесса должна в конечном счете сводиться к такому изменению его параметров, которое приводит к максимальному значению его эксергетического к. п. д. (вычисляемого по суммарной эксергии всех полезно используемых продуктов).

В случае комплексных производств значения $m = G/N_{ex}$, $n = N_{дв}/N_{ex}$ и других аналогичных характеристик дало возможность не только определять показатели технического совершенства таких систем, но и производить планирование расхода материала и трудозатрат по укрупненным показателям [VII-40]¹.

г) Оптимизация отдельных параметров холодильных и криогенных установок

Такая оптимизация может проводиться как для установки в целом, так и для отдельных ее элементов. Последний прием используется в том случае, когда изменение параметров данных элементов не вызывает каких-либо существенных изменений (в худшую сторону) в других элементах системы.

Применительно к системам в целом целесообразно использовать графики типа показанных на рис. 6-22—6-24. Пользуясь ими, можно проводить термодинамическую оптимизацию параметров холодильных и криогенных установок. Полученные при различных значениях варьируемых параметров (или при изменениях схемы установки) зависимости η_e от T_x или N_{ex} покажут не только их оптимальные величины, но и область температур, где они наиболее действительны. Оптимизация может вестись как путем вариантных расчетов, так и по приближенным аналитическим зависимостям.

Оптимизация установки при условии постоянства температуры T_x дает существенно меньший результат, так как изменение, не выгодное или мало выгодное в одной области температур, может оказаться весьма полезным в другой области².

¹ Подробнее об этом сказано в гл. 7.

² В этом случае оптимизация может вестись и по величине холодильного коэффициента ε , так как он при постоянном значении T_x прямо пропорционален величине η_e . Это положение действительно, разумеется, в том случае, если установка приводится в действие за счет энергии, параметры которой неизменны. Если они меняются (например, параметры пара в парожекторной установке), то оптимизация может проводиться только по η_e .

Если система многоцелевая, то оптимизация должна вестись только по к. п. д. η_e , в числитель которого входит суммарная величина ΣN_{ex} , взятая по всем полезным продуктам

Методы оптимизации отдельных элементов низкотемпературных и других систем весьма разнообразны; в конечном счете они сводятся к уменьшению потерь от необратимости при данных затратах эксергии или, что то же самое, к увеличению η_e посредством таких изменений, которые не могут ухудшить показателей других частей системы.

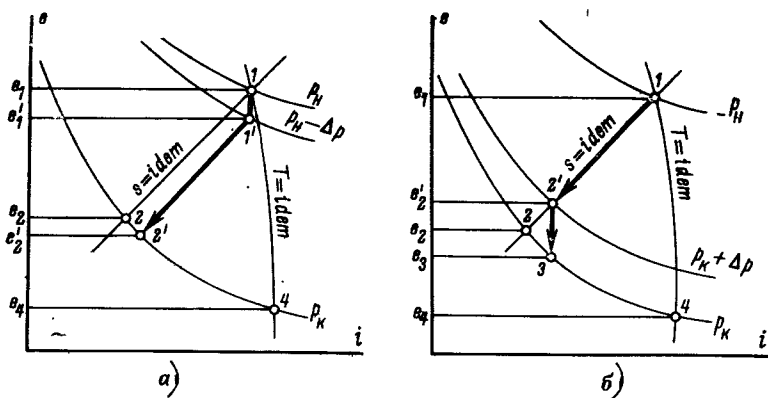


Рис. 6-25. Процессы в детандере.

a — с учетом сопротивления впускного клапана; *б* — с учетом сопротивления выпускного клапана.

В качестве примера такой частной задачи можно рассмотреть вопрос об уменьшении потерь от сопротивления клапанов в поршневой расширительной машине (детандере). Эти потери, как показывает термодинамический анализ, составляют весьма значительную долю всех потерь в машине (до 25%) [IV-50].

Основной путь снижения этих потерь — увеличение проходных сечений, что связано с увеличением диаметров клапанов; однако такое увеличение ограничено размерами крышки цилиндра. В связи с этим возникает вопрос — как распределить имеющуюся площадь между впускным и выпускным клапанами, чтобы суммарная потеря от Δp была наименьшей.

На рис. 6-25 в e, i -диаграмме представлен процесс в детандере с учетом сопротивлений клапанов. Чтобы исключить влияние других потерь, процесс расширения (исключая соответствующий клапан) рассматривается как идеальный — изэнтропийный. Процесс в клапане (как на рис. 6-25, *a*, так и на рис. 6-26, *б*) идет по линии $i = idem$ (дресселирование).

Из рис. 6-25,а видно, что потери эксергии в детандере из-за сопротивлений во впускном клапане можно определить по формуле

$$d_{\text{вп}} = \nabla e_{2,4} - \nabla e_{2',4}. \quad (6-8)$$

Аналогично для выпускного клапана

$$d_{\text{вып}} = \nabla e_{2-4} - \nabla e_{3-4}. \quad (6-9)$$

Поскольку отклонения свойств газа от идеального газа с точки зрения условий работы клапанов детандера несущественны, используем формулу для эксергии потока идеального газа, выраженной через давление и температуру, а именно,

$$e = c_p(T - T_0) - T_0 \left(c_p \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{p}{p_0} \right). \quad (6-10)$$

Подставляя в (6-8) значения e в точках 2, 2', выраженные через параметры уравнения (6-10), получаем:

$$d_{\text{вп}} = c_p(T_2 - T'_2) - T_0 c_p \left(\ln \frac{T_2}{T_0} - \ln \frac{T'_2}{T_0} \right). \quad (6-11)$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_{\kappa}}{p_{\text{н}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad \text{и} \quad T'_2 = T'_1 \left(\frac{p_{\kappa}}{p_{\text{н}} - \Delta p} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

окончательно получим

$$d_{\text{вп}} = c_p T_1 \left[\left(\frac{p_{\kappa}}{p_{\text{н}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} - \left(\frac{p_{\kappa}}{p_{\text{н}} - \Delta p} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] - T_0 c_p \left(\frac{p_{\text{н}} - \Delta p}{p_{\text{н}}} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (6-12)$$

Уравнение (6-12) показывает (для единицы массы газа) зависимость потерь от сопротивления впускного клапана Δp при данных $p_{\text{н}}$ и p_{κ} .

Аналогично для выпускного клапана получим:

$$d_{\text{вып}} = c_p T_1 \left[\left(\frac{p_{\kappa}}{p_{\text{н}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} - \left(\frac{p_{\kappa} + \Delta p}{p_{\text{н}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] - c_p T_0 \ln \left(\frac{p_{\kappa}}{p_{\kappa} + \Delta p} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (6-13)$$

Чтобы определить, в каком случае потеря больше (при одинаковых значениях Δp), преобразуем уравнение (6-12) к виду

$$d_{\text{вп}} = c_p T_1 \left(\frac{p_{\kappa}}{p_{\text{н}}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left\{ 1 - \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\Delta p}{p_{\text{н}}} \right)^n \right] \right\} - c_p T_0 \frac{k-1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\Delta p}{p_{\text{н}}} \right)^n. \quad (6-12a)$$

Учитывая только первые члены рядов, находим:

$$d_{вп} = c_p T_0 \frac{k-1}{k} \frac{\Delta p}{p_n} - c_p T_1 \left(\frac{p_k}{p_n} \right)^{\frac{k-1}{k}} \frac{\Delta p}{p_n}. \quad (6-14)$$

Аналогично преобразуем уравнение (6-13):

$$d_{вып} = c_p T_0 \frac{k'-1}{k} \frac{\Delta p}{p_k} - c_p T_1 \frac{k-1}{k} \left(\frac{p_k}{p_n} \right)^{\frac{k-1}{k}} \frac{\Delta p}{p_k}. \quad (6-15)$$

Вычитая значение $d_{вп}$ из $d_{вып}$, получаем:

$$d_{вып} - d_{вп} = \frac{k-1}{k} c_p \Delta p \left\{ T_0 \left(\frac{1}{p_k} - \frac{1}{p_n} \right) + \right. \\ \left. + \frac{T_1}{p_n} \left(\frac{p_k}{p_n} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left[1 - \left(\frac{p_k}{p_n} \right)^{\frac{k+2}{k}} \right] \right\}. \quad (6-16)$$

Поскольку $p_n > p_k$, то всегда $d_{вып} > d_{вп}$. На практике, несмотря на то что Δp впускного клапана всегда существенно больше, чем выпускного, потери, связанные с дросселированием в нем, намного меньше, чем для выпускного клапана.

На рис. 6-26 показана зависимость потерь от сопротивлений в клапанах для различных значений Δp . Из графика видно, что при прочих равных условиях влияние Δp выпускного клапана на потери в 6—7 раз больше. Чем значительнее p_n отличается от p_k , тем эта разница существеннее. Указанные зависимости подтверждаются экспериментальными данными. Пользуясь уравнениями (6-14) и (6-15) и зависимостями, связывающими значения Δp с геометрическими размерами клапанов, всегда можно подобрать такие их размеры, чтобы суммарная величина потерь $d_{вп} + d_{вып}$ была минимальной.

Те же соображения относятся и к клапанам компрессоров, только *впускному* клапану детандера соответствует *нагнетательный* клапан компрессора, а *выпускному* — *всасывающий*. Так как направления тока газа у детандера и компрессора противоположны, у компрессора $p_n < p_k$.

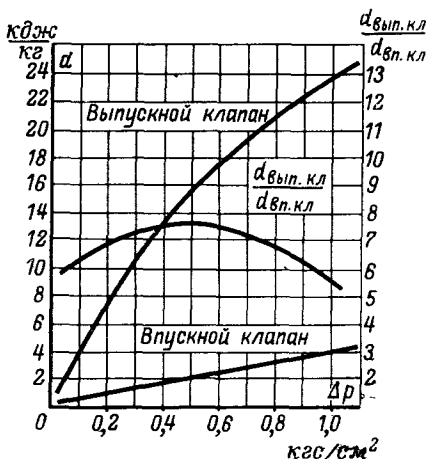


Рис. 6-26. Зависимость потерь в детандере от сопротивления клапанов при $p_{нач} = 12 \text{ кгс/см}^2$ и $p_{кон} = 1,5 \text{ кгс/см}^2$.

Другим примером оптимизации отдельных элементов (участков) системы может служить определение наиболее выгодного распределения разности температур в теплообменнике криогенной установки.

В теплообменных аппаратах криогенных установок (в отличие от тепловых) значение τ_e даже при сравнительно небольших температурных интервалах работы меняется очень значительно. Это видно, если сравнить, например, значения τ_e для двух теплообменников: одного, работающего в интервале 100—200 К и другого — в интервале 500—600 К. В первом случае τ_e будет меняться от -2 до $-0,5$, т. е. в 4 раза, а во втором — от 0,4 до 0,5, или всего на 20%.

Из формулы (5-25) непосредственно следует, что потери, приходящиеся на 1 град разности температур в криогенном теплообменнике, на холодном конце будут в 4 раза больше, чем на теплом. В то же время во втором теплообменнике эта разница будет невелика.

В связи с этим при разработке низкотемпературных систем возникает необходимость определения оптимального распределения ΔT в теплообменниках¹. Очевидно, что чем ниже температура, тем ΔT должно быть меньше; но каков должен быть закон изменения ΔT , чтобы потери были минимальными?

Как было показано ранее, зависимость внутренних потерь в теплообменнике D_i от конечной разности температур определяется суммированием произведений $\Delta \tau_e$ на элементарные количества тепла dq^* . Обозначив через T_m температуру прямого потока и T_n — температуру обратного потока, получим для элементарного отрезка

$$\delta d = \Delta \tau_e dq = \left(\frac{T_m - T_0}{T_m} - \frac{T_n - T_0}{T_n} \right) dq,$$

а для теплообменника в целом

$$D_i = T_0 \int_{T_{n,1}}^{T_{n,k}} \frac{\Delta T_{m-n}}{T_n (T_n + \Delta T_{m-n})} dq. \quad (6-17)$$

Поскольку $dq = c_p dT_n G_n$, то

$$D_i = T_0 \int_{T_{n,1}}^{T_{n,k}} \frac{c_p G_n \Delta T_{m-n}}{T_n (T_n + \Delta T_{m-n})} dT_n. \quad (6-18)$$

¹ Обеспечение различного закона изменения ΔT вдоль теплообменника может производиться как изменением весовых соотношений прямого и обратного потоков, так и введением промежуточного охлаждения или нагрева [IV-45].

* Здесь можно использовать знак d вместо δ , так как в условиях рассматриваемой задачи элементарное количество тепла $\delta q = di$

Задача, таким образом, сводится к нахождению минимума функционала в формуле (6-18), т. е. такой функции $\Delta T_{m-n} = \Delta T_{m-n}(T_n)$, которая приводит к минимуму интеграл в выражении (6-18) при заданном условии — постоянной поверхности теплообмена F .

Рассмотрим предварительно, каким может быть характер функциональной зависимости от T_n величин, входящих в числитель выражения (6-18).

Значение c_p определяется физическими свойствами рабочего тела и в первом приближении может быть принято постоянным в рабочем интервале температур и давлений. Величина G_n может изменяться по-разному в зависимости от построения процесса в системе, связанной с теплообменником. Наибольший практический интерес представляют два случая — с постоянным G_n и переменным G_n (с уменьшением к холодному концу по закону, который в первом приближении может быть принят линейным) [IV-45].

Применительно к первому случаю анализ провел П. Грасман [VI-6]. Искомая функция, при которой поверхность теплообменника F минимальна, имеет вид:

$$\Delta T_{m-n} = b T_n.$$

Коэффициент пропорциональности в этой формуле имеет вид:

$$b = \frac{G_n c_p \ln \frac{T_{n,h}}{T_{n,l}}}{kF},$$

где k — коэффициент теплопередачи; $T_{n,h}$, $T_{n,l}$ — температуры потока n на теплом и холодном концах теплообменника.

Для второго случая, при линейной зависимости G_n от T_n , $G_n = \gamma T_n + g$ (где γ и g — постоянные), интеграл (6-18) после подстановки имеет вид:

$$D_i = c_p T_0 \int_{T_{n,l}}^{T_{n,h}} \frac{\Delta T_{m-n} (\gamma T_n + g)}{(T_n + \Delta T_{m-n}) T_n} dT_n. \quad (6-19)$$

Искомой является, следовательно, функция $\Delta T_{m-n} = \Delta T_{m-n}(T_n)$, приводящая к минимуму функционал

$$\int_{T_{n,l}}^{T_{n,h}} \frac{\Delta T_{m-n} (\gamma T_n + g)}{(T_n + \Delta T_{m-n}) T_n} dT_n. \quad (6-19a)$$

Решение этой задачи [IV-62] дает тоже линейную зависимость, но коэффициент b будет другим, и

$$\Delta T_{m-n} = T_n \frac{c_p \left[\gamma (T_{n,h} - T_{n,l}) + g \ln \frac{T_{n,h}}{T_{n,l}} \right]}{kF}. \quad (6-20)$$

Таким образом, нужно стремиться организовать процесс в низкотемпературных теплообменниках так, чтобы ΔT между потоками линейно возрастало к теплomu концу.

Впервые такую зависимость в расчетную практику ввел П. Л. Капица [IV-65].

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ЭКСЕРГИИ

7-1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Термодинамический анализ и оптимизация систем и процессов в них, проводимые посредством эксергетического метода, позволяют решить целый ряд практически важных задач, возникающих в различных отраслях техники.

Вместе с тем нужно учитывать тот факт, что любой анализ систем, основанный на чисто термодинамических методах, связан с определенными принципиальными ограничениями. Природа этих ограничений определяется тем, что термодинамический анализ оперирует только *затратами и потерями эксергии*, в то время как для окончательной оценки того или иного технического решения необходим учет *затрат всех видов*. Для этой цели необходим технико-экономический анализ, который в конечном счете опирается на расчет *общественно необходимых затрат* и должен вести к экономии *человеческого труда*.

При разработке и усовершенствовании подавляющего большинства технических систем и решений связанных с этим задач технико-экономический анализ является определяющим. Хотя термодинамический анализ и играет весьма существенную фундаментальную роль, определяя границы технически возможных решений (особенно, на начальных стадиях исследования), однако окончательное решение всегда опирается на экономические оценки эффективности.

В ряде частных случаев, как было показано в предыдущей главе, результаты исследований, проведенных со столь различных позиций, оказываются совершенно одинаковыми — термодинамический оптимум не отличается от экономического. Такое совпадение результатов объясняется тем, что изменение параметров системы в пределах, необходимых для термодинамической оптимизации данного параметра (и, следовательно, для уменьшения связанных с ним энергетических затрат) не изменяет (или изменяет несущественно) другие виды затрат.

Однако в общем случае такое совпадение не обязательно; более того, в большинстве систем (особенно в сложных систе-

мах) рекомендации, получаемые в результате термодинамического и технико-экономического анализа, *существенно различаются*.

Классическим и наиболее элементарным примером такого противоречия в выводах может служить теплообменный аппарат. Действительно, с термодинамической точки зрения нужно стремиться к снижению $\Delta T_{\min}$ до величины, близкой к нулю; в этом случае потеря эксергии при теплопередаче будет минимальной, а к. п. д. наибольшим. Однако в этом случае величина необходимой поверхности F при заданной тепловой нагрузке Q будет в соответствии с формулой

$$Q = kF\Delta T$$

стремиться к бесконечности, так же как и стоимость самого аппарата. Естественно, что экономический оптимум (минимальные суммарные приведенные затраты ΣZ) наступит при значении ΔT , весьма далеком от нуля, когда выигрыш в энергетических затратах $S_{\text{эн}}$ не будет «задавлен» капитальными затратами $S_{\text{п}}$ на теплообменник. Эта зависимость наглядно представлена на рис. 7-1.

Положение минимума на кривой ΣZ зависит также от *внешних условий* — соотношений стоимости энергии и оборудования.

Чем дешевле энергия по сравнению с оборудованием, тем правее (в сторону больших ΔT) будет сдвинут минимум ΣZ .

Стоимость теплообменного (так же как и другого) оборудования не всегда растет при улучшении его технологических характеристик; это верно только для данной, определенной конструкции. Переход к новому, более совершенному методу или устройству часто приводит к уменьшению капитальных затрат при тех же (или даже лучших) энергетических показателях. Тогда новая кривая $S_{\text{п}}$ пройдет ниже и оптимум по ΣZ сдвинется влево. Примером такого качественного скачка может служить переход в низкотемпературной технике от трубчатых теплообменников к более эффективным аппаратам с развитой поверхностью или к регенераторам (в частности, при разделении воздуха). Во всех случаях к. п. д. системы, в данном случае теплообменника, отвечающий минимуму приведенных затрат, будет меньше максимально достижимого. Чем выше доля постоянных затрат, тем ниже будет величина наиболее экономически целесообразного к. п. д. Такой опти-

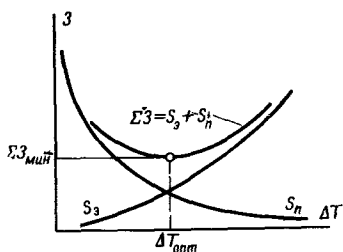


Рис. 7-1. Зависимость затрат Z на теплообменную установку от минимальной разности температур между потоками.

мальный к. п. д. является важным технико-экономическим показателем обобщающего характера.

Этот простой пример показывает, что связи между термодинамическими и экономическими величинами в общем случае могут иметь весьма сложный вид, причем для постоянных затрат их характер иной, чем для переменных (в частности, энергетических затрат). Однако в технических системах преобразования энергии эти связи носят объективный характер. Их установление может существенно облегчить технико-экономический анализ систем, действие которых связано с энергетическими превращениями, исследуемыми термодинамикой. Эксергетический метод дает наибольшие возможности выявления таких связей.

Применительно к задачам технико-экономического анализа главной практически важной особенностью эксергии является возможность ее использования как качественной характеристики потока энергии и рабочего тела. С этой точки зрения метод анализа, основанный на учете количеств энергии (например, так называемый физический метод распределения затрат на ТЭЦ между электроэнергией и теплом), можно рассматривать как частный случай эксергетического, когда информация о качестве продукта или потока энергии не учитывается.

Применительно к технико-экономическому анализу все технические системы преобразования энергии можно разделить на три основные группы.

Первая группа. Системы, в которых внешний обмен энергией происходит в виде механической или электрической энергии, т. е. форм, не характеризующихся энтропией, при которых эксергия и энергия одинаковы. В этом случае технико-экономический анализ может опираться на энергетические характеристики; примером таких систем служат электромеханический генератор, электродвигатель, трансформатор, механический редуктор и т. д.

Вторая группа. Системы, в которых как подводимые исходные материалы и энергия, так и единственный отводимый продукт могут характеризоваться энтропией и иметь различную эксергию. В таких системах связанные с эксергией качественные характеристики в процессе оптимизации не меняются.

В этом случае оптимум определяется по минимальным приведенным затратам на единицу продукта (в виде вещества или энергии любого вида). Эксергия здесь для решения экономических задач также не требуется. К таким системам относятся, например, агрегаты разделения воздуха с получением одного продукта (кислорода или азота), котельные, предназначенные для получения пара определенных параметров, конденсационные электростанции и т. д.

Третья группа. Системы, в которых получается либо один продукт с меняющейся при оптимизации качественной характеристикой, либо несколько продуктов с различными качественными характеристиками. В этом случае использование эксергии необходимо, так как технико-экономическая оптимизация и оценка системы невозможны без сведения всех необходимых количественных и качественных характеристик к единому показателю.

Вопросам экономического анализа в сочетании с термодинамическим посвящено значительное количество работ как частного, так и обобщающего характера¹. Большая их часть вышла в ГДР, Польше, Советском Союзе и ФРГ. В последнее время работы по технико-экономическому анализу на основе термодинамического появились и в США применительно главным образом к установкам для опреснения морской воды и одновременного производства электроэнергии. По предложению американских исследователей Р. Эванса и М. Трайбуса [VII-4] это направление экономических исследований названо «термoeкономикой».

Термoeкономический подход основан на учете связей между эксергетическими и экономическими показателями, которые в общем случае носят корреляционный характер с разным коэффициентом тесноты. Для некоторых характеристик однородных систем коэффициент тесноты может приближаться к единице и корреляционная зависимость — переходить в функциональную. При анализе этих зависимостей эксергетическая мощность N_{ex} как основная характеристика результатов работы технической системы в общем случае оказывается недостаточной.

При термoeкономическом анализе возникает необходимость принимать во внимание некоторые особенности реальных технических процессов. Эти особенности можно учесть посредством приведенной мощности $N_{пр} = N_{ex}k(\varphi, \mu, \psi)$. Здесь k — коэффициент, зависящий от термодинамической (φ), технологической (μ) и масштабной (ψ) специфики технической системы.

