

ТЕРМОДИНАМИКА

I. Основни понятия и първи принцип на термодинамиката

1. Основни понятия на термодинамиката

Термодинамиката изучава закономерностите на топлинното движение на термодинамичните системи в състояние на термодинамично равновесие, като изхожда от основни принципи и не се опира на представа за строежа им.

Термодинамичните системи са макроскопични системи, чиито пространствени размери и време на съществуване са достатъчно големи за провеждане на нормални процеси на измерване. Такива системи се състоят от огромен брой частици (напр. атоми, молекули, електрони и т.н.) и/или полета (напр. електромагнитно поле). Във всички случаи това са динамични системи с огромен брой степени на свобода. Системи с малък брой степени на свобода не се разглеждат в термодинамиката.

Всяка система може да се разглежда като част от много по-голяма система, като допълнението на дадената система често наричат *околна среда*. По-абстрактно околната среда се разглежда като система, която налага определени условия на дадената система (напр. постоянство на температурата, налягането и т.н.). Ако околната среда има постоянна температура, тя се нарича термостат.

Термодинамичен контакт се нарича такава връзка между системите, при която е налице поне едно от следните взаимодействия между тях.

A. *Механично взаимодействие*. То се осъществява с механични и електромагнитни сили, действащи между системите, и може да има за резултат извършване на работа.

Б. *Топлинно взаимодействие*. То се осъществява при топлинен контакт между системите и може да има за резултат обмен на енергия (*топлообмен*) между тях. Обменената енергия се нарича *количество топлина*.

В. *Материално взаимодействие*. То се осъществява чрез полупроницаеми прегради между системите и може да има за резултат обмен на вещество между тях.

В зависимост от вида на взаимодействието системите се делят на:

А. *Изолирани системи*. Това са системи, които не взаимодействат с другите системи (напр. газ в топлоизолиран съд).

Б. *Адиабатни системи*. Това са системи, които не извършват топлообмен с другите системи (напр. газ в топлоизолиран цилиндър с бутало).

В. *Затворени (отворени) системи*. Това са системи, които не обменят (обменят) вещество помежду си.

Компонента се нарича независима съставна част на системата. Например водата е еднокомпонентна система. Понятието "компонента" не е тъждествено на понятието "вещество". Например, ако в системата има N различни вещества, между които протичат n химични реакции, то броят на компонентите (независимите вещества) е $N - n$. Система с две компоненти се нарича бинарна, система с три компоненти – тернарна и т.н.

Фаза се нарича хомогенна част на системата. Самата система се нарича хомогенна, ако се състои от единствена фаза, и хетерогенна, ако се състои от повече от една фаза. Хомогенната система може да е многокомпонентна (напр. *разтвори* на газове, течности или твърди тела). Хетерогенната система може да е еднокомпонентна, напр. система, състояща се от вода в две или три от агрегатните ѝ състояния – вода, лед и пара, представляващи отделни фази. Понятието "фаза" обаче не трябва да се отъждествява с понятието "агрегатно състояние". Докато агрегатните състояния са само четири, броят на фазите е неограничен, напр. ледът сам по себе си има голям брой фази.

2. Термодинамично равновесие (нулев принцип на термодинамиката)

Опитите показват, че всяка изолирана система независимо от началното ѝ състояние с течение на времето преминава в състояние, от което не може да излезе самопроизволно. Това крайно състояние се нарича състояние на термодинамично равновесие или *термодинамично равновесно състояние*.

Отбелязваме, че в реалните макроскопични системи са възможни спонтанни отклонения (флуктуации) от равновесното състояние, които намаляват с увеличаването на размера на системата. Ето защо флуктуациите обикновено се пренебрегват, освен в случаите на явления, дължащи се на тях (напр. разсейване на светлина от флуктуации на плътността). В някои случаи флуктуациите не са малки и не могат да се пренебрегнат (напр. за системи с галактически размери с гравитационни сили). Такива системи не се разглеждат в термодинамиката.