При использовании приведенной производительности $N_{пр}$ основные технические показатели системы — энергетические ($\mathcal{E}$), весовые (G), объемные (V) — при пересчете на удельные характеристики типа $\varepsilon = \mathcal{E}/N_{пр}$, $g = G/N_{пр}$, $v = V/N_{пр}$ дают более четкие зависимости, чем подсчитанные по N_{ex} .

Применение термoeкономических показателей, основанных на $N_{пр}$, позволяет в более широком масштабе, чем на основе термодинамической характеристики N_{ex} , проводить сравнение технико-экономического совершенства установок, определение

¹ Список этих работ дан в разделе VII библиографии, помещенной в конце книги.

оптимального к. п. д. системы, распределение затрат по продуктам в комбинированном производстве, а также прогнозирование, обработку результатов испытаний, определение оптимальных условий эксплуатации и др.

Затраты на изготовление установки и ее эксплуатацию также зависят от $N_{\text{пр}}$. Термоэкономической характеристикой служат и удельные приведенные затраты $z = Z/N_{\text{пр}}$, где Z — суммарные приведенные затраты.

При переходе от термодинамических к термоэкономическим расчетам необходимо также учитывать, что неэквивалентность эксергии и ее потерь на различных участках процесса, показанная в гл. 4, усиливается, поскольку наряду с термодинамическими факторами на «ценности» эксергии сказываются и экономические затраты всех видов. Наиболее наглядно это можно представить посредством совмещенных диаграмм термодинамических и стоимостных показателей. Такие диаграммы могут быть названы термоэкономическими диаграммами потоков.

7-2. ТЕРМОЭКОНОМИЧЕСКИЕ ДИАГРАММЫ ПОТОКОВ

В общем случае с позиций системно-структурного подхода анализируемая система представляет собой комплекс взаимосвязанных элементов (участков), в каждом из которых происходят «входящие в его обязанности» преобразования энергии. Эти преобразования сопровождаются определенными экономическими затратами.

Каждый элемент (или участок) системы может быть выделен для исследования, если известны (или могут быть определены) количественные характеристики всех потоков эксергии и затрат, проходящие через входное и выходное сечения ограничивающей его контрольной поверхности¹.

Связи между элементами (участками) могут быть различными; в общем случае изменения эффективности в одном элементе (например, изменения к. п. д. η_e) приводят к изменениям эффективности других связанных с ним элементов.

Группы элементов процесса для удобства анализа могут быть объединены в зоны, каждая из которых обладает относительной самостоятельностью в рамках системы. Изменения эффективности (например, меняющие величину к. п. д. η_e) в одной зоне не отражаются на эффективности других зон; они могут привести только к тому, что в других зонах изменятся масштабные факторы или параметры, не влияющие существенно на их эффективность.

Разбивка сложного процесса на зоны и элементы (участки) определяется в каждом случае целесообразностью с точ-

¹ В гл. 4 и 5 аналогичное исследование проводилось только в термодинамическом плане, без привлечения экономических показателей

ки зрения термоэкономического анализа; однако приведенные выше условия должны соблюдаться.

На рис. 7-2 приведены для примера схемы разделения на зоны процессов на тепловой электростанции (а), комплексной опреснительной (б) и воздухоразделительной установках (в). На тепловой электростанции в качестве двух относительно автономных зон могут быть выделены котельный агрегат и

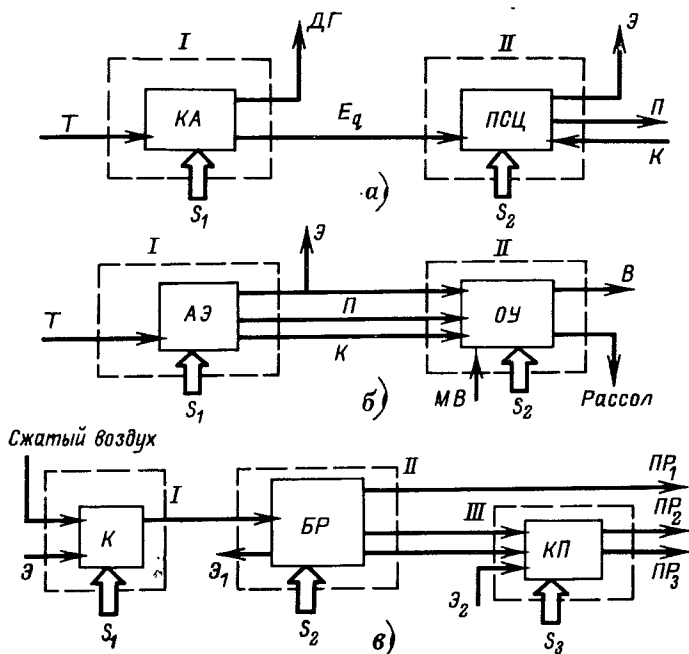


Рис. 7-2. Схемы разделения на зоны тепловой электростанции (а), атомной двухцелевой опреснительной установки (б), установки разделения воздуха (в).

S_1, S_2, S_3 — неэнергетические затраты соответственно в зонах I, II, III; Т — топливо; Э — электроэнергия; П — пар; К — конденсат; В — вода; МВ — морская вода; ДГ — дымовые газы; ПР — продукты разделения; КА — котельный агрегат; ПСЦ — паросильный цикл; АЭ — атомная электростанция; ОУ — опреснительная установка; К — воздушный компрессор; БР — блок разделения; КП — компрессоры продукта.

паросилового цикла. Первый превращает химическую эксергию топлива в эксергию теплового потока, отдаваемого во вторую зону рабочему телу — пару. Второй превращает этот тепловой поток посредством парового цикла в механическую, а затем и в электрическую энергию, выдавая одновременно некоторое количество пара или горячей воды внешнему потребителю.

Каждая зона относительно автономна, и параметры процессов в ней независимы от изменений параметров другой зо-

ны, однако эффективность процесса во всей системе при изменении параметров любой зоны, естественно, изменится. Например, повышение начальных параметров пара во второй зоне увеличит эффективность системы в целом, но параметры процессов сжигания топлива и их к. п. д. не изменятся.

Каждая зона может быть разделена при анализе на участки. Например, во второй зоне могут быть выделены в отдельные участки подогреватели питательной воды, пароперегреватели, турбина и т. д.

На рис. 7-2,б показана схема разделения на зоны двухцелевой опреснительно-энергетической системы, вырабатывающей одновременно электроэнергию $\mathcal{E}$ для внешнего потребителя и пресную воду B . Атомная электростанция, относящаяся к зоне I , получает ядерное топливо T и выдает электроэнергию и пар Π , питающий опреснительную установку во второй зоне. Конденсат K возвращается в первую зону. Суммарные затраты $\mathcal{Z}_1$ в зоне I обозначены белой стрелкой. В зону II поступают пар и морская вода MB с эксергией, равной нулю, выходят из нее пресная вода, рассол и конденсат. Суммарные затраты в зоне II составляют $\mathcal{Z}_2$.

Так же как и в предыдущем случае внутри каждой зоны могут быть выделены отдельные участки (элементы), все параметры на границах которых известны. Аналогичная схема процесса комплексного разделения воздуха представлена на рис. 7-2,в. Зона I включает в себя воздушный компрессор с относящимся к нему оборудованием. В зону поступает атмосферный воздух, эксергия которого (так же, как в предыдущем примере эксергия морской воды) равна нулю, электроэнергия $\mathcal{E}_1$ и соответствующие затраты $\mathcal{Z}_1$. Продукцией зоны является сжатый воздух, служащий исходным продуктом для зоны II , включающей в себя блок разделения воздуха $БР$. В этой зоне воздух разделяется на продукты разделения $ПР$, причем за счет расширения некоторой его части в сеть возвращается энергия $\mathcal{E}' < \mathcal{E}$. Затраты составляют в этой зоне величину $\mathcal{Z}_2$. Наконец, в зоне III два продукта разделения $ПР_1$ и $ПР_2$ сжимаются до давления, необходимого для потребителя; на сжатие расходуется электроэнергия $\mathcal{Z}_3$; связанные с этим процессом затраты имеют величину $\mathcal{Z}_3$.

В каждой зоне могут быть выделены необходимые для более подробного анализа участки; например, в блоке разделения теплообменники (регенераторы), разделительная колонна и т. д.

«Функциональные» схемы типа показанной на рис. 7-2 пригодны только для того, чтобы качественно показать материальные и энергетические потоки, поступающие и выходящие из зон, а также ту часть общих затрат, которая не связана с этими потоками — неэнергетические затраты. Между тем для полного технико-экономического анализа необходимо знать и

затраты, которые включают в себя стоимость потоков вещества и энергии (энергетические затраты). Для этой цели служит совмещенная диаграмма энергетических и стоимостных показателей [VII-39].

Во всех процессах, подвергаемых термозкономическому анализу, целесообразно разделять энергетические и неэнергетические затраты, поскольку первые непосредственно связаны с термодинамическими характеристиками как системы в целом, так и ее зон и участков.

Неэнергетические затраты также связаны с термодинамическими параметрами, но характер этих связей значительно более сложен; соответствующие зависимости в аналитической или какой-либо другой форме могут быть получены для каждого вида систем.

Для любого энергетического процесса или его участка суммарные приведенные затраты могут быть записаны так:

$$\Sigma Z = E_n K + C, \quad (7-1)$$

где E_n — нормативный коэффициент эффективности капиталовложений; K — суммарные капиталовложения; C — эксплуатационные затраты, определяемые по уравнению

$$C = mK + \Sigma S_{эн} + S_0. \quad (7-2)$$

Здесь m — коэффициент, учитывающий отчисления на амортизацию и текущий ремонт; $\Sigma S_{эн}$ — затраты на энергию и перерабатываемые материалы (сырье, топливо); S_0 — затраты на обслуживание, ремонт, накладные расходы (постоянная составляющая эксплуатационных затрат).

Объединяя уравнения (7-1) и (7-2), получаем:

$$\Sigma Z = E_n K + mK + \Sigma S_{эн} + S_0. \quad (7-3)$$

Все составляющие приведенных затрат, входящих в уравнение (7-3), можно разделить на две группы.

1. Суммарная переменная часть приведенных затрат (энергетические затраты) $\Sigma S_{эн}$

$$\Sigma S_{эн} = p_{зам} E + p_m M, \quad (7-4a)$$

где $p_{зам}$ — средневзвешенные замыкающие затраты на единицу эксергии; E — расход эксергии на процесс; p_m — удельные затраты на перерабатываемые материалы (сырье, топливо); M — расход перерабатываемых материалов.

Энергетические затраты, непосредственно связанные с термодинамическими характеристиками системы, включают стоимость всех потоков вещества и энергии, поступающих в систему.

2. Суммарная постоянная часть приведенных затрат (неэнергетические затраты):

$$\Sigma S_{\text{пост}} = E_n K + mK + S_0. \quad (7-46)$$

Неэнергетические затраты состоят из отчислений капиталовложений и трудовых затрат на эксплуатацию установки. Эти затраты тоже связаны с термодинамическими показателями, но связи в этом случае более сложны. Характер этих связей у членов формулы (7-4) существенно различен. Зависимость двух первых членов от термодинамических характеристик объясняется тем, что капитальные затраты в значительной степени определяются как величиной к. п. д. η_e процессов в системе, так и масштабным фактором — приведенной производительностью. Величина S_0 , напротив, слабо связана с величинами η_e , N_{ex} и другими термодинамическими параметрами. Кроме того, на характер связей влияют закономерные и случайные факторы, изменяющиеся в ходе развития техники.

Таким образом, приведенные затраты могут быть представлены в виде суммы

$$\Sigma Z = \Sigma S_{\text{эн}} + \Sigma S_{\text{пост}}. \quad (7-4в)$$

Построение термоэкономических диаграмм может служить важным вспомогательным инструментом термоэкономического анализа. За основу при этом принимается диаграмма потоков эксергии Грассмана, дополненная диаграммой приведенных или эксплуатационных затрат.

Как было показано выше, одной из термоэкономических характеристик процесса служит величина удельных приведенных затрат z_i на единицу эксергии.

Рассмотрим изменение z_i на примере системы из последовательно соединенных участков с независимыми к. п. д.

Термоэкономическая диаграмма для такой системы представлена на рис. 7-3.

Диаграмма Грассмана, отражающая измерение эксергии по участкам процесса, показана сверху (диаграмма на рис. 7-3,а). Диаграмма, показанная на рис. 7-3,б, строится для затрат аналогично диаграмме потоков эксергии. Энергетические затраты представлены полосой под линией ab , неэнергетические — над ab . В каждом участке преобразования энергии неэнергетические затраты вырастают скачком, определяемым дополнительными затратами на оборудование в этом участке. В частном случае стоимостная диаграмма может отражать только эксплуатационные затраты. Тогда возрастание неэнергетических затрат будет определяться только амортизационными отчислениями на оборудование.

Третья диаграмма (рис. 7-3,в) связывает первую и вторую диаграммы. Для этого определяется частное от деления шири-

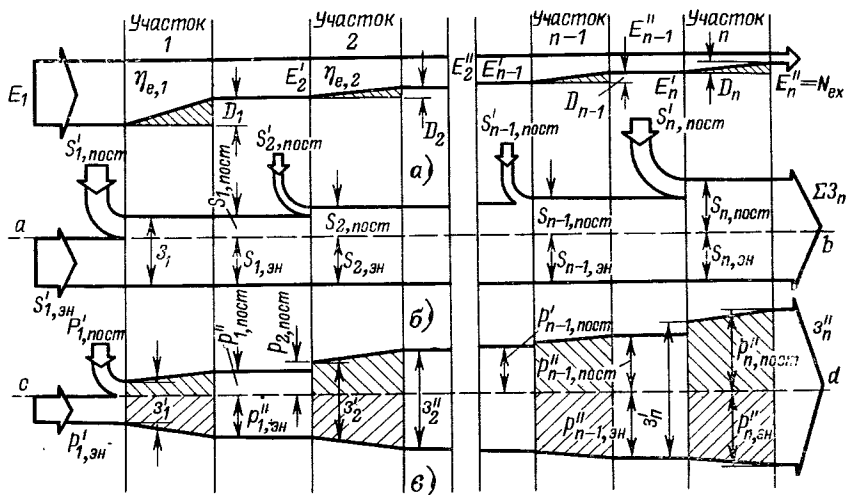


Рис. 7-3. Совместная диаграмма энергетических и стоимостных показателей. а — эксергетическая диаграмма потоков; б — диаграмма стоимости; в — диаграмма удельной стоимости энергии.

ны полосы второй (стоимостной) диаграммы на ширину полосы первой (эксергетической), т. е. удельные приведенные затраты или, в частном случае, себестоимость единицы эксергии в соответствующем сечении. Величина удельных приведенных затрат (себестоимость) для i -го сечения может быть записана так:

$$\Sigma z_i = \frac{\Sigma S_i}{E''_i} = \frac{\Sigma S_{эн i}}{E''_i} + \frac{\Sigma S_{пост i}}{E''_i}. \quad (7-5)$$

Обозначим $\Sigma S_{эн i}/E''_i$ и $\Sigma S_{пост, i}/E''_i$ соответственно через $\Sigma p_{эн i}$ и $\Sigma p_{пост i}$, где $p_{эн i}$ — энергетическая, $p_{пост i}$ — постоянная составляющая удельных затрат; тогда уравнение (7-5) примет вид:

$$\Sigma z_i = \Sigma p_{эн} + \Sigma p_{пост}. \quad (7-5a)$$

В общем случае, очевидно, количественные значения как $p_{пост}$, так и $p_{эн}$ различны для разных систем. Эти различия чаще всего определяются принципиальными особенностями, связанными со спецификой устройства и назначения разнотипных систем. Но и для однотипных систем величины как $p_{пост}$, так и $p_{эн}$ в общем случае тоже различны, поскольку на них отражаются локальные условия (особенности конструкции, разное совершенство технологии изготовления, различия в стоимости энергии и материалов и т. д.). В некоторых случаях, когда влияние различий в локальных условиях не существенно, величины $p_{пост}$ и соответственно $p_{эн}$ могут быть приняты для однотипных систем одинаковыми¹.

¹ Иногда одинаковыми могут быть приняты $p_{пост}$ при разных $p_{эн}$ (и наоборот).

Рассмотрим с помощью диаграмм рис. 7-3 пример определения удельных приведенных затрат на единицу эксергии в системе из n последовательных участков¹. Для упрощения примем, что промежуточные подводы и отводы потоков отсутствуют. Удельные затраты на единицу эксергии в начале процесса равны:

$$\Sigma z'_1 = \frac{S_{\text{эп1}}}{E'_1} + \frac{S_{\text{пост1}}}{E'_1} = p'_{\text{эп1}} + p'_{\text{пост1}}.$$

В результате термодинамических потерь на первом участке $D_1 = (1 - \eta_{e1})E'_1$, где η_{e1} — к. п. д. участка 1, эксергия E'_1 уменьшается до E''_1 . Эта эксергия поступает в следующий участок.

Затрата по всей длине участка 1 (так же, как и на других участках) не меняются. Ширина полос $S_{\text{пост1}}$ и $S_{\text{эп1}}$ на стоимостной диаграмме неизменна. Суммарные затраты первого участка $\Sigma z'_1 = S_{\text{эп1}} + S_{\text{пост1}}$ передаются в следующий, второй участок.

В связи с уменьшением эксергии до значения $E''_1 = E'_1 \eta_{e1}$ величина z_1 на участке 1 возрастает и на выходе становится равной

$$\begin{aligned} \Sigma z''_1 &= p''_{\text{эп1}} + p''_{\text{пост1}} = \frac{S_{\text{эп1}}}{E''_1} + \frac{S_{\text{пост1}}}{E''_1} = \frac{S_{\text{эп1}}}{E'_1 \eta_{e1}} + \\ &+ \frac{S_{\text{пост1}}}{E'_1 \eta_{e1}} = \frac{p'_{\text{эп1}}}{\eta_{e1}} + \frac{p'_{\text{пост1}}}{\eta_{e1}} = \Sigma z'_1 \frac{1}{\eta_{e1}}. \end{aligned} \quad (7-6)$$

Таким образом, увеличение удельных затрат в пределах одного участка определяется только его термодинамическим совершенством.

На входе во второй участок, вследствие введения дополнительных затрат $S_{\text{пост2}}$ на оборудование, ширина полосы неэнергетических затрат увеличивается, а энергетические остаются неизменными, так как новые потоки эксергии не вводятся.

Соответственно на входе в участок 2 неэнергетическая составляющая увеличивается до

$$p'_{\text{пост2}} = p''_{\text{пост1}} + \Delta p_{\text{пост2}} = \frac{S_{\text{пост1}}}{E''_1} + \frac{S_{\text{пост2}}}{E'_2} = \frac{S_{\text{пост1}} + S_{\text{пост2}}}{E''_2}. \quad (7-7)$$

Суммарное значение:

$$\Sigma z'_2 = p'_{\text{эп2}} + p'_{\text{пост2}}. \quad (7-8)$$

По той же причине, что и в участке 1 (потери эксергии D_2), обе составляющие удельных приведенных затрат будут возрастать и на выходе из участка 2:

$$\Sigma z''_2 = (p'_{\text{эп2}} + p'_{\text{пост2}}) \frac{1}{\eta_{e2}} = p''_{\text{эп2}} + p''_{\text{пост2}}, \quad (7-9)$$

¹ Аналогично определяется себестоимость единицы эксергии, при этом в $S_{\text{пост}}$ не учитывается $E_{\text{в}}K$ — эффективность капиталовложений.

или, через характеристики участка I :

$$\begin{aligned}\Sigma z''_2 &= (\Sigma z''_1 + \Delta p_{\text{пост}2}) \frac{1}{\eta_{e2}} = (p''_{\text{энт}1} + p''_{\text{пост}1} + \Delta p_{\text{пост}2}) \frac{1}{\eta_{e2}} = \\ &= \left(\frac{p'_{\text{энт}1}}{\eta_{e1}} + \frac{p'_{\text{пост}1}}{\eta_{e1}} + \Delta p_{\text{пост}2} \right) \frac{1}{\eta_{e2}} = \frac{p'_{\text{энт}1}}{\eta_{e1}\eta_{e2}} + \frac{p'_{\text{пост}1}}{\eta_{e1}\eta_{e2}} + \frac{\Delta p_{\text{пост}2}}{\eta_{e2}}.\end{aligned}\quad (7-9a)$$

Аналогичные преобразования происходят на дальнейших этапах процесса. Для участка n выражение для z записывается уравнением

$$\begin{aligned}\Sigma z''_n &= p''_{\text{энт}n} + p''_{\text{пост}n} = p_{\text{энт}1} \frac{1}{\eta_{e1}\eta_{e2}\dots\eta_{e,n-1}\eta_{en}} + \\ &+ p_{\text{пост}1} \frac{1}{\eta_{e1}\eta_{e2}\dots\eta_{e,n-1}\eta_{en}} + \frac{\Delta p_2}{\eta_{e2}} + \dots + \frac{\Delta p_{n-1}}{\eta_{e,n-1}} + \frac{\Delta p_n}{\eta_{en}} = \\ &= p'_{\text{энт}1} \prod_1^n \frac{1}{\eta_{ei}} + p'_{\text{пост}1} \prod_1^n \frac{1}{\eta_{ei}} + \sum_2^n \Delta p_{\text{пост}i} \frac{1}{\eta_{ei}} = \\ &= p'_{\text{энт}1} v_n + p'_{\text{пост}1} v_n + \sum_2^n \Delta p_{\text{пост}i},\end{aligned}\quad (7-9б)$$

где v_n — коэффициент преобразования эксергии.

Диаграмма удельных затрат и выражение (7-9б) показывают, что по мере преобразования эксергии в процессе величина z растет, но возрастание энергетической и неэнергетической составляющих происходит по-разному. Величина $p_{\text{энт}}$ увеличивается пропорционально коэффициенту преобразования эксергии v .

Неэнергетическая составляющая определяется суммой двух последних членов уравнения (7-9б). Первый из них ($p_{\text{пост}}$) увеличивается аналогично $p_{\text{энт}}$, второй растет с дополнительными затратами на оборудование в каждом участке. Поэтому при движении по технологической цепочке к концу процесса рост неэнергетической составляющей идет быстрее, чем энергетической.

Такой вывод справедлив для систем с последовательным расположением участков и вводом эксергии только в начале процесса. Установки такого типа достаточно часто встречаются на практике.

В более общем случае энергетические затраты, связанные с промежуточными вводами эксергии с потоком энергии или вещества, меняют указанные соотношения. Однако преимущественное возрастание неэнергетических затрат, как правило, остается, поскольку любое энергетическое преобразование всегда требует затрат на оборудование, но не всегда связано с дополнительными местными энергетическими затратами.

Рассмотрим в качестве примера термоэкономический баланс процесса получения обогащенного кислородом воздуха для определения приведенных затрат (суммарных и удельных). Упрощенная схема такого процесса показана на рис. 7-4 с разделением на зоны и участки.

В зоне I находятся воздушный компрессор K с относящимся к нему оборудованием и двигатель D . За счет затраты электроэнергии $\mathcal{E}$ атмосферный воздух B сжимается до 6 ат

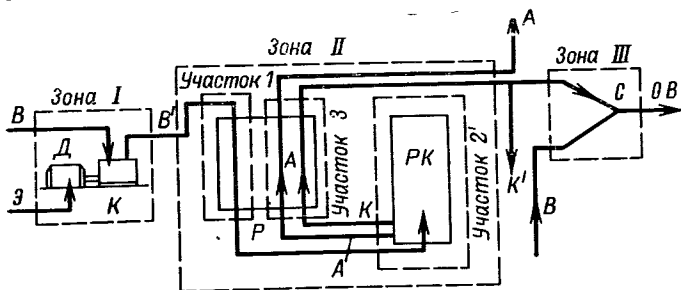


Рис. 7-4. Принципиальная схема процесса получения воздуха, обогащенного кислородом.

Зона I — компрессор K , двигатель D , зона II — участок 1, участок 2 — ректификационная колонна PK , участок 3 — регенеративный теплообменник P , зона III — смешение.

и поступает в зону II — разделительный аппарат. После охлаждения в регенеративном теплообменнике P сжатый воздух B' поступает в ректификационную колонну PK . Продукты разделения — кислород K и азот A — возвращаются в регенеративный теплообменник, подогреваются до температуры окружающей среды и выводятся из зоны.

Теплообменник P разделен на два участка — участок 1 относится к прямому потоку B' , и участок 3 — к обратным 1 и K .

Связь между участками 1 и 3 осуществляется тепловым потоком, передаваемым от B к K и A . Поток эксергии E_q передается при этом из участка 3 в участок 1 ($T < T_0$). Ректификационная колонна выделена в участок 2.

Азот A , полученный во второй зоне, выбрасывается в атмосферу; кислород K частично отводится потребителю (K'), а большая часть идет в зону, где производится его смешение с атмосферным воздухом B для получения обогащенного кислородом воздуха OB .

На рис. 7-5 построены эксергетическая и термоэкономические диаграммы для такой установки, производительностью по кислороду $K = 7950 \text{ м}^3/\text{ч}$ с концентрацией 95% O_2 . Удельный расход энергии составляет $0,54 \text{ кВт} \cdot \text{ч}$ на 1 м^3 кислорода (при нормальных условиях). Перед смешением отводится $150 \text{ м}^3/\text{ч}$ кислорода и на смешение поступает $7800 \text{ м}^3/\text{ч}$ кисло-

рода. После смешения получается $41\,200\text{ м}^3/\text{ч}$ воздуха, обогащенного кислородом до 35%. Диаграмма потоков эксергии¹ построена в $\text{квт} \cdot \text{ч}/\text{год}$. Из диаграммы видно, что из $74,8 \times 10^6 \text{ квт} \cdot \text{ч}/\text{год}$, расходуемых на привод установки, с продукционным кислородом выводится $66,5 \cdot 10^5 \text{ квт} \cdot \text{ч}/\text{год}$. Таким образом, общий к. п. д. η_{e1-2} первой и второй зон равен примерно 9%. Коэффициент полезного действия третьей зоны $\eta_{e3} = 15\%$. Общий к. п. д. всей системы весьма низок: $\eta_e = 0,09 \times 0,15 = 0,013$, или 1,3%.

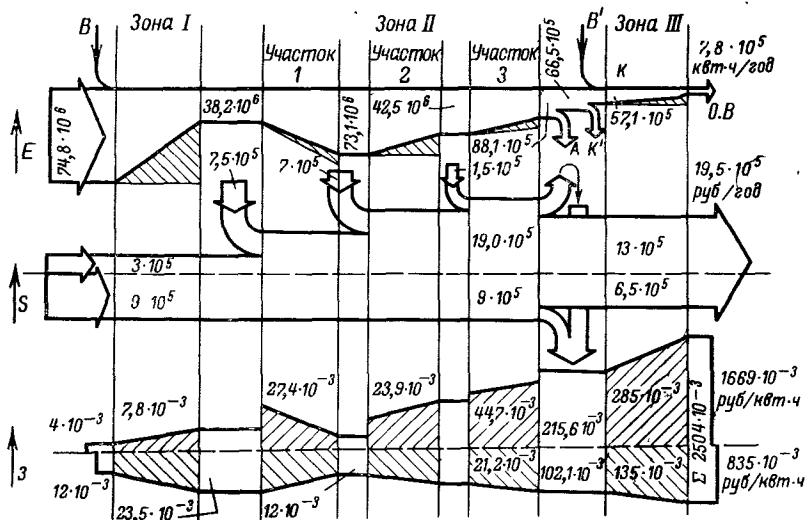


Рис. 7-5. Термозкономические диаграммы процесса получения обогащенного воздуха (приведенные затраты).

Диаграмма затрат построена в рублях в год. Энергетические затраты $S_{\text{эн}}$, составляющие $9 \cdot 10^5$ руб/год, вводятся только в начале процесса (в первую зону). Неэнергетические затраты $S_{\text{пост}}$ вводятся на всех участках, кроме последнего, так как смешение не требует никакого специального оборудования.

На выходе из второй зоны общая сумма затрат достигает $28 \cdot 10^5$ руб/год, из них энергетические — $9 \cdot 10^5$ руб/год. Характерно, что энергетические затраты, составляющие на входе в систему 75%, на выходе составляют всего 32%.

Приведенные затраты на единицу эксергии выражены на диаграмме в $\text{руб}/(\text{квт} \cdot \text{ч})$. На входе в систему ΣZ составляет $0,016 \text{ руб}/(\text{квт} \cdot \text{ч})$, или $1,6 \text{ коп}/(\text{квт} \cdot \text{ч})$ (в том числе

¹ Эта диаграмма, как и термозкономические, построена без соблюдения масштаба; нужные величины написаны в соответствующих сечениях.

1,2 коп/(квт·ч) — энергетическая составляющая). На выходе из первой зоны она увеличивается до 3,1 коп/(квт·ч) и на выходе из второй — до 31,8 коп/(квт·ч).

Поскольку азот A не используется, соответствующая доля затрат ложится на кислород, и приведенные затраты на единицу его эксергии возрастают до 42 коп/(квт·ч). С этим значением Σz часть кислорода K отводится к потребителю и часть поступает на смешение. При смешении вследствие потери эксергии приведенные затраты возрастают до 2,5 руб/(квт·ч) пропорционально обратной величине к. п. д. зоны III.

Полученные выше цифры иллюстрируют разницу в качественных характеристиках потерь в различных зонах процесса. Действительно, сравнительно небольшая потеря в зоне III (43,9 квт·ч/год) вызывает увеличение Σz на 1,08 руб/(квт·ч), в то время как значительно большая потеря в 292 квт·ч/год в зоне II приводит к увеличению стоимости эксергии всего на 28,3 коп/(квт·ч). Этим объясняется такое большое влияние смешения кислорода с воздухом на экономические показатели процесса обогащения воздуха кислородом.

Расчет удельных приведенных затрат на единицу продукции, выраженной в кубических метрах, килограммах и т. д., делается по величинам эксергии продукта (в данном случае кислорода K и обогащенного воздуха OB). Эти величины могут быть сняты с e , ξ -диаграммы воздуха или e , ξ -нограммы для кислорода, приведенных в гл. 3.

Так, для кислорода $e_K = 0,041$ квт·ч/м³, для обогащенного воздуха $e_{OB} = 0,0023$ квт·ч/м³. Отсюда себестоимость 1 м³ кислорода составит $42 \cdot 0,041 = 1,72$ коп/м³, а обогащенного воздуха $250 \cdot 0,0023 = 0,575$ коп/м³ (здесь 42 коп/(квт·ч) и 250 коп/(квт·ч) затраты на единицу эксергии в соответствующих участках процесса).

Если установка отдает на сторону сжатый воздух после зоны I, то его себестоимость составит $3,1 \cdot 0,054 = 0,167$ коп/м³, где 0,054 — эксергия сжатого воздуха (по e , i -диаграмме), квт·ч/м³, а 3,1 коп/(квт·ч) — затраты на единицу эксергии в первом участке.

Рассмотренные выше частные примеры термозкономического анализа технических систем показывают, что зависимости, определяющие величину основного технико-экономического показателя — приведенных затрат — имеют общие черты с теми, которые определяют затраты эксергии и выявляются при термодинамическом анализе.

Термодинамическая неэквивалентность эксергии на разных участках системы, сказывающаяся в различной величине затрат исходной эксергии, необходимой для ее получения, дополняется при технико-экономическом анализе термозконо-

мической неэквивалентностью. Такая неэквивалентность эксергии на разных участках системы характеризуется различной величиной необходимых для ее получения приведенных затрат. Следствием этого является различное влияние изменений термодинамических характеристик данного элемента системы не только на затраты первичной эксергии, но и на приведенные затраты.

Термоэкономическая неэквивалентность эксергии, так же как и термодинамическая, связана со структурными характеристиками системы, в общем виде выражаемыми уравнениями вида (4-31). Разница состоит в том, что термоэкономические зависимости должны включать наряду с энергетическими и неэнергетическими затраты, величины которых определяются более сложными зависимостями.

В общем виде изменение приведенных затрат при варьировании какого-либо эксергетического параметра x в некотором элементе i системы можно записать так:

$$z_{i3} = \left(\frac{\partial \Sigma Z}{\partial x_i} \right)_{y=1dem} = \left(\frac{\partial \Sigma S_{эп}}{\partial x_i} \right)_{y=1dem} + \left(\frac{\partial \Sigma S_{пост}}{\partial x_i} \right)_{y=1dem} \quad (7-10)$$

Изменение параметра x_i отражается на обеих составляющих приведенных затрат. При этом значение $(\partial \Sigma S_{эп} / \partial x_i)_{y=1dem}$ связано с изменением величины первичной эксергии, а $(\partial \Sigma S_{пост} / \partial x_i)_{y=1dem}$ — возрастанием или уменьшением неэнергетических затрат. Если в качестве x_i будет использоваться эксергия E_i , то выражение (7-10) примет вид:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \Sigma Z}{\partial E_i} \right)_{y=1dem} &= \left(\frac{\partial E'}{\partial E_i} \right)_{y=1dem} z_0 E' + \left(\frac{\partial \Sigma S_{пост}}{\partial E_i} \right)_{y=1dem} = \\ &= z_i z_0 E' + \left(\frac{\partial \Sigma S_{пост}}{\partial E_i} \right)_{y=1dem}, \end{aligned} \quad (7-10a)$$

где z_0 — удельная стоимость эксергии E' на входе в систему (внешний фактор).

Аналогично формулам (7-10) и (7-10a) можно записать и зависимости для другого участка n , расположенного дальше от входного сечения, чем участок m . Тогда термоэкономическая неэквивалентность величин x_i в этих участках определится как отношение

$$\frac{(\partial \Sigma Z / \partial x_n)_{y=1dem}}{(\partial \Sigma Z / \partial x_m)_{y=1dem}} = v_{\tau 3} \quad (7-11)$$

Наряду с выражениями, показывающими влияние изменений в отдельных элементах на сумму приведенных затрат, представляет интерес изменение удельных затрат при переходе от какого-либо предыдущего элемента m к одному из последующих элементов n .

В общем виде такое изменение удельных затрат может быть записано таким образом:

$$\Delta z_{1-n} = \sum_1^n \Delta p_{\text{эн}} i + \sum_1^n \Delta p_{\text{пост}} i + \sum_1^n p_{\text{пост}} i + \sum_1^n p_{\text{эн}} i, \quad (7-12)$$

где $\Delta p_{\text{эн}} i$ и $\Delta p_{\text{пост}} i$ — приращения удельных затрат в элементе процесса; $p_{\text{пост}} i$ и $p_{\text{эн}} i$ — удельные затраты, вводимые в элемент i .

Первые два члена формулы (7-12) показывают рост удельных затрат в результате потерь эксергии в элементах процесса, два последних — увеличение удельных затрат по мере подключения оборудования и энергетических затрат, вводимых по ходу процесса.

Выявление общих закономерностей, определяющих величины затрат в различных классах сложных систем, наиболее рационально вести на основе системно-структурного анализа [I-114, VII-46].

7-3. РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАТРАТ МЕЖДУ ПРОДУКТАМИ В КОМПЛЕКСНОМ ПРОИЗВОДСТВЕ

В предыдущем разделе были рассмотрены основные положения, относящиеся к определению технико-экономических показателей вдоль процесса, по мере перехода от участка к участку.

В общем случае в комплексном процессе может осуществляться как вывод промежуточных продуктов, так и получение нескольких продуктов (или других полезных эффектов) одновременно из одного участка.

В обоих вариантах возникает характерная для этих процессов задача — распределение затрат между потоками *в одном сечении*.

Трудность здесь заключается в том, что суммарные затраты распределяются на несколько продуктов, причем анализ технологического процесса не дает оснований для непосредственного их распределения между продуктами.

Так например, на ТЭЦ общие затраты на топливо необходимы для получения как электроэнергии, так и тепла. В воздухоразделительной установке затраты на сжатие воздуха в компрессоре одинаково нужны для получения всех продуктов разделения (кислорода различных видов, азота, аргона и других инертных газов).

Следовательно, вопрос состоит в том, чтобы на основе всестороннего анализа выбрать такой метод распределения, который позволит наиболее полно учесть технико-экономические особенности данного процесса и связанных с ним производств.

Используют следующие принципы распределения затрат между продуктами комплексного производства [VII-38]:

1. Пропорционально массе (или объему) получаемых продуктов. Поскольку качественные особенности продуктов при таком способе игнорируются, а такой продукт, как электроэнергия, вообще нельзя измерить подобными единицами, этот способ не может быть признан обоснованным.

2. Соответственно себестоимости раздельного производства аналогичных или эквивалентных продуктов. Этот способ имеет два существенных недостатка. Во-первых, в технике существуют такие производства, где нельзя подобрать процессы, в которых получаются раздельно продукты, аналогичные тем, которые производятся комплексно. Во-вторых, при таком сопоставлении процессов, существенно отличающихся один от другого, выпадают из рассмотрения их принципиальные особенности.

3. Пропорционально ценам на аналогичную продукцию. Такой способ распределения неприменим по тем же причинам, что и предыдущий.

4. По методу «отключения», когда из нескольких продуктов выделяют один основной, а все остальные рассматривают как «побочные». Стоимость побочных продуктов (по ценам реализации) вычитают из общих затрат («отключают»). Цены реализации в этом случае не имеют строгого экономического обоснования. Остаток затрат определяет себестоимость основного продукта. При использовании такого принципа все выгоды комплексного производства относятся на «основной» продукт. При этом не исключается, что «отключенные» затраты могут сделаться равными затратам на комплексное производство или даже превысить их. В этих случаях основной продукт будет иметь нулевую или даже отрицательную себестоимость.

По существу, к этому же методу примыкает «физический» способ распределения расхода топлива между электроэнергией и теплом ТЭЦ. Электроэнергия считается «основным» продуктом и ее стоимость снижается за счет тепловых потребителей. Метод «отключения», так же как и предыдущие, не имеет научного обоснования.

Для систем, в которых существенную роль играют энергетические затраты, естественным будет их распределение пропорционально эксергии выходящих в данном сечении продуктов. Такое распределение отражает как количественные, так и качественные характеристики продуктов. В некоторых частных случаях целесообразно и общие неэнергетические затраты распределять по эксергии пропорционально энергетическим затратам. Основой такой методики служит уже отмеченный в предыдущей главе факт, что существует корреляционная зависимость весовых, объемных и других показателей, а также трудозатрат в одноцелевых процессах от эксергетической или приведенной производительности¹.

Рассмотрим вопрос в общем виде.

На рис. 7-6,а показана зона (участок) системы, на выходе из которой одновременно получается ряд n полезно используемых продуктов².

¹ Разумеется, все те неэнергетические затраты, которые могут быть отнесены к тому или иному продукту по технологическим, конструктивным и другим соображениям, нет необходимости распределять по эксергии. Речь в этом параграфе идет только об *общих неэнергетических затратах*.

² Если какой-либо продукт не используется, его эксергия, равная внешней потере d_e , не входит в последующее рассмотрение и затраты распределяются между полезно используемыми продуктами на основе тех же соображений, что и в п. 1.

Сумма затрат на входе в зону равна ΣZ . Удельная эксергия каждого выходящего продукта равна e_i , количество G_i .
Эксергетическая производительность зоны

$$N_{exi} = \Sigma e_i G_i. \quad (7-13)$$

Тогда доля затрат, которые относятся на i -й продукт, равна

$$\varphi_i = \frac{e_i G_i}{\Sigma e_i G_i} = \frac{E_i}{N_{ex}}. \quad (7-14)$$

Отсюда затраты на i -й продукт составят:

$$Z_i = \varphi_i \Sigma Z. \quad (7-15)$$

Если в уравнение (7-15) подставить вместо величины ΣZ значение энергетических S_{Σ} или неэнергетических $S_{\text{пост}}$ затрат, то мы получим соответственно энергетические или неэнергетические

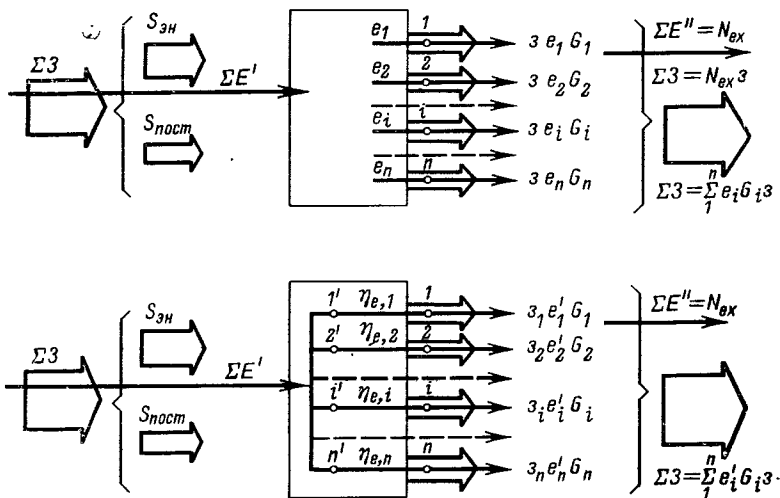


Рис. 7-6. Схема разделения затрат при комплексном производстве.
а — к. п. д. частных процессов одинаковы; б — к. п. д. частных процессов различны.

тические затраты на данный продукт. При делении Z_i или ее составляющих на G_i будут получены затраты на единицу продукта.

Во всех предыдущих выводах предполагалось, что к. п. д. $\eta_{e,i}$ процессов, относящихся к выработке отдельных продуктов, одинаковы и равны общему к. п. д., а именно:

$$\eta_{e,i} = \frac{N_{ex,i}}{\Sigma E'} = \eta_{e,i}.$$

В большинстве случаев такое предположение вполне обосновано, если процессы переработки проходят совместно и провести их отдельный анализ невозможно. Отдельные к. п. д. в этом случае не имеют смысла. Однако в некоторых случаях к. п. д. отдельных параллельно протекающих процессов можно выделить. Предположим, что для продуктов 1, 2, ..., i , n к. п. д. соответственно равны $\eta_{e,1}$, $\eta_{e,2}$... $\eta_{e,i}$... $\eta_{e,n}$ (схема на рис. 7-6,б), причем $\eta_{e,1} \neq \eta_{e,2} \neq \eta_{e,3}$...

Тогда в начальных точках 1', 2' и 3' эксергии составят:

$$E'_1 = \frac{e_1 G_1}{\eta_{e,1}}; E'_2 = \frac{e_2 G_2}{\eta_{e,2}} \dots; E'_i = \frac{e_i G_i}{\eta_{e,i}}; \dots E'_n = \frac{e_n G_n}{\eta_{e,n}};$$

$$\Sigma E' = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_i + \dots + E'_n.$$

Естественно, что эксергия, а следовательно, и затраты должны распределяться пропорционально величинам E'_i , соотношения между которыми иные, чем между $e_i G_i$.

Так доля затрат на i -й продукт составит:

$$\varphi' = \frac{E'_i}{\Sigma E'}. \quad (7-16)$$

Чем ниже к. п. д. $\eta_{e,i}$ данного частного процесса, тем большая доля затрат будет относиться к нему и тем дороже будет соответствующий продукт.

Формулы (7-14) и (7-16) для величин φ и φ' удобно связать, вводя коэффициенты k_i , равные, например,

$$k_i = \frac{\eta_{e,i}}{\eta_{e,1}}. \quad (7-17)$$

При этом, очевидно, для первого продукта $k_1 = 1$.

Соотношения между E'_1 , E'_2 и т. д. не изменятся, если заменить величины $e_i G_i / \eta_{e,i}$ величинами $e_i G_i k_i$. Тогда

$$\varphi' = \varphi k_i = \frac{e_i G_i k_i}{\Sigma e_i G_i k_i}. \quad (7-18)$$

Коэффициенты k_i могут быть подсчитаны для группы сходных систем или зон заранее [VII-38].

Применительно к процессам комплексного разделения воздуха описанная методика применена для расчета себестоимости получаемых продуктов [VII-38]. Этот же вопрос применительно к другим техническим системам, в частности для ТЭЦ, разбирается в [VII-1—VI-35].

На таких же принципах распределения затрат основаны и эксергетические тарифы на пар и горячую воду [VII-21—VII-24].

7-4. ОБОБЩЕННЫЕ ОЦЕНКИ ОБЪЕМА ПРОДУКЦИИ И КАЧЕСТВЕННЫХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Выше было показано, что может быть установлена связь энергетических, весовых, объемных и других характеристик технических систем и отдельных агрегатов с величиной их производительности (мощности) N_{ex} или $N_{пр}$.

Использование этих зависимостей дает возможность не только определить объективные показатели технического совершенства систем (см. гл. 6), но и упростить учет и планирование расхода энергии, металла, трудозатрат и выпуска энергетического оборудования.