Ако две първоначално изолирани равновесни системи A и B се приведат в топлинен контакт една с друга, то изолираната система $A + B$ след достатъчно дълго време ще премине в равновесно състояние. В този случай казваме, че A и B се намират в равновесие една с друга. Всяка от системите поотделно също се намира в равновесно състояние. Равновесието не се нарушава, ако контактът се премахне и след някакво време се възстанови. Следователно, ако установяването на контакт между две първоначално изолирани системи A и B не води до никакви изменения, то може да се смята, че *тези системи се намират в равновесие една с друга*.

Ако системите A и B се намират в равновесие помежду си, а системите B и C се намират в равновесие помежду си, то системите A и C също се намират в равновесие помежду си. Този емпирически закон се нарича *нулев принцип на термодинамиката* (принцип на транзитивност на термодинамичното равновесие).

Както видяхме, топлинният контакт на две първоначално изолирани системи може да доведе до топлообмен между системите с изменение на равновесните им състояния. Оттук следва, че равновесното състояние се характеризира с една скаларна величина t – такава, че при топлинен контакт стойностите на t на двете системи се изравняват и остават еднакви и след премахване на топлинния контакт. Величината t се нарича *температура*. *Приема се, че при получаване на топлина от системата при квазистатичен процес на топлообмен температурата ѝ се повишава.*

Принципът на транзитивност позволява да се сравняват стойностите на t на две системи чрез привеждането им в топлинен контакт с трета система, наречена *термометър*. Практически температурата се определя по изменението на някаква величина, напр. налягането, обема и т.н., характеризираща някакво вещество. За дефиниране на *емпирична температурна скала* се избират подходящи реперни точки. Например скалата на Целзий използва изменението на обема, а като реперни точки се избират температурите на топящ се лед, $t = 0^\circ\text{C}$, и на кипяща вода, $t = 100^\circ\text{C}$, при нормално атмосферно налягане; изменението на обема между двете точки се разделя на 100 равни части, всяка от които отговаря на 1°C . Всяка скала зависи от веществото, като показанията на термометрите съвпадат точно само в реперните точки. Келвин премахва тази неопределеност с помощта на газовия термометър, основан на топлинното разширение на достатъчно разреждени газове и използващ формулата $V = V_0(1 + \alpha t)$, където V и V_0 е обема на газа при температура съответно t и 0°C , а $\alpha = 1/273.15^\circ\text{C}^{-1}$ е коефициентът на топлинно разширение на газа при 0°C . За нула на своята скала Келвин избира температурата, при която обемът на газа "изчезва": $t = -273.15^\circ\text{C}$. Единицата на скалата на Келвин е келвин (К), като $1\text{ К} = 1^\circ\text{C}$. Следователно температурата по скалата на Келвин T е свързана с температурата по скалата на Целзий t така: $T = 1/\alpha + t$. С помощта на втория принцип на термодинамиката се показва, че скалата на Келвин не зависи от величината и веществото, т.е. тя е *абсолютна температурна скала*.

3. Термодинамични параметри. Процес

Физични величини, които имат определена стойност за всяко равновесно състояние на системата, се наричат *термодинамични параметри* или *функции на състоянието* (напр. температура, налягане, вътрешна енергия, енталпия, ентропия и т.н.). Равновесното състояние на системата се определя от съвкупност от *независими параметри*. Останалите параметри са функции на независимите параметри. Броят на независимите параметри, описващи равновесното състояние на системата, се определя емпирично.

Ако система, намираща се в равновесно състояние, разделим с непроницаеми прегради, то всяка нейна част ще остане в равновесно състояние. Следователно равновесното състояние на една система е нейно вътрешно свойство и се определя от термодинамични параметри, независещи от размера на системата. Такива параметри се наричат *интензивни* (напр. температура, налягане и т.н.).

От друга страна, параметрите, чиито стойности са пропорционални на размерите или на масата на системата при разделянето ѝ на части, ненарушаващо равновесното състояние, се наричат *екстензивни* (напр. обем, маса, енергия, ентропия и др.). Това е възможно само ако взаимодействието между отделните части на системата една с друга е пренебрежимо. Това не се изпълнява при галактичните системи и те не са обект на термодинамиката.