Номенклатура каждого вида такого оборудования (например, компрессоров различных видов, холодильных и криогенных установок, воздухоразделительных агрегатов, оборудования химических производств и т. д.) весьма многообразна. Точно так же различны виды и качественные характеристики продуктов, выпускаемых на этих агрегатах¹. Например, воздухоразделительные установки отличаются в пределах ряда по производительности более чем в 10^3 раз, по расходу металла в 230 раз и по стоимости в 300 раз. Поэтому планирование выпуска установок и агрегатов каждого вида ведется в комплектах (штуках) для каждого типа. Точно так же планируется и расход черного и цветного металла, энергии, трудозатрат. Такие расчеты даже в пределах одной отрасли чрезвычайно громоздки. В разные годы планируемого периода номенклатура в пределах агрегата одного назначения обычно существенно меняется, что затрудняет сопоставление показателей (обычно рост выпуска по мощности значительно опережает рост выпуска в комплектах).

Все расчеты затрат на одну «среднюю» установку в этих условиях не позволяют определить действительные затраты на отдельные установки. Незначительное изменение структуры плана при увеличении выпуска одних типов установок за счет других приводит к необходимости проводить полный прямой расчет затрат по каждому типу установок в отдельности, поскольку все показатели резко изменяются.

Применение общих укрупненных показателей, сохраняющих свое значение независимо от изменения номенклатуры внутри больших групп оборудования², позволяет вести нор-

¹ Естественно, что для устройств, у которых выпускаемым продуктом является такой, у которого эксергия равна энергии, а к. п. д. близок к единице (например, трансформаторы или электродвигатели), необходимость в обобщающей характеристике производительности (мощности) отпадает. Поэтому для таких агрегатов давно уже применяется планирование и учет на основе мощности, выраженной в киловаттах.

² Разбивка оборудования на группы ведется с учетом изменения эксергетических характеристик под влиянием масштабного фактора.

мативное планирование, учет и сравнение по величинам суммарной приведенной производительности (мощности) $N_{пр}$ или эксергетической производительности N_{ex} .

Расчет всех расходных показателей ведется в этом случае по удельным нормам, вычисленным в результате обработки соответствующих статистических данных за предыдущий период с учетом тенденции развития отрасли. Эти тенденции наглядно прослеживаются при сопоставлении удельных эксергетических характеристик вида m , n и других в течение анализируемого периода.

7-5. ПРИНЦИПЫ ТЕРМОЭКОНОМИЧЕСКОЙ ОПТИМИЗАЦИИ

Целью термоэкономической оптимизации технической системы определенного назначения является сведение к минимуму приведенных затрат, отнесенных на единицу приведенной производительности, т. е. удельных приведенных затрат в заданных внешних условиях¹. Выражение для этих затрат может быть получено на основе формулы (7-5) и

$$\Sigma z = \frac{\Sigma S_{\text{пост}} + \Sigma p_{\text{эн, е}} E_e}{\Sigma N_{\text{ex}}}, \text{ руб'/(квт} \cdot \text{ч)}, \quad (7-19)$$

где $\Sigma p_{\text{эн, е}} E_e$ — сумма произведений стоимости поступающей в каждую зону внешней эксергии (с потоками энергии и рабочего тела) на соответствующие количества эксергии.

Отличие величины $p_{\text{эн, е}}$ от $p_{\text{эн}}$ в формуле (7-5а) и последующих заключается в том, что она показывает стоимость *внешней эксергии*, поступающей в данную зону системы в количестве E_e . Стоимость $p_{\text{эн, е}}$ внешней эксергии не зависит от совершенства элементов анализируемой системы, а определяется совершенством *внешних систем*, находящихся вне контрольной поверхности.

Таким образом, задача оптимизации сводится к минимизации величины Σz в *заданных внешних условиях* путем внесения в систему тех или иных *внутренних изменений*.

Наиболее удобным путем вычисления Σz и определения ее минимума является установление функциональных связей между исходными параметрами $S_{\text{пост}}$ и E_e в каждой зоне с последующим суммированием полученных величин в соответствии с уравнением (7-19). Для решения задачи нужно представить эти зависимости для каждой зоны в виде непрерывных функций с достаточной для технико-экономических

¹ Эти условия включают как термодинамические, так и экономические параметры. К первым относятся температура, давление, состав окружающей среды, исходного сырья, получаемых продуктов и других потоков эксергии. Ко вторым относятся тарифы на электроэнергию, пар, воду и т. д., а также характеристики других затрат, зависящие от местных условий.

расчетов точностью. Если это возможно, то минимум суммы этих функций для всех зон даст искомое решение ($\min \Sigma z$).

На практике уравнение (7-19) для величины Σz может сводиться к частным, более простым случаям. Если система предназначена для выработки одного продукта неизменного качества, уравнение (7-19) будет иметь вид:

$$\Sigma z = \frac{\Sigma S_{\text{пост}} + \Sigma p_{\text{эн},e} E_e}{G}, \quad (7-19a)$$

где G — выход продукта в единицу времени, измеренный в показателях, которые могут быть любыми (не обязательно эксергетическими¹).

Если при изменении параметров, связанном с оптимизацией, величина G не меняется, задача сводится к определению минимума числителя формулы (7-19a), т. е. величины $\Sigma S_{\text{пост}} + \Sigma p_{\text{эн},e} E_e$.

Для систем, в которых энергия и рабочее тело подводятся только на входе, а в промежуточных зонах не вводятся, получим:

$$\Sigma z = \frac{\Sigma S_{\text{пост}} + p_{\text{эн},e} E_e}{\Sigma N_{\text{ex}}}. \quad (7-20)$$

В некоторых случаях, когда эксергия исходного рабочего тела равна нулю (атмосферный воздух, морская вода), член $p_{\text{эн},e} E_e$ сводится к затратам только на энергию.

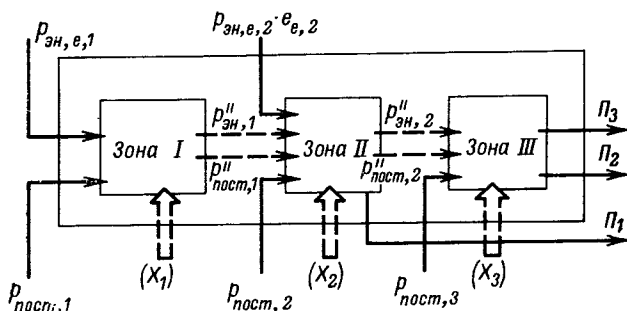


Рис. 7-7. Схема внешнего термозкономического баланса системы, состоящей из трех зон.

На основе изложенных соображений для каждой оптимизируемой системы может быть составлена расчетная схема термозкономического баланса. На рис. 7-7 представлена в ка-

¹ Если система или зона вырабатывает один продукт, но при оптимизации его качественные характеристики меняются, то выход этого продукта должен изменяться в эксергетических единицах (N_{ex}). Только в этом случае величины Σz в разных вариантах будут сопоставимыми. Примером такого продукта может служить сжатый воздух, давление которого, а следовательно и эксергия, меняется в процессе оптимизации сечения трубопровода.

честве примера такая схема для системы из трех последовательно расположенных зон. Ввод энергетических затрат производится только в зоны I и II, получение конечных продуктов — в зонах II (один продукт П) и III (два продукта — П₂ и П₃).

Штриховыми линиями показаны внутренние стоимостные потоки, сплошными — внешние. Величины $e_{e,i} = E_{e,i} / \Sigma N_{ex,i}$ представляют собой удельные потоки внешней эксергии (вещества и энергии) в каждой зоне. Тогда для рассматриваемой системы $\Sigma z''$ для зоны i составит:

$$\begin{aligned} \Sigma z'' &= \Sigma p_{эн,i} e_{e,i} + \Sigma p_{пост,i} = \\ &= p_{эн,e,1} e_{e,1} + p_{эн,e,2} e_{e,2} + p_{пост,1} + \\ &\quad + p_{пост,2} + p_{пост,3}. \end{aligned} \quad (7-21)$$

Широкими стрелками показаны варьируемые при оптимизации параметры (X_i) в каждой зоне.

Процесс оптимизации сводится к тому, что величины как внешних, так и внутренних потоков затрат, поступающих в каждую зону, выражают как функции величин, выходящих из этой зоны, и изменяемого параметра (X_i), являющихся независимыми переменными. Эти операции производятся последовательно, по направлению от конца технологической цепочки к ее началу. В систему полученных уравнений включаются все известные внутренние связи между параметрами.

Минимальное значение $\Sigma z''$ можно найти простым алгебраическим путем только для самых простых случаев. Для более сложных систем используется метод решения задач на условный экстремум посредством отыскания безусловных экстремумов для вспомогательных функций посредством множителей Лагранжа. Такая методика разработана С. Эвансом и М. Трайбусом и применена ими к задачам оптимизации систем опреснения морской воды [VII-4, 6, 7].

Общие принципы оптимизации сложных процессов, изложенные в [0-34, III-88, VII-46], могут с успехом быть развиты на базе использования эксергетического метода. Различные примеры технико-экономической оптимизации на базе эксергии приводятся в [VII-2—VII-35]; работы в этом направлении ведутся широким фронтом (в ряде случаев с применением вычислительной техники). Разработка описанных перспективных методов находится в начальной стадии. Применительно к воздухоразделительным установкам она изложена в [VII-38]. Появились также работы по расчету цен на основе эксергетических показателей [VII-41].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ

- 0-1. Вукалович М. П., Новиков И. И. Техническая термодинамика. М., «Энергия», 1968.
- 0-2. Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е. Техническая термодинамика. М., «Энергия», 1968.
- 0-3. Бошнякович Ф. Техническая термодинамика. Т. I—II. М.—Л., Госэнергоиздат, 1956.
- 0-4. Жуковский В. С. Техническая термодинамика. М., Гостехиздат, 1940.
- 0-5. Базаров И. П. Термодинамика. М., Физматгиз, 1961.
- 0-6. Леонова В. Ф. Термодинамика. М., «Высшая школа», 1968.
- 0-7. Андрищенко А. И. Основы технической термодинамики реальных процессов. М., «Высшая школа», 1967.
- 0-8. Кинан Дж. Термодинамика. М., Госэнергоиздат, 1963.
- 0-9. Baehr H. Thermodynamik. Berlin, 1969.
- 0-10. Marchal R. La thermodynamique et le théorème de l'énergie utilisable. Paris, 1956.
- 0-11. Трайбус Р. Термостатика и термодинамика. М., «Энергия», 1970.
- 0-12. Gibbs J. W. The collected works. New-York, 1928, vol. I.
- 0-13. Леонтович М. Д. Введение в термодинамику. Изд-во АН СССР, 1952.
- 0-14. Кричевский И. Р. Понятия и основы термодинамики. «Химия», 1969.
- 0-15. Соколов Е. Я., Бродянский В. М. Энергетические основы трансформации тепла и процессов охлаждения. М., «Энергия», 1968.
- 0-16. Промышленные тепловые электростанции. Под ред. Е. Я. Соколова. М., «Энергия», 1967. Авт.: Сазанов Б. В., Юренев В. Н., Баженов М. И., Богородский А. С.
- 0-17. Черныш В. И. Информационные процессы в обществе. «Наука», 1968.
- 0-18. Тринчер К. С. Биология и информация. Элементы биологической термодинамики. «Наука», 1965.
- 0-19. Элементарный учебник физики. Под ред. Г. С. Ландсберга. М., «Наука», 1966.
- 0-20. Перышкин А. В. Курс физики. Ч. I. Механика. М., «Просвещение», 1969.
- 0-21. Вышнеградский А. И. Механическая теория теплоты. Петербург, 1874.
- 0-22. Амбарцумян В. А. Научные труды. Т. II. Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1960.
- 0-23. Тепловой расчет котельных агрегатов (нормативный метод). М., Госэнергоиздат, 1957.
- 0-24. Машина атмосферного тепла. — «Экономическая газета», № 5 (26), 1962, стр. 42.
- 0-25. Рубинштейн Я. М., Щепетильников М. И. Расчет влияния изменений в тепловой схеме на экономичность электростанций. М., «Энергия», 1969.

- 0-26. Додж Б. Ф. Химическая термодинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1948.
- 0-27. Додж Б. Ф., Эшай А. М. Термодинамика некоторых процессов опреснения воды.— В кн.: Опреснение соленых вод. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
- 0-28. Stodola A. Die Dampfturbinen. Berlin, 1910.
- 0-29. Френкель М. И. Поршневые компрессоры. «Машиностроение», 1970.
- 0-30. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 4. М., «Мир», 1967.
- 0-31. Шредингер Э. Что такое жизнь с точки зрения физики? М., Изд-во иностр. лит., 1947.
- 0-32. Горбатов В. М., Гноевой П. С., Масюков В. Н. О целесообразности применения на мясокомбинатах СССР воздушных холодильных машин, работающих на базе теплового потребления. Труды ВНИИМП. Вып. XXI. М., 1968. Дискуссия: — «Холодильная техника», 1970, № 12; 1971, № 8.
- 0-33. Масюков В. Н. Компрессионный тепловой трансформатор и его термодинамическое обоснование. М., Изд-во ВАСХНИЛ, 1959.
- 0-34. Островский Г. М., Волин Ю. М. Методы оптимизации сложных химико-технологических схем. «Химия», 1970.
- 0-35. Nerescu J., Radcenco V. Analisa exergetica a proceselor termice București, «Technica», 1970.

І. ОСНОВЫ ЭКСЕРГЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

- 1-1. Baehr H. D. Technische Thermodynamik. Berlin, 1968.
- 1-2. Baehr H. D. Der Begriff der Wärme im historischen Wandel und im axiomatischen Aufbau der Thermodynamik.— BWK, 1963, Bd 15, № 1, S. 1—7.
- 1-3. Baehr H. D. Definition und Berechnung Exergie und Anergie.— BWK, 1965, Bd 17, № 1, S. 1—7.
- 1-4. Baehr H. D. Zur Definition exergetischer Wirkungsgrade. Eine systematische Untersuchung.— BWK, 1968, Bd 20, № 5, S. 197—200.
- 1-5. Bock H. Exergie und Gleichgewichtsreaktionen.— «Chem.— Ing.— Techn.», 1959, Bd 31, № 1, S. 55—56.
- 1-6. Bosnjakovic F. Kampf den Nichtumkehrbarkeiten.— «Arch. Wärmewirtsch.», 1938, Bd 19, № 1, S. 1—2.
- 1-7. Bosnjakovic F. Praktische Bedeutung der Exergie.— BWK, 1961, Bd 13, № 11, S. 481.
- 1-8. Bruges E. A. Available energy and the second law analysis. London, 1959.
- 1-9. Chambadal P. Les limites de la transformation de la chaleur en travail.— «Entropie», 1965, № 3, p. 9—16.
- 1-10. Chambadal P. Application de la notion d'entropie à l'analyse du fonctionnement des turbines à gaz.— «Energie», 1966, № 11, p. 28—35.
- 1-11. Christian W. Technische Wärmelehre, Bl. 6, Leipzig, D. Verl. für Grundstoffind., 1966. Exergie. Fachheft «Exergie».— BWK, 1961, № 11.
- 1-12. Erdelyi I. Aktiv hő-elmúlt hő.— «Magyar Energigazdaság», 1952, köt. 5, № 1/2, old. 23—27.
- 1-13. Elsner N., Fratzscher W. Zu dem Problem der Nichtumkehrbarkeiten bei thermodynamischen Prozessen.— «Wiss. Ztschr. T. H. Verkehrswesen Dresden», 1957, Bd 5, № 1, S. 33—47.
- 1-14. Elsner N., Fratzscher W. Zu dem Problem der Nichtumkehrbarkeiten bei thermodynamischen Prozessen.— «Energietechn.», 1958, Bd 8, № 8, S. 345—349; № 12, S. 560—565.
- 1-15. Evans R. B. Entropy, Exergy, Energy and Availability. Dartmouth College, Thayer School of Engineering, Nov. 1963.
- 1-16. Fratzscher W. Die grundsätzliche Bedeutung der Exergie für die technische Thermodynamik.— «Diss. T. H. Dresden», 1960. Auszug in Wiss. Ztschr. T. H. Dresden, 1961, Bd 10, № 1, S. 160—181.

I-17. Fratzscher W. Zur Begriff des exergetischen Wirkungsgrad.— BWK, 1961, Bd 13, № 11, S. 486—493.

I-18. Fratzscher W. Der Anhang zu M. P. Wukalowitsch, Technische Thermodynamik. Einführung des Exergiebegriffes in die Technische Thermodynamik. Leipzig, 1962.

I-19. Fratzscher W. Über den Unterschied zwischen exergetische und technische Betrachtungsweise von rechtläufige Kreisprozessen.— «Wiss. Ztschr. T. H. Dresden», 1964, Bd 13, S. 951—957.

I-20. Fratzscher W., Gruhn G. Die Bedeutung und Bestimmung des Umgebungszustandes für exergetische Untersuchungen.— BWK, Bd 17, № 7, S. 337—341.

I-21. Gasparovic N. Schrifttum über Exergie.— BWK, 1961, Bd 13, № 11, 502—509.

I-22. Gouy M. Sur l'énergie utilisable.— «Journal de physique», 1889, vol. 118, p. 501—518.

I-23. Gouy M. Sur les transformations et l'équilibre en thermodynamique.— «Compt. rend.», 1898, p. 507—509.

I-24. Gibert R. La recherche des économies de l'énergie par l'analyse entropique.— «Genie Chimique», 1956, vol. 75, № 4, p. 89—94.

I-25. Grassmann P. Zur allgemeinen Definition des Wirkungsgrades.— «Chem. Ing. Techn.», 1950, Bd 22, № 4, 77—80.

I-26. Grassmann P. Die technische Arbeitsfähigkeit als praktische Rechengröße.— «Allg. Wärmetechn.», 1951, Bd 2, № 8, S. 161—166.

I-27. Grassmann P. Die Darstellung thermodynamischer Prozesse durch das Flussbild der technischen Arbeitsfähigkeit.— «Techn. Mitt.», Essen, 1953, Bd 46, № 10, S. 297—302.

I-28. Grassmann P. Die Exergie und das Flussbild der technisch nutzbaren Leistung.— «Allg. Wärmetechn.», 1959, Bd 9, № 4—5, S. 79—86.

I-29. Grassmann P. Physikalische Grundlagen der Chem.— Ing.— Techn., Aarau und Frankfurt (M), 1961.

I-30. Grassmann P. Energie und Exergie.— BWK, 1961, Bd 13, № 11, S. 482—486.

I-31. Grassmann P. Freie Enthalpie, maximale Arbeit und Exergie.— BWK, 1965, Bd 17, № 2, S. 78—79.

I-32. Heller L. Beiträge zum Kampf gegen die Nichtumkehrbarkeiten.— «Energietechn.», 1954, Bd 4, № 9, S. 381—385; № 10, S. 429—485; № 11, S. 490—494.

I-33. Hibbey L. Munkakepesseg-entropia diagrammok.— «Magyar Energigazdasag», 1952, köt. 5, № 1/2, old. 28—32.

I-34. Hegelmann E. Zum Verständnis der Hauptsätze der Wärmelehre.— «Arch. Ges. Wärmetechn.», 1950, Bd 1, № 2, S. 325—341.

I-35. Jouquet E. Remarques sur la thermodynamique des machines motrices.— «Rev. Mécanique», 1906, vol. 19, p. 41.

I-36. Jouquet E. Le théorème de G. Gouy et questions de ses applications.— «Rev. Mécanique», 1907, vol. 20, p. 213—238.

I-37. Kalitzin G. Die Exergie als Thermodynamische Potenzial.— «Wiss. Ztsch. der Techn. Hochschule Otto v. Guericke», 1963, № 4, S. 595.

I-38. Kämmerer C. Zur Definition des Wirkungsgradbegriffes.— «Allg. Wärmetechn.», 1954, Bd 5, № 10—11, S. 220—222.

I-39. Keenan J. H. Steam chart for second law analysis.— «Mech. Eng.», 1932, vol. 54, p. 195—204.

I-40. Keenan J. H. Availability and irreversibility in thermodynamics.— «Brit. J. Appl. Phys.», 1951, vol. 2, p. 183—192.

I-41. Kalcik J. Technika termodynamika. Praga, 1963, s. 487—500.

I-42. Kiesskalt S.— «VDI Ztschr.», 1964, VIII, Bd 106, № 22, S. 119.

I-43. Leca A. Problemele analizei exergetice (I).— «Energetica», (RSR), 1967, vol. 15, № 3, p. 130—134.

I-44. Van der Linden T. A universal efficiency equation for machines employing working fluids.— «Engineer» (London), 1961, vol. 211, № 5501 (30), p. 1066—1068.

1-45 **Marchal R.** La thermodynamique et le théoreme de l'énergie utilisable Paris, 1956

1-46 **Mattarolo L.** Rendimento dei processi termodinamici e della funzione «energia utilizzabile» — «La Termotecnica», 1956, vol. 10, № 4, p 155—163

1-47 **Merten D.** Verfahren und Nutzen der Ausstellung von Exergiebilanzen für grosse Bilanzbereiche — «Mitt Inst Energ», № 101, 1968

1-48 **Nesselmann K.** Über den thermodynamischen Begriff der Arbeitsfähigkeit — «Allg Warmetech», 1952, Bd 3, № 5/6, S 97—104

1-49 **Nesselmann K.** Der Wirkungsgrad thermodynamischer Prozesse (und sein Zusammenhang mit der Umgebungstemperatur) — «Allg Wärmetechn», 1953, Bd 4, № 7, S 141—147

1-50 **Nesselmann K.** Zur Definition des Wirkungsgradbegriffes — «Allg. Wärmetechn», 1956, Bd 6, № 2, S. 31—33.

1-51 **Rabek G.** Die Exergie als Hilfsmittel zur Wirtschaftlichkeit untersuchungen — «Warme», 1964, Bd 70, № 4, S 125—129

1-52 **Rant Z.** Vrednost in obracunavanje energije — «Strojnski Vestnik», 1955, knj 1, № 1, s 4—7

1-53 **Rant Z.** Vrednotenje energije v tehniški praksi — «Strojnski Vestnik», 1956, knj 2, № 4, s 111—115

1-54 **Rant Z.** Exergie — ein neues Wort für «Technische Arbeitsfähigkeit» — «Forsch Ing Wes», 1956, Bd 22, № 1, S 36—37

1-55 **Rant Z.** Exergie, Reaktionsenthalpie und freie Energie. — «Vestnik Slovenskega Kemijskega Drustva», 1957, knj 4, № 1/2, S 49—56

1-56 **Rant Z.** O prvem in drugem glavnem zakonu termodinamike. — «Strojnski Vestnik», 1958, knj 4, № 3/4, s 57—59

1-57 **Rant Z.** Bewertung und praktische Verrechnung von Energien. — «Allg Warmetech», 1957, Bd 8, № 2, S 25—32

1-58 **Rant Z.** Graphische Bestimmung des Energieverlustes beim Wärmeübergang — «Allg Wärmetechn», 1958, Bd 8, № 7, S 141, 142

1-59 **Rögener H.** — «Technica» (Suisse), 1966, vol 15, № 18, p 1623—1628, 1651—1654

1-60 **Szargut J.** Bilans potencjonalny procesow fizycznych wynikajcy z drugiej zasady termodinamiki — «Archiwum Budowy Maszyn», 1957, t. 4, № 11, s 89—117

1-61 **Szargut J.** Kłasyfikacja pojęć egzergii — «Zesz Nauk Politechn. Śląskiej Energetyka», 1964, t 14, № 104, s 5—12

1-62 **Szargut J.** Koncentracja Egzergii — «Zesz Nauk Politechn Śląskiej Energetyka», 1964, t 14, № 104, S 13—19

1-63 **Szargut J., Petela R.** Egzergia Warszawa, NTW, 1965

1-64 **Szargut J.** Energia, egzergia i anergia — «Gospod paliw i energ.», 1966, t 14, № 11, 12, s 389—392

1-65 **Szargut J.** Grenzen für die Anwendungsmöglichkeiten des Exergiebegriffs — BWK, 1967, Bd 19, № 6, S 309—313

1-66 **Stieper K.** Die Flächendarstellung der Entropie des Arbeitsverlustes und der Exergie bei Vorgängen mit ausserer Wärmeübertragung — «Energie-techn», 1961, Bd 11, № 4, S 158—162

1-67 **Schuller W.** Betrachtungen zu neuen Begriffen in der Thermodynamik — «Energie und Technik», 1967, Bd 17, № 4, S 169—175

1-68 **Thring M. W.** — «J. Inst. Fuel», 1943—1944, vol 17, p 116

1-69 **Van Wylen G. I.** Thermodynamics New York — London, 1959.

1-70 **Weingartner W.** Über die thermodynamische Seite der Exergiebegriffe — «Energie und Technik», 1969, Bd 21, № 12, 461, 462

1-72 **Андрюшенко А. И.** Основы технической термодинамики реальных процессов М, «Высшая школа», 1967

1-73 **Андрюшенко А. И.** Основы термодинамики циклов теплоэнергетических установок М «Высшая школа», 1968

1-74 **Бошнякович Ф.** Техническая термодинамика Т 1 и 2 М.—Л., Госэнергоиздат, 1955

- 1-75. Бродянский В. М. Об эксергетической температурной шкале. «Изв. вузов. Энергетика», 1964, № 5, с. 65—72.
- 1-76. Бродянский В. М. Термодинамический анализ низкотемпературных процессов (конспект лекций). М., изд. МЭИ, 1966.
- 1-77. Бродянский В. М. О едином критерии оценки производительности энергетических установок. «Теплоэнергетика», 1967, № 3, с. 71—74.
- 1-78. Бродянский В. М. Автореф. дис. на соиск. учей. степени д-ра техн. наук. М., 1967 (МЭИ). Эксергетический метод термодинамического анализа и его приложения в технике низких температур.
- 1-79. Бродянский В. М., Синявский Ю. В. Оценка эффективности промышленных компрессорных установок. — «Пром. энергетика», 1968, № 9.
- 1-80. Бродянский В. М. Эксергетический метод и некоторые его приложения. — В кн.: Труды Всес. науч.-техн. конф. по термодинамике. Доклады секц. «Новые теплоэнерг. и холод. схемы и циклы» Л., изд. ЛТИХП, 1969, стр. 9—13.
- 1-81. Вукалович М. П., Новиков И. И. Техническая термодинамика, М.—Л., Госэнергоиздат, 1956.
- 1-82. Гохштейн Д. П. К вопросу о термодинамическом анализе необратимых низкотемпературных процессов. — ЖТФ, 1953, т. 23, № 10, с. 1878—1881.
- 1-83. Гохштейн Д. П. Современные методы термодинамического анализа энергетических установок. М., «Энергия», 1969.
- 1-84. Гохштейн Д. П. Сопоставление энтропийного метода термодинамического анализа с эксергетическим. — В кн.: Труды Всес. науч.-техн. конф. по термодинамике. Доклады секц. «Новый теплоэнерг. и холод. схемы и циклы». Л., изд. ЛТИХП, 1969, с. 43—46.
- 1-85. Додж Б. Химическая термодинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
- 1-86. Жуковский В. С. Техническая термодинамика. М.—Л., Госэнергоиздат, 1940.
- 1-87. Ишкин И. П., Бродянский В. М. Ответ на замечания Д. П. Гохштейна. — ЖТФ, 1953, т. 23, с. 1882—1885.
- 1-88. Калинин Н. В. Оценка эффективности работы турбохолодильных установок. — В кн.: Доклады науч.-техн. конф. МЭИ, секц. промтеплоэнергетическая. М., изд. МЭИ, 1968, с. 49—55.
- 1-89. Кинан Д. Термодинамика. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
- 1-90. Константинов И. Н. О методике анализа и оптимизации систем использования энергии. — «Пром. энергетика», 1968, № 8, с. 51.
- 1-91. Константинов И. Н. Основы эксергетического анализа технологических процессов. — В кн.: Труды Моск. ин-та нефтехим. и газ. пром-сти, 1969, вып. 91, с. 395—405.
- 1-92. Костенко Г. Н. Эксергетический анализ тепловых процессов и установок. Конспект лекций. Одесса, изд. ОПИ, 1964.
- 1-93. Котин А. Р. О физической сущности понятия эксергии. — «Изв. вузов. Энергетика», 1965, № 7, с. 49—57.
- 1-94. Мартыновский В. С. Термодинамические характеристики циклов тепловых и холодильных машин. М.—Л., Госэнергоиздат, 1952.
- 1-95. Мартыновский В. С., Мельцер Л. З. О степени термодинамического совершенства теплоэнергетических и холодильных установок. — «Холодильная техника», 1955, № 1, с. 42—44.
- 1-96. Мартыновский В. С., Смирнов Л. Р. Термодинамический анализ основных методов опреснения морских и соленых вод. «Теплоэнергетика», 1966, № 6, с. 74—78.
- 1-97. Никитин Д. Г. Термодинамическое исследование процессов смешения газовых потоков. — В кн.: Тр. I респ. конф. по аэрогидромеханике, тепло- и массообмену, Киев, изд. КГУ, 1969.
- 1-98. Болиев А. И., Никитин Д. Г. Критерии оценки эффективности процессов смешения газовых потоков. — В кн.: Тр. II респ. конф. по аэрогидромеханике, тепло- и массообмену. Киев, изд. КГУ, 1969.
- 1-99. Промышленные тепловые электростанции. Под ред. Е. Я. Соко-

лова. М., «Энергия», 1967. Авт.: Сазанов Б. В., Юренев В. Н., Баженов М. И., Богородский А. С.

I-100. Соколов Е. Я., Бродянский В. М. Основы трансформации тепла и холодильных процессов. М., «Энергия», 1968.

I-101. Хазен М. М., Иванов И. И., Аронович С. С. Теплосиловое хозяйство. М., «Транспорт», 1964.

I-102. Харкевич А. А. Рассуждения о к. п. д.—«Вестник АН СССР», 1965, № 6, с. 27—33.

I-103. Чистяков Ф. М. Об энтропийном методе определения энергетических потерь. — «Холодильная техника», 1955, № 4, с. 47—50.

I-104. Щукин А. А. Газовое и печное хозяйство заводов. М., «Энергия», 1966, с. 229.

I-105. Кирпичев М. В. Энергетический баланс тепловых установок.— «Известия АН СССР, ОТН», 1949, № 12.

I-106. Marks L. S. Step to step analysis.— «Power», 1924, v. 60, p. 536.

I-107. Ussar M. Sinn und Zweck der Exergiebilanz.— «Gas, Wasser, Wärme», 1970, Bd 24, № 4, S. 66—70.

I-108. Кириллин В. А. Обратимость и производство работы. Дополн. раздел в книге В. В. Сушкова «Техническая термодинамика», М.—Л., Госэнергоиздат, 1953.

I-109. Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е. Техническая термодинамика. М., «Энергия», 1968.

I-110. Леонова В. Ф. Термодинамика. М., «Высшая школа», 1968.

I-111. Мартыновский В. С. Анализ действительных термодинамических циклов. М., «Энергия», 1972.

I-112. Szargut J. Termodynamika. Warszawa, 1971.

I-113. Чернышевский И. К. Уравнения Гиббса и Гиббса — Дюгема, выраженные через эксергию. — ЖФХ, 1971, № 2, с. 440—441.

I-114. Beyer J. Strukturuntersuchungen — notwendiger Bestandteil der Effektivitätsanalyse von Wärmeverbraucher-system.— «Energieanwendung», 1970, Bd 19, № 12, S. 358—361.

I-115. Kalitzin G. Einheitliche Betrachtung der verschiedenen Formen der Exergie und der Anergie.— «Wiss. Ztschr. Techn. Hochschule O. von Guericke», Magdeburg, 1969, Bd 13, № 5, 465—470.

II. ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИЕ ДИАГРАММЫ

II-1. Almquist P.— «Teknisk tidskrift», 1964, Bd 94, № 46, s. 1253.

II-2. Baehr H. D. Ein Exergie — Entropie — Diagramm für Luft.— «Chem. Ing. Techn.», 1961, Bd 33, № 5, S. 335—338, 1961.

II-3. Caspersic B. Exergy diagrams for fuel gases at pressures up to 100 bar.— «Strojniski Vestnik», 1963, knj. 9, s. 1—6.

II-4. Elsner N., Fratzscher W. Dimensionslose Behandlung von Zustandsänderungen idealer Gase unter Verwendung des Exergiebegriffes.— «Wiss. Ztschr. T. H. Verkehrswes. Dresden», 1958—1959, Bd 6, № 3, S. 615—627.

II-5. Elsner N., Gruhn G. Einige Untersuchungen zur Geometrie und thermodynamischen Eigenschaften des e , T_0 — Diagramms.— «Wiss. Ztschr. T. H. Dresden» 1962, Bd 11, № 5, S. 1062—1072. Ref. BWK, 1961, Bd 13, № 11, S. 504.

II-6. Giesen H. Exergiebetrachtungen in Mollier Diagramm.— «Kältetechn.», 1955, Bd 17, № 3, S. 82—85.

II-7. Glaser H. Das i - s - J -Diagramm als Hilfsmittel für thermodynamische und verfahrenstechnische Untersuchungen.— «Allg. Wärmetechn.», 1953, Bd 4, № 5/6, S. 97—104.

II-8. Glaser H. Einige thermodynamische Beziehungen für die technische Arbeitsfähigkeit und ein Exergiediagramm für Kohlenoxyd.— «Kältetechn.», 1964, Bd 16, H. 11, S. 345—348.

II-9. Gourdet G., Proust A. Les diagrammes thermodynamiques. Paris. Dunod, 1950.

II-10. Gruhn G., Keiner E. Untersuchung von Zustandsdiagrammen mit
19—1290

der Exergie — «Wiss Ztschr T H Verkehrswes Dresden», Bd 7, № 2, S 325—341

II-11 Keenan J. H. A steam chart for second law analysis — «Mech Engin», 1932, vol 54, № 3, p 195—204

II-12 Korsholdt Christensen B. Enthalpi — Exergi Diagrammen — «Kul de», 1965, Bd 19, № 1, S 4—5

II-13 Kostowski E. Wyznaczanie egzergii amonjaku na wykresie entalpia-entropie (i, s) — «Zesz Nauk Politechn Śląskiej Energetyka», 1964, t 14, № 108, s 65—72

II-14 Moebus W. Enthalpie und Exergie Diagramm technischer Verbrennungsgase — «Wiss Ztschr T H Dresden», 1967, Bd 16, № 3, S 961—965

II-15 Rant Z. Exergiediagramme für Wasserdampf — BWK, 1960, Bd 12, № 7, S 297—301

II-16 Rant Z. Exergiediagramme für Verbrennungsgase — BWK, 1960, Bd 12, № 1, S 1—8

II-17 Savu A — «Ind Alimentara», 1965, vol 16, № 1, p 12—18

II-18 Бродянский В. М., Ишкин И. П. Диаграмма эксергия — энтальпия аммиака — «Холодильная техника», 1962, № 1, с 19—24

II-19 Калинин Н. В. К вопросу о применении диаграммы эксергия — энтальпия для термодинамических расчетов — «Холодильная техника», 1965, № 4

II-20 Бродянский В. М., Калинин Н. В. Эксергия потока вещества при изменении параметров окружающей среды — ИФЖ, 1966, № 5

II-21 Костюк В. И. Диаграммы (i, e) для пропана и этана — «Холодильная техника», 1963, № 2, с 77—78

II-22 Мельцер Л. З., Сринивасан Р. В. Применение i, e диаграммы для термодинамических расчетов — «Холодильная техника», 1962, № 5, с 63—65

II-23 Runge R. Exergiediagramm für Neon — «Kaltetechnik», 1968, Bd 21, № 8 S 257

II-24 Калинина Е. И., Калинин Н. В. Номограммы для определения работы изотермического сжатия газов — «Пром энергетика», 1971, № 4, с 34—36

III. ПРИМЕНЕНИЕ ЭКСЕРГЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА В ТЕПЛОТЕХНИКЕ

III-1 Bosnjakovic F. Gute von Warmeanlagen und die Leistungsregeln — «Techn Mitt» (Essen), 1939, Bd 32, № 15, S 439—445

III-2 Bosnjakovic F. Die Bewertung warmetechnischer Prozesse mit Hilfe der Exergie In «Energie und Exergie» Dusseldorf, VDI-Verlag, 1965, S 1—5

III-3 Бояджиев Д. Эксергетический анализ процессов термокомпрессии отработанного пара, произведенного посредством пароструйного компрессора «Техн мысль» (болг), 1969, т 6, № 3

III-4 Cernock S. — «Freiberger Forschungshefte», 1967, Bd 13, № 83

III-5 Cerny R. Energetické hodnocení energetických procesů azaripení — «Energetika» (CSSR), 1969, sv 19, № 8, s 293—297

III-6 Danila N., Leca A. Posibilitati de un bunatatir a transferului caldurii in circuitul regenerativ al centralelor termoelectrice cu abur — «Studii si cercetari energ si electrotehn», 1968, vol 18, № 1, p 47—59

III-7 Darrieus G. The rational definition of steam turbine efficiencies — «Engineer» (London), 1930, vol 130, № 3373, p 283—285

III-8 Darrieus G. L'évolution des centrales thermiques et la notion d'énergie utilisable — «Sci et Ind», 1931, vol 15, № 206, p 122—126

III-9 Elsner N., Fratzscher W. Die Bedeutung der Exergieflussbilder für die Untersuchung warmetechnischer Anlagen, gezeigt am Beispiel eines Abhitzkessels, eines Wärmekraftwerks und einer Dampflokomotive — «Wiss Ztschr T H Dresden», 1957, Bd 5, № 3, S 437—446

III-10 Elsner N., Fratzscher W. Aufstellung einer Exergiebilanz für

eine Gasturbinenanlage.—«Wiss. Ztschr. T. H. Verkehrswes. Dresden», 1958—1959, Bd 6, № 1, S. 71—79.

III-11. **Elsner N., Fratzscher W.** Die Bedeutung der Exergieflussbilder für die Untersuchung wärmetechnischer Anlagen.—«Energietechn.», 1959, Bd 9, № 2, S. 68—74.

III-12. **Elsner N., Fratzscher W.** Aufstellung einer Exergiebilanz für eine Gasturbinenanlage.—«Energietechn.», 1960, Bd 10, № 3, S. 102—108.

III-13. **Elsner N.** Bedeutung und Anwendung der Exergie in der Wärmetechnik.—«Abhdlg Deutsche Akad. Wiss. Kl. Math., Phys. u. Techn.», 1960, № 2, S. 71—87.

III-14. **Elsner N., Kohler K.** Thermodynamische Untersuchungen zum Dampfkraftprozess mit Hilfe von Kreisprozesscharakteristiken.—«Abhdlg. Deutsche Akad. Wiss. Math., Phys. u. Techn.», 1962, № 2.

III-15. **Elsner N., Grün G.** Die Bedeutung und Durchführung exergetischer Untersuchungen in den Energiewirtschaft.—«Wiss. Ztschr. T. H. Verkehrswes. Dresden», 1967, Bd 14, № 3, S. 683—690.

III-16. **Fratzscher W., Schöbel G.** Exergetische Beurteilung der mehrstufigen Kompression mit Abwärmeverwertung.—«Energietechn.», 1960, Bd 10, № 9, S. 396—400.

III-17. **Glansdorff P., Jaumotte A., Baland I.** Sur la puissance disponible et le rendement de propulsion des moteurs à reaction par jets.—«Bull. Acad. Roy. Cl. des Sc.», vol. 41, № 12, p. 1264—1280.

III-18. **Грозданов Т.** Эксергетический метод расчета показателей ТЭЦ Крешковец.—«Энергетика», 1966, т. 17, № 7, с. 19—23.

III-19. **Grün G.** Thermodynamische Untersuchungen zur Kraft—Wärme—Kopplung beim Gasturbinenprozesse.—«Technik», 1964, Bd 6, S. 413—419.

III-20. **Gusik A.** Egsergia termiczna glownych skiadukow powietrg w temperaturach zblizonych do bezwzględnego zera.—«Zesz. Nauk. Politechn. Śląskiej. Energetyka», 1964, t. 14, № 108, s. 21—34.

III-21. **Heschel W., Rammner E.** Die Bedeutung der Exergie für die Kohlenveredlung, dargestellt am Beispiel der Spülgasschwelung.—«Freiberg. Forsch. A.», 1969, № 461, S. 63—81.

III-22. **Jouget E.** Théorie des moteurs thermiques. Paris, 1909.

III-23. **Keller A.** The evaluation of steam power plant losses by means of the entropy—balance diagram.—«Trans. ASME», 1950, p. 949.

III-24. **Knoche K.** Das Enthalpie—Entropie—Diagramm zur exergetischen Beurteilung von Verbrennungsvorgängen.—BWK, 1967, Bd 19, № 1.

III-25. **Kruppe H.** Beurteilung der Brennkammern für Gasturbinen mit Hilfe der technischen Arbeitsfähigkeit.—BWK, 1959, Bd 11, № 3, S. 133—136.

III-26. **Kriese S.** Energetische und exergetische Ingenieurbetrachtungen über Kraftwerksblöcke.—«Energie» (BRD), 1965, Bd 17, № 7, S. 292—298.

III-27. **Kurt W., Exergie, Anergie, Enthalpie, Entropie.**—«Wärme», 1969, Bd 75, № 4, S. 115—122.

III-28. **Leca A.** Notioni de analiza exergetica.—«Energetica», (RSR), 1967, vol. 15, № 6, p. 279—284.

III-29. **Lell D.** Änderung des thermischen Wirkungsgrades durch geänderte Betriebsbedingungen bei Wärmekraftprozessen.—BWK, 1964, Bd 16, № 1, S. 1—5.

III-30. **Lerberghe G. V., Glansdorff P.** Le rendement maximum des machines thermiques.—«Publ. Ass. Ing. de l'Ecole des Mines», 1932, № 42, p. 365—418.

III-31. **van Lier J. J. C.** Der Exergiebegriff im Kraftwerksbetrieb.—In: Energie und Exergie. Düsseldorf, VDI—Verlag, 1965, S. 39—57.

III-32. **Meyer C. A., Silvestri G. I., Martin J. A.** Availability balance of steam power plants.—«Trans. ASME», 1959, vol. 81, № 1, p. 35—42.

III-33. **Nitsch R.** Der exergetische Wirkungsgrad der Heizkraftkopplung.—BWK, 1964, Bd 16, № 1, S. 5—7.

III-34. **Petela R.** Egzergia emisji własnej ciała doskonale szarego.—«Zesk. Nauk. Politechn. Śląskiej. Energetyka», 1961, № 25, s. 33—45.

III-35. **Petela R.** Egzergia jasności promieniowania.—«Zesz. Nauk. Politechn. Śląskiej. Energetyka», 1962, t. 9, № 58, s. 43—70.

III-36. **Radu-Cernea A., Tritu C.** Utilizarea calculelor exergetice în studiul caracteristice cazanelor de abur.—«Energetica» (RSR), 1968, vol. 16, № 1, p. 34—38.

III-37. **Radu-Cernea. A., Tritu C.** Studiul bilanțului exergetic al blocului de 200 MW.—«Energetica» (RSR), 1969, vol. 17, № 6, p. 265—269.

III-38. **Rant Z.** Die Exergie von Stoffen beim Umgebungsdruck.—«Allg. Wärmetechn.», 1962, Bd 11, S. 1—2.

III-39. **Rant Z.** Termodinamika Kurilnych procesow.—«Strojniski Vestnik», 1962, knj. 8, № 1/2, s. 1—6.

III-40. **Rant Z.** Die Heiztechnik und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik.—«Gas-wärme», 1963, Bd 12, № 8, S. 297—304.

III-41. **Rant Z.** Thermodynamische Bewertung der Verluste bei technischen Energieumwandlungen.—BWK, 1964, Bd 16, № 9, S. 453—457.

III-42. **Rex D.** The mechanism of different types of loss in liquid metal MHD—cycles with multistage injection. Symposium on magnetohydrodynamic electrical power generation. Warsaw, July 1968, SM 107/111.

III-43. **Rögener H.** Anwendung des Exergie-Begriffs auf den Dampfkraftprozess.—«Elektr.—Wirtschaft», 1961, Bd 60, № 4, S. 89—92.

III-44. **Rögener H.** Exergieverluste im Dampfkraftprozess. «BWK», 1961, Bd 13, № 11, S. 493—495.

III-45. **Rögener H.** Anwendung des Exergiebegriffs auf den Dampfkraftprozess.—«Elektr. Wirtsch.», 1961, Bd 60, № 4, S. 82—92.

III-46. **Rögener H.** Umrechnung von Versuchsergebnissen an Blockkraftwerksturbinen mit Hilfe der Exergie.—In: Energie und Exergie, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1965, S. 57—63.

III-47. **Ryszka E., Szargut J.** Piece w hutnictwie metali nieżelaznych. Katowice, WGH, 1961.

III-48. **Szargut J.** Zagadnienia ciepła w procesach zachodzących w piecach stosowanych w hutnictwie metali nieżelaznych. Katowice, WGH, 1961.

III-49. **Szargut J.** Bilans eksergetyczny procesow cieplnych.—«Energetyka Przemysłowa», 1961, t. 9, № 3, s. 73—79.

III-50. **Szargut J.** Straty pracy mechanicznej w energetycznych urządzeniach przemysłowych.—«Gospodarska Ciepłota», 1954, t. 2, № 1, s. 20—23.

III-51. **Szargut J.** O racjonalne utrzymanie cen pary.—«Gospodarska Ciepłota», 1957, t. 5, № 3, s. 104—106.

III-52. **Szargut J., Duka J., Prazuch K., Słota J.** Bilans egzergetyczny pieca grzewczego węglowego.—«Energetyka Przemysłowa», 1961, t. 9, № 4, s. 118—120.

III-53. **Szargut J., Blaszkiewicz E., Kolenda Z., Tobola J.** Bilans egzergetyczny zespołu wielkiego pieca.—«Problemy Projektowa Hutnictwa», 1961, t. 9, № 9, s. 274—281.

III-54. **Szargut J.** Die Anwendung der Exergie in der gekoppelten Kraft—Wärme—Wirtschaft.—«Periodica Polytechnica», Budapest, 1966, t. 10, № 1.

III-55. **Szargut J., Styrylska T.** Die exergetische Analyse von Prozessen der feuchten Luft.—«Heiz, Luft, Haustechn.», 1969, Bd 20, № 5, S. 173—188.

III-56. **Seippel C.** Betrachtungen über die Dampfkraftanlage.—«Brown Boveri Mitt.», 1950, Bd 37, № 10, S. 342—356.

III-57. **Terernik A.** Eksergetska ocena toplotnih procesov v nuclearnih elektrarnah.—«Tehnika», 1965, knj. 20, № 6, s. 138—144.

III-58. **Weingartner W.** Exergiebetragtung des Dampfkraftprozesses zur Kostenaufteilung bei der Wärme—Kraft—Kopplung.—BWK, 1965, Bd 17, № 7, S. 330—337.

- III-59. **Weingartner W.** Exergiebetragtung des Dampfkraftprozesses mit Zwischenüberhitzung und Speisewasservorwärmung.— *BWK*, 1967, Bd 19, № 12, S. 568—573.
- III-60. **Weislehner G.** Die Exergie und ihre Anwendung am Beispiel des Klinkerkühlers.— «Zement — Kalk — Gips», 1963, № 9, S. 366—369.
- III-61. **Verbeek Bron I. D.** Het exergiebegrip bij de beoordeling van technische processen.— «Polytechn. tijdschr.», 1967, № 1, blz. 24—27.
- Exergiestromen in thermodynamische Systemen.— «Polytechn. tijdschr.», P 22, 1967, № 3, blz. 83—89.
- III-62. **Андрющенко А. И.** К вопросу о термодинамических основах теплофикации.— В кн.: Труды Одесского гидротехн. ин-та, Сб. 4, 1953.
- III-63. **Андрющенко А. И.** Вопросы термодинамической теории теплофикационных установок. Автореф. дис. на соиск. учен. степени д-ра техн. наук. М., 1955 (МЭИ).
- III-64. **Андрющенко А. И.** Термодинамические расчеты оптимальных параметров тепловых электростанций. М., «Высшая школа», 1963.
- III-65. **Андрющенко А. И. и др.** Вопросы термодинамического анализа новых схем и циклов теплоэнергетических установок.— В кн.: Труды Всес. науч.-техн. конф. по термодинамике. Доклады секц. «Новые теплоэнерг. и холод. схемы и циклы». Л., изд. ЛТИХП, 1969, с. 115—124.
- III-66. **Вургафт А. В., Марустцев Ю. Д.** Эксергетический анализ абсорбционного теплового насоса.— В кн.: Труды Всес. науч.-техн. конф. по термодинамике. Доклады секц. «Новые теплоэнерг. и холод. схемы и циклы», Л., изд. ЛТИХП, 1969, с. 316—323.
- III-67. **Гололобов О. И., Карп И. Н.** Термодинамический анализ энерготехнологического цикла МГД-генератора.— В кн.: Вопросы технич. теплофизики. Материалы науч. конф. молодых исслед. Киев, 1968.
- III-68. **Гохштейн Д. П. и др.** Термодинамический анализ и усовершенствование циклов углекислотных энергетических установок.— В кн.: Труды Всес. науч.-техн. конф. по термодинамике. Доклады секц. «Новые теплоэнерг. и холод. схемы и циклы», Л., изд. ЛТИХП, 1969, с. 89—96.
- III-69. **Дехтярев В. Л.** Вопросы термодинамического анализа циклов энергетических установок.— «Теплоэнергетика», 1967, № 12.
- III-70. **Евенко В. И.** Эксергетический анализ циклов тепловых двигателей. «Изв. вузов. Энергетика», 1968, № 11.
- III-71. **Евенко В. И.** Эксергетический анализ рабочих процессов тепловых двигателей, холодильных установок и теплообменных аппаратов.— В кн.: Труды Всес. науч.-техн. конф. по термодинамике. Доклады секц. «Новые теплоэнерг. и холод. схемы и циклы». Л., изд. ЛТИХП, 1969, с. 78—83.
- III-72. **Калафати Д. Д.** Термодинамические циклы атомных электростанций. М.—Л., Госэнергониздат, 1963.
- III-73. **Никитин Д. Г.** Термодинамическое исследование процессов смешения газовых потоков.— В кн.: Тр. I респ. конф. по аэрогидромеханике, тепло- и массообмену. Киев, изд. КГУ, 1969.
- III-74. **Кардасевич О. А., Костенко Г. Н.** Термодинамический расчет и анализ термической опреснительной установки.— «Изв. вузов. Энергетика», 1967, № 6.
- III-75. **Кардасевич О. А.** Термодинамический расчет и анализ термической опреснительной установки с рециркуляцией.— «Изв. вузов. Энергетика», 1969, № 9, с. 68—72.
- III-76. **Коновалов В. И.** Оценка термодинамического совершенства циклов теплоэнергетических установок.— «Изв. вузов. Энергетика», 1967, № 4, с. 51—56.
- III-77. **Мартыновский В. С., Мельцер Л. З., Шнайф И. М.** Тепловая изоляция, обладающая минимальными эксергетическими потерями.— «Изв. вузов. Энергетика», 1966, № 10, с. 73—77.
- III-78. **Мурзин В. А.** Использование понятия работоспособности при анализе работы неохлаждаемой ступени компрессора.— «Изв. вузов. Энергетика», 1966, № 10, с. 62—67.

III-79 Опман Я. С. Эксергетический анализ сушильных аппаратов — «Изв вузов Энергетика», 1969, № 7

III-80 Плотников В. Т. Методика определения термодинамической эффективности процессов опреснения вод с помощью холодильных машин — В кн Труды Всес науч техн конф по термодинамике Доклады секц «Новые теплоэнерг и холод схемы и циклы» Л, изд ЛТИХП, 1969, с 348—355

III-81 Хозе А. Н., Ноздренко Г. В. Анализ эксергетических потерь в утилизационной паросиловой ступени бинарных газопаровых установок — «Изв вузов Энергетика», 1969, № 11, с 107—110

III-82 Чернышевский И. К. О к п д сушильных установок — «Изв вузов Химия и хим технология», 1967, т 10, № 7

III-83 Рубинштейн Я. М., Щепетильников М. И. Расчет влияния изменений в тепловой схеме на экономичность электростанций М, «Энергия», 1969

III-84 Аксельбанд А. М. Судовые энергетические установки Л, «Судостроение», 1970

III-85 Nerescu J., Radcenco V. Analiza exergetica a proceselor termice. Bucuresti, 1970

III-86 Чернышевский И. К. О расчете эксергетическим методом перерасхода топлива при повышении давления пара, отбираемого из турбины — «Изв вузов. Энергетика», 1971, № 6, с 116—118

III-87. Костенко Г. Н., Явор У. А. Оценка термодинамической эффективности парожидкостных подогревателей — IOXT, 1971, т 5, № 6, с 918—919

III-88 Beyer I. Strukturuntersuchung des Warmeverbrauchs in Zuckerfabriken — «Energieanwendung», 1972, Bd 24, № 3, S 79—82

III-89 Чернышевский И. К. Об эксергетическом к п д паровых турбин — «Энергомашиностроение», 1969, № 3

IV. ПРИМЕНЕНИЕ ЭКСЕРГЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА В ХОЛОДИЛЬНОЙ И КРИОГЕННОЙ ТЕХНИКЕ

IV 1 Baehr H. D. On the thermodynamics of cold-air cycle with throttling — In Papers at Commission 3 of XI Intern Congr. of Refrigeration.

IV 2 Baehr H. D. Exergie und Anergie und ihre Anwendung in der Kältetechnik — «Kältetechn», 1965, № 1, S 14—22

IV 3 Bock H. Exergie und der Wirkungsgrad in der Klimatechnik — «Kältetechn», 1956, Bd 8, № 11, S 354, № 12, S 598

IV 4 Bock H. Über den Wirkungsgrad in der Klimatechnik — «Allg Warmetechn», 1957, Bd 8, № 5/5, S 105—124

IV-5 Efficiency in air conditioning and the new thermodynamic function «exergy» — «Suppl Bul Inst Intern du Froid», 1957, p 51—60.

IV-6 Erqens S., Hanny J. Thermodynamische Untersuchungen von Kältemaschinen mit tiefen Temperaturen — «Techn Rundschau», (Sulzer), 1963, Bd 45, № 4, S 197—204

IV 7 Frankenberg R. Zur Exergie und ihre Anwendung am Beispiel des Klinkerkühlers — «Zement — Kalk — Gips», 1964, № 5, S 210, 211

IV 8 Fratscher W. Die Bedeutung der Exergie für die Kälte — und Klimatechnik — «Luft — und Klimatechn», 1967, № 3

IV 9 Glaser H. Die Thermodynamische Untersuchung von Kälteprozessen mit Hilfe der technischen Arbeitsfähigkeit — «Kältetechn», 1963, Bd 15, № 11, S 344—353

IV 10 Glansdorf P. A., Joumotte A. et Baland J. Sur la puissance disponible et le rendement de propulsion des moteurs à reaction par jets. — «Bull Acad Roy. Belg, Cl des Sc», 5-me serie, 1955, vol 41, № 2, p 1264—1280

IV 11 **Glansdorff P. A.** Sur la fonction dite d'«Exergie» et son emploi en climatisations — «Suppl. Bul. Inst. Intern. du Froid», 1957, p. 61—62

IV 12 **Grassmann B.** Über den Wirkungsgrad von Kalteprozessen — «Kältetechn.», 1952, № 3, S. 52—57

IV 13 **Grassmann P.** Anwendungen von Exergiebetrachtungen in der Kältetechnik — In: Energie und Exergie, Düsseldorf, VDI Verlag, 1965, S. 21—33

IV 14 **Graupner K. H.** Wärmeabfuhrung bei sauggasgekuhlten Hermetikkompressoren — «Luit- und Kältetechn.», 1969, Bd. 5, № 2, S. 101—105

IV 15 **Grigoriu M.** Importanța energiei pentru studiul proceselor reale din masinile frigorifice cu compresie de vapori — «Bul. Inst. politehn. București», 1965, vol. 27, № 2, p. 117—129

IV 16 **Gusik A.** Egzergia termiczna gazow szlachetnych otrzymywanych z powietrza — «Zesz. Nauk. Politechn. Śląskiej» — «Energetyka», 1964, t. 14, № 108, s. 97—104

IV 17 **Keesom W. H.** Sur l'économie du procédé à cascade pour la liquéfaction des gaz. Commun. Univ. Leiden. Comm. Onn. Lab. № 76a, 1933

IV 18 **Keiner E.** Thermodynamische Untersuchungen zur Beurteilung von Klimaprozessen mit Hilfe von Kreisprozesscharakteristiken und unter Verwendung eines e, x Diagrammes für feuchte Luft. Diss., Dresden, TU, 1965

IV 19 **Lorenz H.** Beiträge zur Beurteilung von Kuhlmaschinen — «Ztsch. VDI», 1894, Bd. 38, № 3, S. 62—68, № 4, S. 98—103, № 5, S. 124—130

IV 20 **Nesselmann K.** Zur Frage eines allgemeinen Vergleichsprozesses für Kältemaschinen — «Ztschr. Ges. Kalte-Ind.», 1938, Bd. 45, № 6, S. 118—121

IV 21 **Nesselmann K.** Wirkungsgrade von Kältemaschinen auf Grund von Vergleichsprozessen — «Kältetechn.», 1952, Bd. 4, № 6, S. 135—138

IV 22 **Nesselmann K.** Über den Begriff der Arbeit bei thermodynamischen Prozessen — «Kältetechnik», 1961, Bd. 13, № 3, 91—94

IV 23 **Opresnik M.** Uporabnost eksergijskega diagrama v hladilni tehniki — «Strojnikski Vestnik», 1966, knj. 12, № 3, s. 57—62

IV 24 **Opresnik M.** Der exergetische Wirkungsgrad der Wärmepumpe — «Kältetechnik», 1969, Bd. 21, № 7, S. 193—195

IV 25 **Peculea M.** Betrachtungen über die Leistungsziffer der Kälteanlagen in Kaskadenschaltung — «Rev. Roum. de Physic», 1964, vol. 9, № 9

IV 26 **Peculea M.** Bull. stăut și tehn. — «Inst. politehn. Timișoara», 1966, vol. 11, № 1, s. 201—211

IV 27 **Peculea M.** Der thermodynamische Wirkungsgrad der Kalteprozesse in Kaskadenschaltung — «Rev. Roum. de Physic», 1967, vol. 12, № 2

IV 28 **Stamatescu C., Grigoriu M.** Studiul randamentului exergetic al proceselor frigorifice reale, prin comprimare de vapori — «Bul. Inst. Politehn. Gheorghe Gheorghiu Dej», 1969, vol. 31, № 1, p. 107—126

IV 29 **Szargut J.** Bilans egzergetyczny zbieżarek absorpcyjnych — «Zesz. Nauk. Politechn. Śląskiej. Energetyka», 1964, t. 14, № 108, s. 73—96

IV 30 **Szargut J., Petela R.** Zastosowanie egzergii do economicznej oceny strat ciepła — «Archiwum budowy maszyn», 1964, t. XI, № 1, s. 49—58

IV 31 **Szargut J., Petela R.** Wskazniki egzergetyczne zbieżarek — «Zesz. Nauk. Politechn. Śląskiej. Energetyka», 1965, № 129, S. 69—80

IV 32 **Trepp C.** Refrigeration systems for temperatures below 25° with turboexpanders — «Advances in Cryogenic Engineering», 1960, vol. 7, p. 251—261

IV 33 **Trepp Ch.** Über Exergieverluste durch Temperaturunterschiede in Tieftemperatur — Wärmeaustauschern — «Kältetechnik», 1967, Bd. 19, № 9, S. 286—287

- IV-34. Vlnas S. Exergeticka ucinnost. — «Strojirestvi», 1965, knj. 15, № 3, s. 163—171; 1965, № 2, 7, 8.
- IV-35. Weislehner G. Die Exergie und ihre Anwendung am Beispiel des Klinkerkühlers. — «Zement — Kalk — Gips», 1963, № 9, S. 366—369.
- IV-36. Боярский М. Ю., Синяевский Ю. В. Оптимальные параметры дроссельных рефрижеративных воздушных циклов. — «Изв. вузов. Энергетика», 1969, № 9, с. 63—68.
- IV-37. Бродянский В. М. Об идеальном газовом холодильном цикле. — «Изв. вузов. Энергетика», 1961, № 4, с. 98—102.
- IV-38. Бродянский В. М. Термодинамический анализ процессов сжижения газов. — ИФЖ, 1963, № 7, с. 36—42.
- IV-39. Бродянский В. М., Ишкин И. П. Метод термодинамического анализа процессов в холодильных установках. — «Изв. АН СССР. ОТН», 1958, № 5.
- IV-40. Бродянский В. М., Ишкин И. П. Термодинамический анализ процессов сжижения газов. — ИФЖ, 1963, № 10, с. 19—26.
- IV-41. Бродянский В. М., Медовар Л. Е. О применении понятия эксергии в холодильной технике. — «Холодильная техника», 1961, № 5, с. 41—47.
- IV-42. Бродянский В. М., Мартынов А. В. Термодинамический анализ потерь в парожеткортной холодильной установке. — «Изв. вузов. Энергетика», 1962, № 5, с. 76—83; № 11, с. 74—83.
- IV-43. Бродянский В. М., Лейтес Н. Л., Мартынов А. В. Использование вихревого эффекта в химической технологии. — «Хим. промышленность», 1963, № 4, с. 32—36.
- IV-44. Бродянский В. М., Калинина Е. И. Термодинамический анализ внешних потерь в процессах обогащения воздуха кислородом. — В кн.: Доклады науч.-техн. конф. МЭИ, секц. промтеплоэнергетическая, М., изд. МЭИ, 1967, с. 118—124.
- IV-45. Бродянский В. М., Ташина А. Г. Расчет криогенных детандерных рефрижеративных установок на базе оптимизации процесса теплообмена. — В кн.: Доклады науч.-техн. конф. МЭИ, секц. промтеплоэнергетическая, М., изд. МЭИ, 1967, с. 118—124.
- IV-46. Бродянский В. М., Ташина А. Г. Энергетические характеристики гелиевой детандерной рефрижеративной установки. — В кн.: Доклады науч.-техн. конференции МЭИ, секц. промтеплоэнергетическая, М., изд. МЭИ, 1967.
- IV-47. Бродянский В. М., Грачев А. Б., Савинова Н. М. Определение потерь эксергии в поршневом детандере по замерам внутренних параметров. — В кн.: Доклады науч.-техн. конф. МЭИ, секц. промтеплоэнергетическая, М., изд. МЭИ, 1967.
- IV-48. Бродянский В. М., Грачев А. Г., Савинова Н. М. Уплотнение поршня и к. п. д. поршневого детандера. — «Изв. вузов. Энергетика», 1967, № 3, с. 45—51.
- IV-49. Гильман И. И. Оценка термодинамической эффективности поршневых детандеров. — Труды ВНИИХИММАШ вып. 8, Аппараты и машины хим. установок. 1964, с. 141—162.
- IV-50. Грачев А. Б., Ворошилов Б. С. Аналитический расчет потерь от сопротивления клапанов в поршневом детандере. — «Изв. вузов. Энергетика», 1969, № 8, с. 123—125.
- IV-51. Ишкин И. П., Бродянский В. М. Термодинамический анализ низкотемпературных процессов. — ЖТФ, 1952, т. 22, с. 1733—1790.
- IV-52. Клименко А. П. Термодинамическое исследование поршневого детандера. — В кн.: Сжижение и разделение углеводородных газов. Киев, Изд-во АН СССР, 1956.
- IV-53. Малков М. П. и др. Выделение дейтерия из водорода методом глубокого охлаждения. М., Госатомиздат, 1961.
- IV-54. Малков М. П. и др. Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения. М., — Л., Госэнергоиздат, 1963.
- IV-55. Мартынов А. В., Агеев А. И. Применение эжекторов в криоген-

ных рефрижеративных установках.— В кн.: Доклады науч.-техн. конференции МЭИ, секц. промтеплоэнергетическая, М., изд. МЭИ, 1969.

IV-56. **Мартыновский В. С.** Термодинамический анализ циклов холодильных машин. М.— Л., Госэнергоиздат, 1952.

IV-57. **Мартыновский В. С., Мельцер Л. З., Шнайд И. М.** Энергетическая эффективность различных типов генераторов холода.— «Холодильная техника», 1961, № 6, с. 11—16.

IV-58. **Мартыновский В. С., Мельцер Л. З.** О степени термодинамического совершенства теплоэнергетических и холодильных установок.— «Холодильная техника», 1955, № 1, с. 42—44.

IV-59. **Медовар Л. Е.** Эксергетический к. п. д. холодильного компрессора.— «Холодильная техника», 1963, № 1, с. 33—37.

IV-60. **Окозовский В. В., Ильин А. Я.** Термодинамический анализ процессов обращенной абсорбционной машины.— «Холодильная техника», 1965, № 4, с. 31—35.

IV-61. **Чистяков Ф. М.** Об энтропийном методе определения энергетических потерь.— «Холодильная техника», 1955, № 4, с. 47—50.

IV-62. **Ташина А. Г.** Зависимость эффективности гелиевой рефрижеративной детандерной установки от некоторых внутренних параметров.— В кн.: Доклады науч.-техн. конф. МЭИ, секц. промтеплоэнергетическая, М., изд. МЭИ, 1969.

IV-63. **Brodijansky V.** Calculation and optimization of expander cryogenic cycles on electronic digital computers. The proceeding of the I. Cryogenic Eng. Conf. in Tokyo, 1967, p. 198—201.

IV-64. **Капица П. Л.** Турбодетандер для получения низких температур и его применение для ожижения воздуха.— ЖТФ, 1939, т. 9, вып. 2, с. 99—123.

IV-65. **Капица П. Л.** Расчет гелиевого ожижительного цикла с каскадным включением детандеров.— ЖТФ, 1959, т. 29, № 4, с. 427—432.

IV-66. **Auracher H.** Die thermodynamische Optimierung einer Verdampfungs-kälteanlage in Kaskadenschaltung mit Hilfe von Exergiediagrammen.— «Kältetechnik», 1970, Bd 22, № 9, S. 295—302.

IV-67. **Kreuter W.** Optimierung der Stofftrennung mit Hilfe von Exergibilanzen dargestellt am Beispiel der Athylen—Äthan—Trennung.— «Kältetechnik», 1970, Bd 22, № 11, S. 367—369.

IV-68. **Бродянский В. М.** Термодинамический анализ низкотемпературных процессов (конспект лекций). М., Изд. МЭИ, 1966.

IV-69. **Бродянский В. М.** Комбинирование процессов в холодильной технике и второе начало термодинамики.— «Холодильная техника», 1971, № 8, с. 36—40.

IV-70. **Мельцер Л. З.** Методы термодинамической оценки теоретических и действительных циклов холодильных машин.— В кн.: Холодильная техника и технология. Киев, 1968, № 6, с. 27—32.

IV-71. **Захаров Ю. В., Шквар А. Я.** Эксергетический к. п. д. парожеторных холодильных машин.— В кн.: «Холодильная техника и технология». Киев, 1971, № 11, с. 3—8.

V. ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И РАЗДЕЛЕНИЕ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

V-1. **Arankathu C. S.** Exergetische Analyse thermischer Trennverfahren. Diss. Zürich, 1961.

V-2. **Baehr H. D., Schmidt E. F.** Die Berechnung der Gleichgewichtszusammensetzung chemisch reagierender Gasgemische insbesondere dissoziierender Verbrennungsgase.— BWK, 1964, Bd 16, № 1.

V-3. **Baehr H. D., Schmidt E. E.** Die Berechnung der Exergie von Verbrennungsgasen unter Berücksichtigung der Dissotiation.— BWK, 1964, Bd 16, № 2, S. 62—66.

V-4. **Bock H.** Zum Begriff der maximalen Arbeit und der Exergie der Brennstoffe.— «Allg. Wärmetechn.», 1958—1959, Bd 9, № 4/5, S. 91—93.

V-5 **Bosnjakovic F.** Die Bedeutung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik für die Wärmebilanz von Öfen.—«Glastechn», 1959, Bd 32, № 2, S 341—347

V-6 **Bosnjakovic F.** Bezugszugzustand, von Exergie des reagierenden Systems — «Forsch Geb Ing Wesens», 1963, Bd 29, № 5, S 151, 152

V-7 **Buimovici D.** Maximale Arbeit und Exergie der Brennstoffe — «Allg Wärmetechn», 1958, Bd 8 № 9, S 189—194

V-8 **Brauer M., Jeschar R.** Die Bedeutung der Exergie für die thermodynamische Untersuchung des Hochofenverfahrens — «Archiv für das Eisenhüttenwes», 1963, Bd 34, № 1, S 9—16

V-9 **Denbigh K. G.** The second-law efficiency — «Chem Eng Sci» 1956, v 6, p 1—9

V-10 **Fratzscher W.** Die Grundgleichung der Exergie und ihre Anwendung auf den Verbrennungsvorgang — «Wiss Ztschr T H Dresden», 1961, Bd 10, № 2 S 235—256, «Energietechn», 1961, Bd 11, № 4, S 163—166

V-11 **Fratzscher W. u. Nitsch R.** Exergetische Beurteilung heterogener Reaktionen — «Kernenergie», 1961, Bd 4, № 4, S 269—275

V-12 **Fratzscher W. u. Schmidt D.** Zur Bestimmung der maximalen Arbeit von Verbrennungsreaktionen — «Wiss Ztschr T H Dresden», 1961, Bd 10, № 1, S 183—191.

V-13 **Fratzscher W.** Exergetische Beurteilung technischer Verbrennungsreaktionen — «Energietechn», 1962, Bd 12, № 4, S 153—161

V-14 **Grigoriu J.** Folosirea binalului de exergie la proiectarea utilajelor chimice — «Rev Chim» (RPR), 1963, vol 14, № 3, p 148—155

V-15 **Heschel W., Rammner E.** Die Bedeutung der Exergie für die Kohlenverbrennung, dargestellt am Beispiel der Spulgasschwelung — «Freberger Forsch», A, 1969, № 461, S 63—81

V-16 **Huhmann — Kotz L.** Untersuchung und Beurteilung von Glasschmelzwannen durch Exergiebilanzen — «Glastechn», 1959, Bd 32, № 2, S 47—53

V-17 **Kayser H. G.** Die Brennstoffe in der modernen Energiewirtschaft — BWK, 1961, Bd 13, № 11, S 504

V-18 **Jeschar R.** Exergiebilanz des Tunnelofens — «Berichte d Deutsch Keramischen Gesselsch», 1963, Bd 40, № 11, S 596—602

V-19 **Rant Z.** Energetika ocenitev postopka fabrikacije sode (Na_2CO_3). Diss Ljubljana, 1947 — In Acta technica ser machinarum, 1951, vol 3, № 1, p 1-72

V-20 **Rant Z.** Egsergija goriv — «Strojniski Vestnik», 1959, knj 5, № 6, s 161—163

V-21 **Rant Z.** Nepovrativost kod koncentracije kaustiene sode — «Informacije Fabrike Sode Lukavac», 1960, knj 6, № 1, s 3—6

V-22 **Rant Z.** Zur Bestimmung der spezifischen Exergie von Brennstoffen — «Allg Wärmetechnik», 1961, Bd 10, № 9, S 172—176

V-23 **Rant Z.** Der Einfluss der Luftvorwärmung auf die Nichtumkehrbarkeit der Verbrennung — BWK, 1961, Bd 13, № 11, S 496—500

V-24 **Rant Z.** Die Exergie von Stoffen bei Umgebungsdruck — «Allg Wärmetechn», 1962, Bd 11, № 1, 2, S 1, 2

V-25 **Rant Z.** Die Exergieverhältnisse bei der Verbrennung Energie und Exergie Düsseldorf VDI Verlag, 1965, S 33—39

V-26 **Schmidt E.** Einführung in die technische Thermodynamik und in die Grundlagen der chemischen Thermodynamik 8 Aufl Berlin — Göttingen — Heidelberg, 1950

V-27 **Silbiger J.** Die exergetische Betrachtung der Verbrennung und Vergasung von Kohlenstoff — «Allg Wärmetechnik», 1961, Bd 10, № 1, S 1—4

V-28 **Silbiger J.** Die exergetische Berechnung und Diagrammierung chemischer Prozesse besonders der Verbrennung und Vergasung von Kohlenstoff Diss, Zurich 1961

V-29 **Szargut J.** Ogólne zasady bilansowania energetycznego procesow

chemicznych oraz nowa metoda bilansowania.— «Zesz. Nauk. Politechn. Śląskiej. Energetyka», 1956, № 1.

V-30. Szargut J. Bilans potencjonalny procesow chemicznych.— «Archiwum Budowy Maszyn», 1957, t. 4, № 11, s. 89—117.

V-31. Szargut J. Bilans eksergetyczny procesow hutniczych.— «Archiwum Hutnictwa», 1961, t. 6, № 1, s. 23—60.

V-32. Szargut J. Die Exergiebilanz der Wärmeprozesse in der Hüttenindustrie.— «Freiberger Forschungshefte», 1962, № 68, S. 81—103.

V-33. Szargut J., Weiss P. Pływ podgrzania powietrza na straty egzergii przy spalaniu.— «Zesz. Nauk. Politechn. Śląskiej. Energetyka», 1964, t. 14, № 104, s. 35—51.

V-34. Szargut J., Ziebig A. Wpływ wzbogacania powietrza tlenem na straty egzergii przy spalaniu.— «Zesz. Nauk. Politechn. Śląskiej. Energetyka», 1955, t. 14, № 104, s. 53—63.

V-35. Szargut J., Styrylska T. Angenäherte Bestimmung der Exergie von Brennstoffen.— BWK, 1964, Bd 16, № 12, S. 589—596.

V-36. Szargut J. Die Exergie von typischen Rohstoffen und Produkten der Hüttenindustrie.— «Neue Hütte», 1965, Bd 10, № 5.

V-37. Szargut J., Pasierb S., Wandras J. Bilans egzergetyczny huty zelaza.— «Hutnik», 1964, t. 31, № 4, s. 123—128.

V-38. Szargut J., Ziebig A. Egzergia związków chemicznych w procesach hutniczych.— «Problemy projektowe hutnictwa», 1965, t. 13, № 2, s. 40—49.

V-39. Бродянский В. М. Энергетические потери в современных кислородных установках. «Изв. вузов. Энергетика», 1959, № 7.

V-40. Бродянский В. М. Метод термодинамического анализа низкотемпературной ректификации бинарных смесей.— В кн.: Достижение и задачи в производстве и применении холода, Госторгиздат, 1960, с. 95—101.

V-41. Бродянский В. М., Калинина Е. И. Термодинамический анализ внешних потерь в процессах обогащения воздуха кислородом.— В кн.: Доклады науч.-техн. конф. МЭИ, секц. промтеплоэнергетическая, М., изд. МЭИ, 1967.

V-42. Бумагин Г. И. Влияние к. п. д. поршневого двигателя на энергетическую эффективность установок разделения воздуха.— «Изв. вузов. Энергетика», 1970, № 9.

V-43. Сидельковский Л. Н., Фальков Э. Я. Эксергетические балансы огнетехнических процессов. М., изд. МЭИ, 1967.

V-44. Тринг М. В. Наука о пламени и печах. Металлургиздат, 1958.

V-45. Карпова Ю. Г., Лейтес И. Л. Эксергетический к. п. д. процессов очистки газов от двуокиси углерода. «Газовая промышл.», 1971, № 10, с. 33—36.

V-46. Чернышевский И. К. Уравнения Гиббса и Гиббса — Дюгема, выраженные через эксергию.— ЖФХ, 1971, т. 45, № 2, с. 440—441.

V-47. Чернышевский И. К. О гидродинамике и термодинамике процессов внедрения влаги в воздух при испарении и сушке.— «Известия вузов. Химия и хим. технология», 1970, № 13, вып. 2, с. 1684—1688.

V-48. Геллер З. И., Донцов Г. В. Термодинамическая эффективность процессов электрохимического генерирования энергии.— «Изв. вузов. Энергетика», 1970, № 4, с. 68—71.

V-49. Бродянский В. М., Лейтес И. Л., Карпова Ю. Г. Выбор уровней отсчета при эксергетическом анализе химических процессов.— «ТОХТ», 1971, т. 5, № 6, с. 858—862.

VI. ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТЕПЛООБМЕНА

VI-1. Bruges E. A. Performance of heat exchangers.— «Engineers» (London), 1957, vol. 204, № 5299.

VI-2. Fratzscher W., Franko O. Zur thermodynamischen und energie-wirtschaftlichen Bewertung des Wärmeaustauschers.— «Wiss. Ztschr. T. H. Chem.», Leuna — Merseburg, 1965, Bd 7, № 2, S. 88—89.

VI-3. Frieder A. Wirkungsgrad von Wärmeübertragern.— «Allg. Wärmetechn.», 1952, Bd 3, № 7, S. 142—144.

VI-4 Glaser H. Der Gutegrad von Wärmeaustauschern — «Chem — Ing Techn», 1949, Bd 21, № 5/6, S 95—99

VI-5 Grassmann F. Über thermodynamischen Wirkungsgrad der Wärmeaustauschern — «Chem — Ing — Techn», 1950, № 8, S 174

VI 6 Grassmann P. Zur günstigen Wahl der Temperaturdifferenz und der Wärmeübergangszahl in Wärmeaustauschern — «Kältetechn», 1957, Bd 9, № 10, S. 306—308.

VI 7 Henatsch A. Thermodynamisch — energiewirtschaftliche Bewertung von Wärmeaustauschern. — «Wiss. Ztschr. T. H. Verkehrswesen Dresden», 1957, Bd 14, № 2, S 57—67

VI-8 Leca A. Notiumi de analiza exergetica (III) — «Energetica» (RSR) 1967 vol 15 № 7 p 321—327

VI-9. Nicolescu Tr., Danescu Al., Radcenco V .S.—«Bul Inst politehn. Gheorghe Gheroghiu Dej», 1968, vol 30, № 1, p 117—131

VI 10 Petela R. Egsergia emisji własnej ciała doskonałe szarego — «Zesz. Nauk Politechn. Śląskiej Energetyka», 1961, № 26, s. 33—45

VI-11 Petela R. Exergy of heat Radiation — «J of Heat Transfer», 1964, vol 86C, № 2, p 187—192

VI-12 Boman G., Wegener H. Exergieverluste der Wärmeaustausch; 2 Exergieverluste infolge des endlichen Temperaturunterschiedes zwischen den Wärmeübertragenen Medien, 3 Exergieverluste durch Mischung — «Chem — Ing Techn», 1965, Bd 37, № 5, S 524—527.

VI-13 Андреев Л. П., Костенко Г. Н. Эксергетические характеристики эффективности теплообменных аппаратов — «Изв вузов Энергетика», 1965, № 3, с 53—60

VI-14 Андреев Л. П., Костенко Г. Н. О к п д и степени термодинамического совершенства теплообменных аппаратов — «Изв вузов Энергетика», 1957, № 5, с 148—150

VI-15 Бродянский В. М., Ишкин И. П. Термодинамический анализ процессов теплообмена в холодильных установках — «Холодильная техника» 1962, № 3, с 17—21

VI-16 Грачев А. Б., Ворошилов Б. С. Определение потерь эксергии от регенеративного теплообмена в цилиндре поршневого детандера — ИФЖ, 1969, т 17, № 6, с 1127—1131

VI-17 Евенко В. И. О статье Л П Андреева и Г Н Костенко «Эксергетические характеристики эффективности теплообменных аппаратов». «Изв вузов Энергетика», 1966, № 4

VI-18 Евенко В. И., Сочениов В. Н. Методика оценки эффективности теплообменных аппаратов и поверхностей теплообмена — «Изв вузов. Энергетика» 1967, № 4

VI-19 Чернышевский И. К. К п д и эффективность теплообменных аппаратов — «Энергомашиностроение», 1964, № 8, с 24—26

VI-20 Аксельбанд А М, Бильдер З. П., Ясинский А. С. Эксергетический к п д теплообменников «вода — пар» с учетом гидравлических сопротивлений — «Изв вузов Энергетика», 1970, № 7, с 107—109

VII ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОНЯТИЯ ЭКСЕРГИИ В ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ РАСЧЕТАХ

VII 1 Baehr H. D Energie, Exergie Anergie — In Energie und Exergie, Dusseldorf, VDI Verlag, 1965, S 5—21

VII 2 Bergmann E., Schmidt K. R. Ein Störungsrechenverfahren mit der Exergie.—In Energie und Exergie, Dusseldorf, VDI-Verlag, 1965, S 63—89

VII-3 Bergmann E., Schmidt K. Second law analysis zur Prozesskostenrelassung und Prozessgestaltung bei Dampfkraftwerken — «Mitt d GB», 1967, № 108 S 151—160

VII-4 Evans R., Tribus M. Thermo-economics of saline water conversion — «Ind. and Eng Chemistry, Process Design and Development», 1965, vol 4, p 195—206.

VII-5. **Elsner N.** Die Exergie und ihre Bedeutung für Wärmetechnische und energiewirtschaftliche Untersuchungen.—«Energieanwendung», 1967, Bd 16, № 6, S. 121—127.

VII-6. **El — Sayed J. M., Evans A. I.** Application of the thermoeconomic approach to the analysis and optimization of a vaporcompression desalting system.—«Trans. ASME. J. of Eng. for Power», 1970, № 1.

VII-7. **El — Sayed J. M., Evans R. B.** Thermoeconomics and the design of heat system.—«Trans. ASME. J. of Eng. for Power», 1970, № 1, p. 28—36.

VII-8. **Fratzscher W.** Die Bedeutung der Exergie für die Energiewirtschaft.—«Sonderdruck Wiss. Ztschr. T. H. Chem.», Leuna — Merseburg, 1965, Bd 7, № 2, S. 1—87.

VII-9. **Fratzscher W., Otte F.** Zur thermodynamischen und energiewirtschaftlichen Bewertung des Wärmeaustauschers.—«Sonderdruck Wiss. Ztschr. T. H. Chem.», Leuna — Merseburg, 1956, Bd 7, № 2, S. 88—89.

VII-10. **Fratzscher W.** Zusammenfassung der Diskussion zu den Vorträgen der Arbeitstagung «Die Bedeutung der Exergie für die Energiewirtschaft».—«Sonderdruck Wiss. Ztschr. T. H. Chem.», Leuna — Merseburg, 1965, Bd 7, № 2, S. 125, 126.

VII-11. **Fruth H.** Kostenaufteilung in Heizkraftanlagen mit Hilfe der Nutzexergie.—«Energie», 1961, Bd 18, № 11.

VII-12. **Grühn G.** Zur Wahl des Umgebungszustands — thermodynamische und energiewirtschaftliche Gesichtspunkte.—«Sonderdruck Wiss. Ztschr. Techn. Hochschule Chem.», Leuna — Merseburg, 1965, Bd 7, № 2, S. 118—124.

VII-13. **Henatsch A.** Ermittlung optimaler Isolierstärken unter Berücksichtigung des Exergiebegriffes, gezeigt am Beispiel der Rohrisolierung.—«Wiss. Ztschr. T. H. Chem.», Leuna — Merseburg, 1965, Bd 7, № 2, S. 112—117.

VII-14. **Henatsch A.** Thermodynamische — energiewirtschaftliche Untersuchungen zur Bewertung und Optimierung von Wärmeübertragung.—«Wiss. Ztschr. Verkehrswesen Dresden», 1967, Bd 14, № 2, S. 357—367; № 3, S. 691—703.

VII-15. **Marecki J.** Podział kosztów w skójarzonej gospodarce energetycznej.—«Przegląd Elektrotechniczny», 1963, № 1, s. 5—11.

VII-16. **Medici M.** L'abbinamento dei concretti di energia utilizzabile e di entropia per il perfezionamento degli impianti termici (Bilancio dell'energia utilizzabile e bilancio termico).—«Technica italiana», 1966, vol. 31, № 5, p. 267—272.

VII-17. **Nitsch R.** Die exergetische Kostenaufteilung bei der Heiz — Kraft — Kopplung und die Entwicklung eines exergetischen Heizwärme — Tarifs.—«Sonderdruck Wiss. Ztschr. T. H. Chem.», Leuna — Merseburg, 1965, Bd 7, № 2, S. 105—111.

VII-18. **Nitsch R.** Zur Theorie der exergetischen Kostenbildung.—«Sonderdruck Wiss. Ztschr. T. H. Chem.», Leuna — Merseburg, 1965, Bd 7, № 2, S. 100—104.

VII-19. **Pientka J.** Ocena dobroci procesów termodynamicznych i bilans strat egzergii siłowni parowej.—«Zesz. Nauk. Politechn. Poznańskie».

VII-20. **Rabek G.** Die Exergie als Hilfsmittel zu Wirtschaftlichkeituntersuchungen.—«Wärme», 1964, Bd 70, № 4, S. 125—129.

VII-21. **Schüller W.** Über die exergetische Kostenbewertung der Wärme aus Entnahmedampf.—«Energietechn.», 1967, Bd 17, № 8, S. 341—345.

VII-22. **Selin W.** Sprawozdanie wewnętrzne zakładów chemicznych w Hülls, 22, 6, 1948.

VII-23. **Szargut J.** Pojęcie egzergii w odroznieniu od energii i możliwości praktycznego stosowania egzergii.—«Energetyka przemysłowa», 1962, t. 10, № 11, s. 374—378.

VII-24. **Szargut J.** Zagadnienie racjonalnej taryfy opłat za parę i gorącą wodę.—«Gospodarska paliwami i energią», 1963, t. 11, 4, s. 132—135.

VII-25. **Szargut J.** Zastosowanie egzergii przy rozwiązywaniu zagadnień

techniczno ekonomicznych energetyki cieplnej — «Zesz Nauk Politechn Śląskiej Energetyka», 1965, t 18, 120, s 101—116

VII 26 Szargut J. Anwendungsmöglichkeiten der Exergie — «Die Wirtschaft», 1965, Bd 10

VII 27 Szargut J., Petela R. Dobór parametrow pary wytwarzanej w gospodarce skojarzonej dla przeponowych wymienników ciepła — «Problemy Projektowe Hutnictwa», 1963, t 11, № 8, s 233—240

VII-28 Szargut J., Petela R. Zastosowanie egzergii do oceny ekonomicznej strat dławienia — «Archiwum Budowy Maszyn», 1964, t 11, № 1, s 49—57

VII 29 Szargut J., Petela R. Sprawność egzergetyczna elektrowni i elektrociepłowni parowych — «Zesz Nauk Politechn Śląskiej Energetyka», 1965, t 18, № 129, s 81—88

VII 30 Szargut J., Petela R. Wskazniki egzergetyczne zbieżności — «Zesz. Nauk Politechn Śląskiej Energetyka», 1965, t 18, № 129, s 69—80

VII 31 Szargut J., Petela R. Sprawność egzergetyczna roślin — «Zesz Nauk Politechn Śląskiej Energetyka», 1965, t 18, № 129, s 3—9

VII-32 Szargut J., Petela R. Egzergia, Warszawa, 1965

VII 33 Szargut J. Uogólniona metoda podziału kosztów w procesach skojarzonych — «Gospod. paliw i energ.», 1969, t 17, № 34, s 4—6

VII-34 Szargut J. Zastosowanie egzergii do ustalania uogólnionych współzależności techniczno ekonomicznych — «Archiwum budowy maszyn», 1970, t 17, № 1, s 105—116

VII-35 Tribus M., Evans R. Thermoeconomic design under conditions of variable price structure — «First International Symposium on Water Desalination», Washington, oct 1965, SWD/78

VII-36 Tribus M. Thermostatcs and Thermodynamics New Jersey D Van Nostrand Co, 1961

VII 37 Аксельбанд А. Л. Применение эксергетического метода для технико-экономического анализа судовых энергетических установок — В кн Труды Всес науч-техн конф по термодинамике Доклады секц «Новые теплоэнерг и холод схемы и циклы», Л., изд ЛТИХП, 1969, с 226—229

VII 38 Бродянский В. М. Энергетика и экономика комплексного разделения воздуха М., Металлургия, 1965

VII-39 Бродянский В. М., Калинина Е. И. Совмещенная диаграмма эксергетических и стоимостных показателей — В кн Доклады науч-техн конф МЭИ, секц промтеплоэнергетическая, М., изд МЭИ, 1969

VII-40 Гузман И. С., Бродянский В. М., Шмакова З. М. Обобщенный показатель приведенной продукции кислородного машиностроения — «Хим и нефть машиностр.», 1968, т 1, с 1

VII 41 Зотов В. В. Обоснование соотношений цен на однородные виды продукции кислородного машиностроения — «Хим и нефть машиностр.» 1966, № 7 с 31—34

VII 42 Мартыновский В. С., Мельцер Л. З., Минкус Б. А. Некоторые проблемы сочетания эксергетического анализа холодильных машин с технико экономическим — В кн Труды Всес науч-техн конф по термодинамике Доклады секц «Новые теплоэнерг и холод схемы и циклы» / изд ЛТИХП 1969, с 270—278

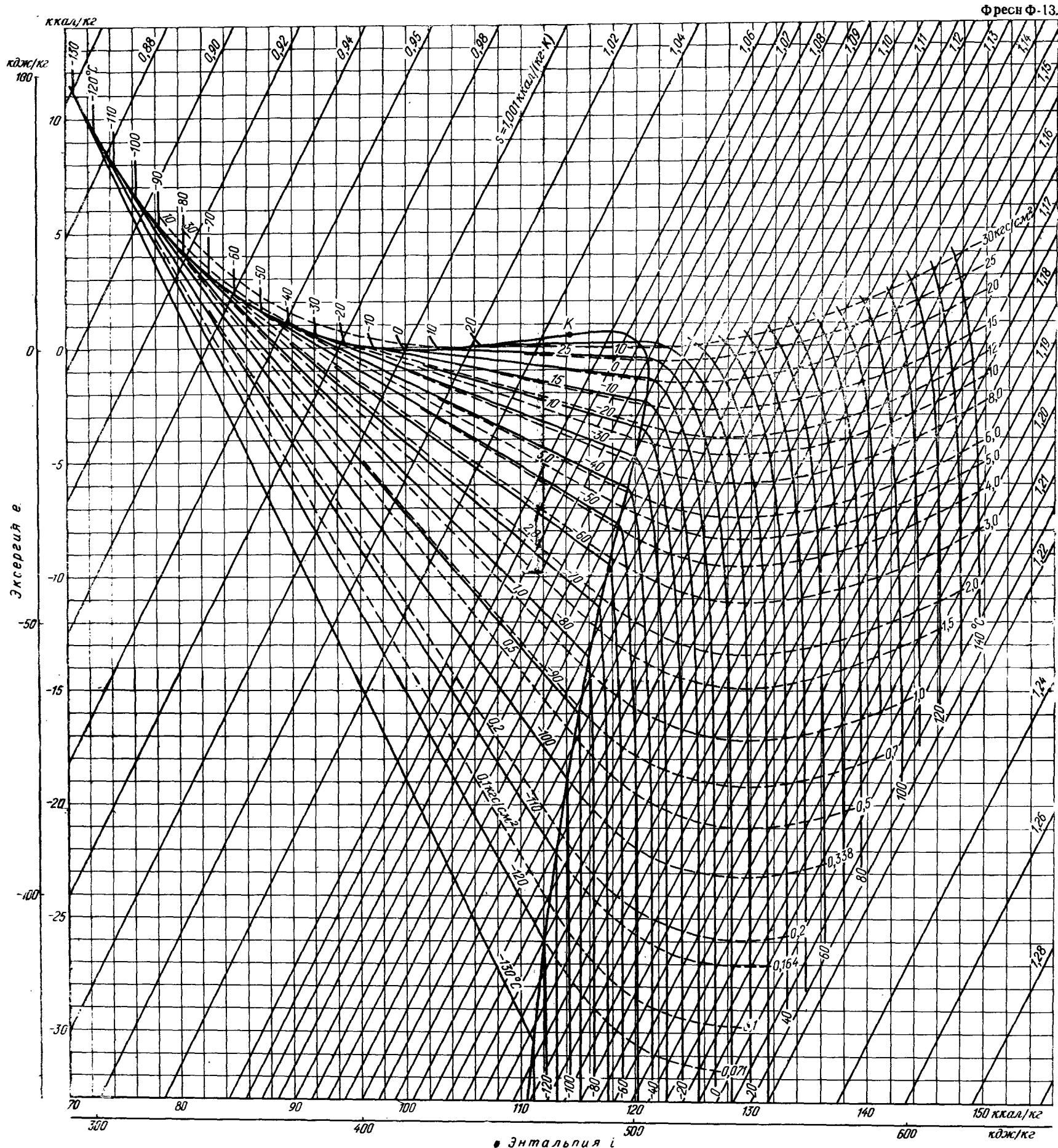
VII-43 Константинов И. Н. О методике анализа и оптимизации систем использования энергии — «Пром энергетика» 1960, № 8, с 51

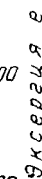
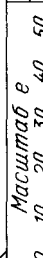
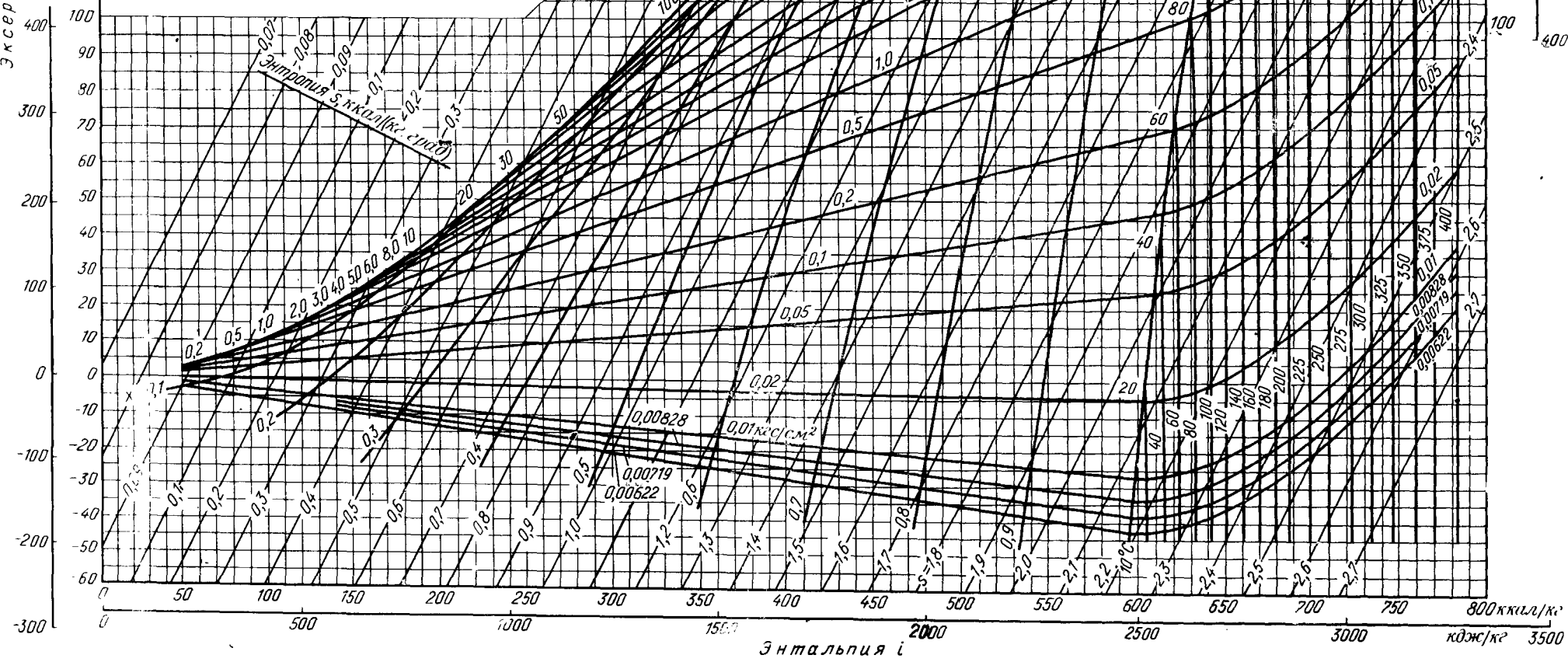
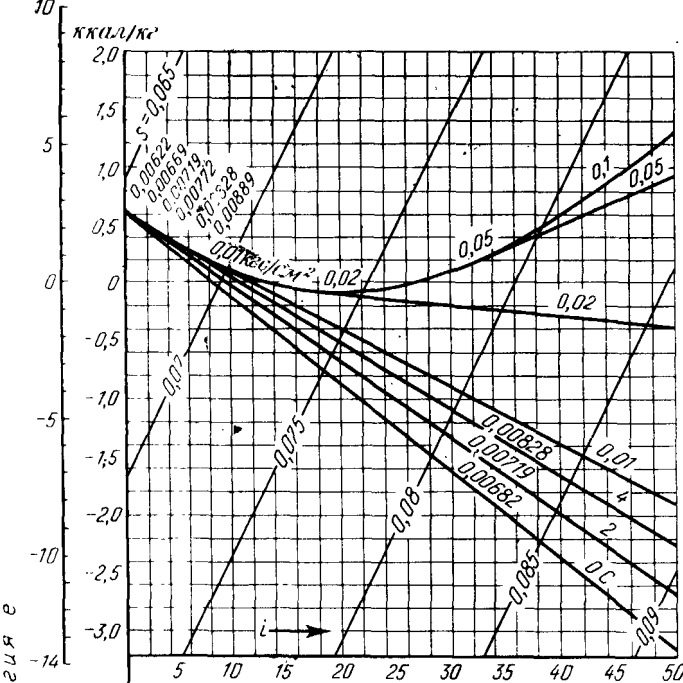
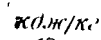
VII 44 Бродянский В. М., Синявский Ю. В. Оценка эффективности промышленных компрессорных установок — «Пром энергетика», 1968, № 8, с 31—38

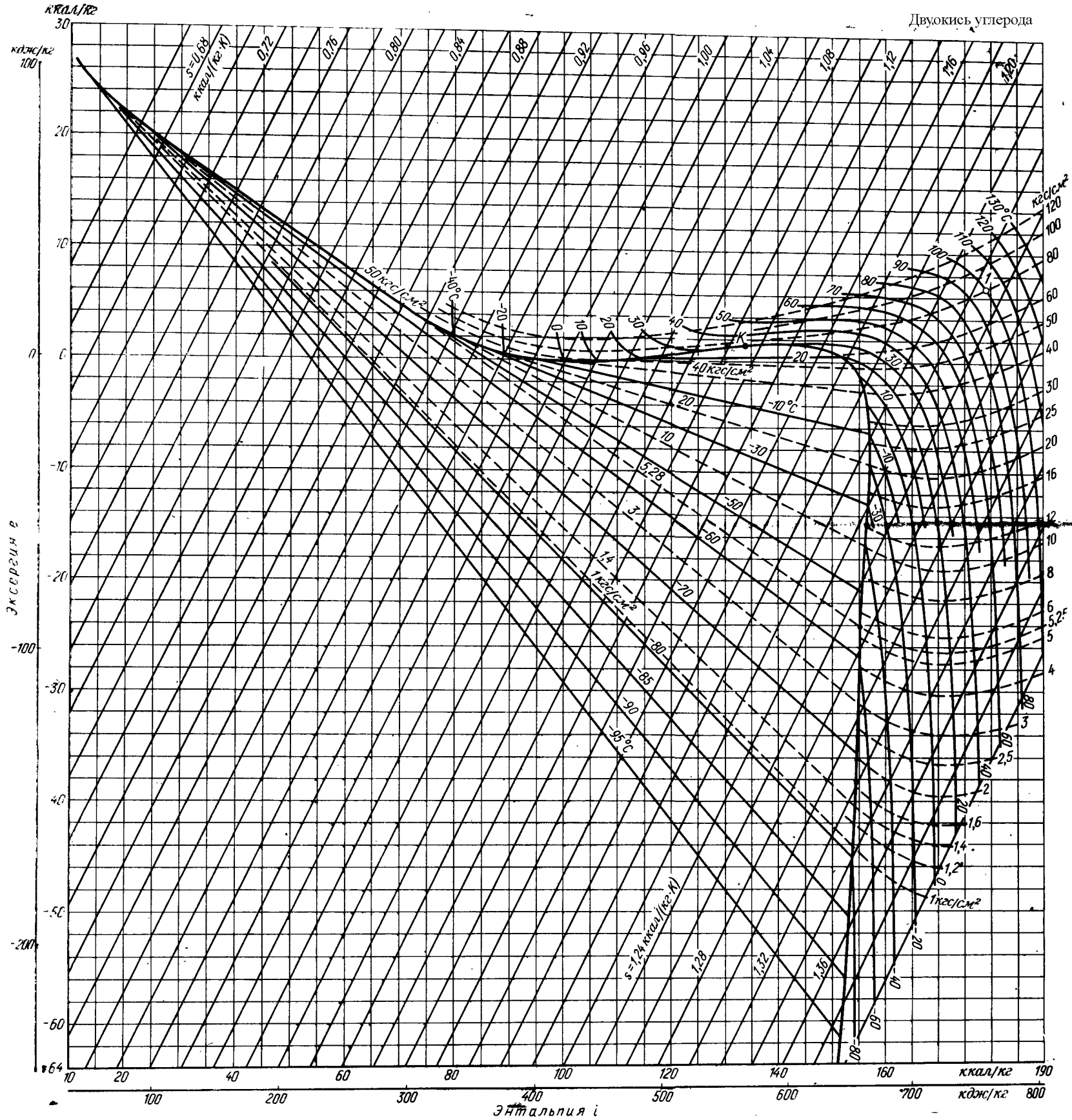
VII 45 Бродянский В. М., Синявский Ю. В. О производительности и эффективности холодильных установок — «Изв вузов Энергетика», 1969, № 11, с 67—72

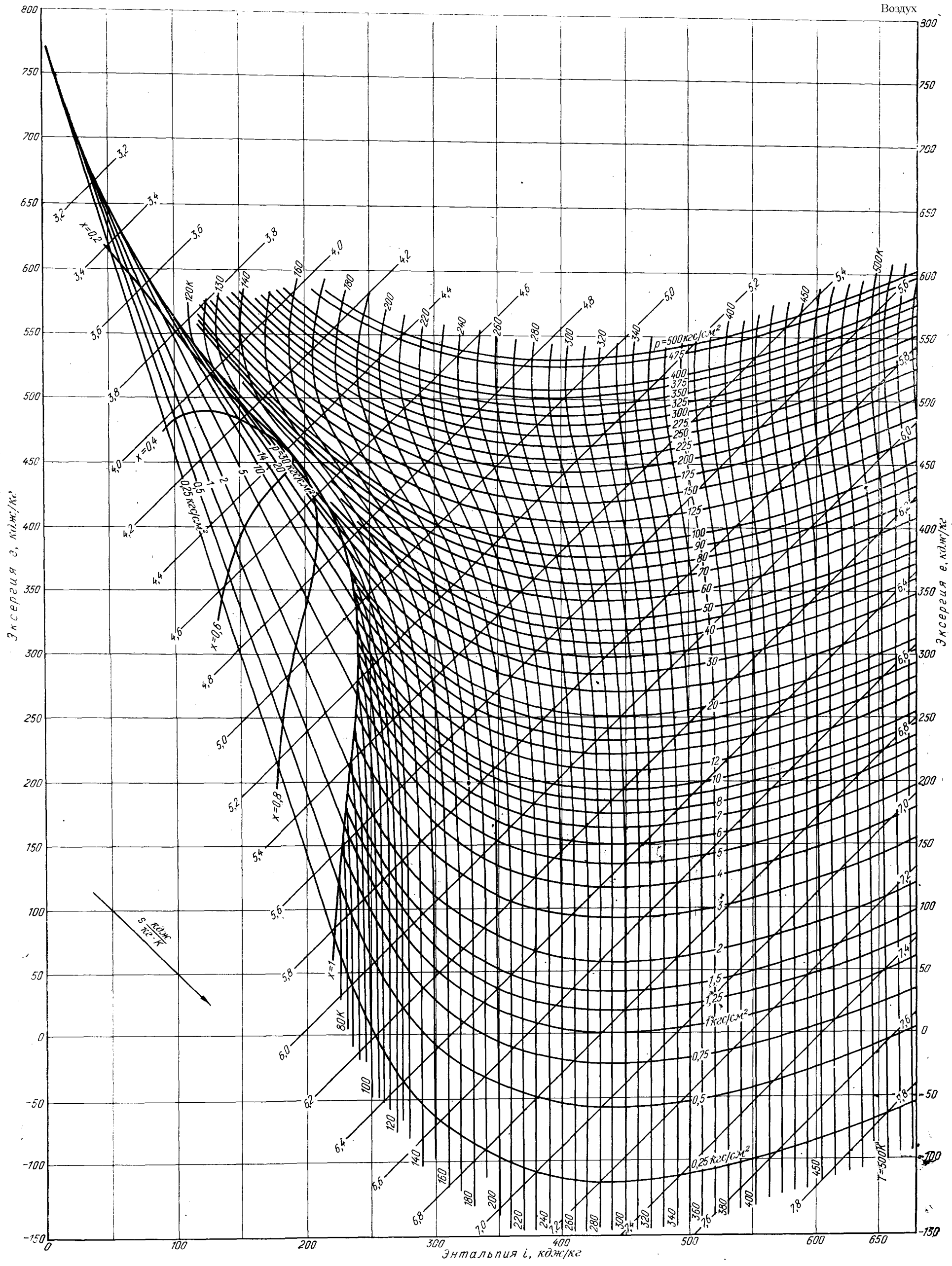
VII 46 Майков В. П. Автореф дис на соиск учен степени д-ра техн наук М., 1972 (МИХМ) Системно-структурное исследование оптимальных тепло- и массообменных аппаратов и установок

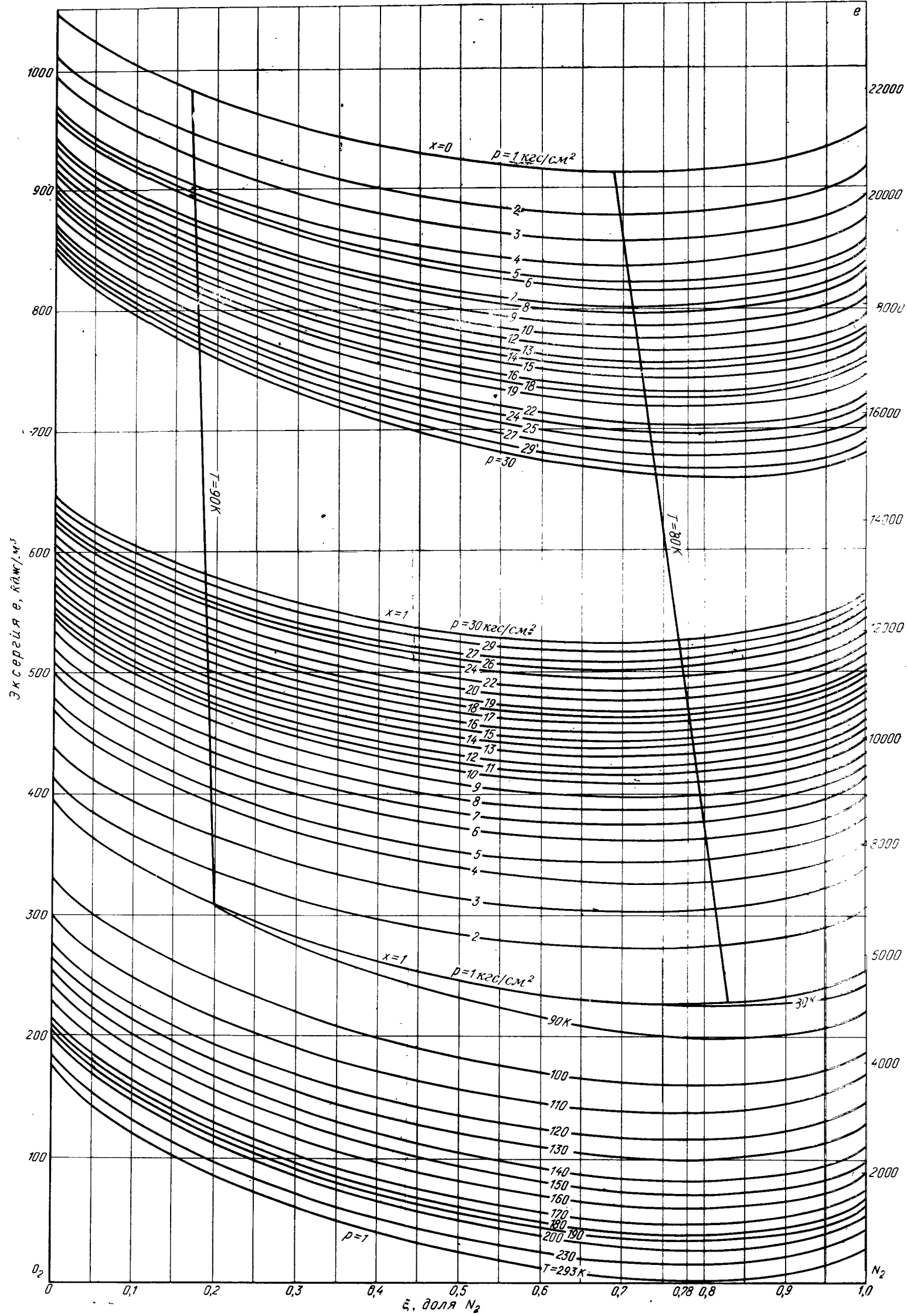
ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИЕ ДИАГРАММЫ











ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
Глава первая. Общие вопросы термодинамического анализа	14
1-1. Задачи термодинамического анализа	14
1-2. Классификация видов эксергии. Окружающая среда	16
1-3. Области приложения термодинамического анализа в технике и экономике	27
Глава вторая. Эксергетические функции и параметры	30
2-1. Эксергия вещества в замкнутом объеме	30
2-2. Эксергия вещества в потоке	35
2-3. Эксергия теплового потока и эксергия излучения	58
2-4. Анергия	68
Глава третья. Эксергетические диаграммы состояния и расчетные номограммы	75
3-1. Особенности и классификация эксергетических диаграмм	75
3-2. i , s - и T , s -диаграммы с линиями постоянной эксергии	79
3-3. e , i -диаграмма (эксергия—энтальпия) и ее модификации	81
3-4. e , T - и e , p -диаграммы	100
3-5. e , ξ -диаграмма (энтальпия—концентрация)	101
3-6. i , t_e -диаграмма (энтальпия—эксергетическая температура)	111
Глава четвертая. Эксергетические балансы систем	115
4-1. Составление и анализ уравнений эксергетического баланса	115
4-2. Виды и характеристики потерь эксергии	119
4-3. Эксергетическая производительность и мощность	124
4-4. Обобщенное понятие к. п. д. системы и ее части	129
4-5. Особенности оценки величин эксергии и ее потерь в элементах реальных процессов	145
4-6. Анализ возможности осуществления технической системы	150
Глава пятая. Анализ отдельных процессов теплотехники и низкотемпературной техники	153
5-1. Сжатие газов и жидкостей	154
5-2. Расширение газов и жидкостей	161
5-3. Теплообмен	181
5-4. Разделение смесей	195
5-5. Сжигание топлива	202
	295

Глава шестая. Анализ и термодинамическая оптимизация технических систем	215
6-1. Общие положения	215
6-2. Примеры термодинамического анализа систем	217
6-3. Термодинамическая оптимизация систем и их отдельных элементов	233
Глава седьмая. Техничко-экономические приложения эксергии	252
7-1. Общие положения	252
7-2. Термoeкономические диаграммы потоков	256
7-3. Расчет распределения затрат между продуктами в комплексном производстве	268
7-4. Обобщенные оценки объема продукции и качественных показателей технических систем	272
7-5. Принципы термoeкономической оптимизации	273
Список литературы	276