В някои случаи термодинамичните параметри могат да се разделят на *вътрешни* и *външни*. Външните параметри се определят от състоянието на другите системи (околната среда), а вътрешните – от движението и положенията на частиците на системата. Разделянето на параметрите на вътрешни и външни зависи от условията, в които се намира системата. Например за газ в цилиндър с бутало при неподвижно бутало налягането е вътрешен параметър, а обемът – външен; при подвижно бутало налягането е външен параметър, а обемът – вътрешен. Различието между вътрешни и външни параметри зависи и от това, къде слагаме границата между системата и околната среда. Например интензитетът на

електричното поле и магнитната индукция на поле, действащо върху системата, са външни параметри; ако обаче източниците на тези полета се включат в системата, тези параметри стават вътрешни.

Когато състоянието на системата се изменя, казваме, че в нея протича *процес*.

Термодинамиката разглежда само такива процеси (протичащи или сами по себе си, или при взаимодействие с други системи), при които началното и крайното състояние на системата са термодинамично равновесни. Обаче междинните състояния, през които тя преминава, могат и да не бъдат такива.

Процес, при който началното и крайното състояние на системата съвпадат, се нарича *цикличен*. Процес, за който разликата между началното и крайното състояние на системата е безкрайно малка, се нарича *безкрайно малък*.

Процес, в течение на който системата и околната среда остават в термодинамично равновесни състояния, се нарича *квазистатичен*. Той може да се опише с определен брой независими термодинамични параметри. Такъв процес приближено се осъществява, когато измененията стават достатъчно бавно. Например за свиване на газ в цилиндър с бутало външното налягане трябва да бъде малко по-голямо от налягането на газа, а за да се разшири газът, външното налягане трябва да бъде малко по-малко от налягането на газа. В граничния случай на много малки изменения двата процеса стават по една и съща траектория в противоположни посоки. Следователно квазистатичният процес е *обратим*.

4. Първи принцип на термодинамиката

Първият принцип на термодинамиката е математичен израз на закона за запазване и изменение на енергията на термодинамични системи. Съгласно него *при преход на системата от състояние 1 до състояние 2 сумата от извършената върху нея работа W и полученото от нея количество топлина Q се определя само от състоянията 1 и 2 и не зависи от начина, по който се осъществява преходът между тях*. Това означава, че *съществува функция на състоянието U – такава, че разликата на стойностите ѝ в състояние 2 и 1 се дава с уравнението*

$$U_2 - U_1 = W + Q.$$

Отбелязваме, че всяка една от величините W и Q , изобщо казано, зависи от начина на осъществяване на прехода. В някои случаи е възможно преходът от състояние 1 до състояние 2 да се осъществи или само с извършване на работа, или само чрез топлообмен. Това показва, че дадено количество топлина е еквивалентно на определена работа. По-точно връзката между единиците на количество топлина (калория, cal) и работа (джаул, J), определена експериментално от Джаул, е $1 \text{ cal} = 4.1840 \text{ J}$.

Функцията U се нарича *вътрешна енергия* на системата. Тя е енергията на системата с изключване на кинетичната енергия на движението ѝ като цяло. Тя е дефинирана с точност до адитивна константа. В термодинамиката не се разглежда въпросът за природата на вътрешната енергия.

За цикличен процес уравнението на първия принцип на термодинамиката става

$$W + Q = 0.$$

Следователно системата извършва работа $-W$ над околната среда, като получава от нея количество топлина Q . Да дефинираме *вечен двигател от първи род* като такава машина, която би извършвала циклично работа над околната среда, без да получава топлина от нея.

Съгласно първия принцип на термодинамиката такава машина е невъзможна и затова този принцип наричат също *принцип за невъзможност на вечен двигател от първи род*.

Отбелязваме, че от горното равенство следва, че при цикличен процес дадена работа може изцяло да се превърне в топлина, както и обратното – че дадено количество топлина може изцяло да се превърне в работа. Както ще видим по-нататък, върху втория процес има ограничения, наложени от втория принцип на термодинамиката.

За безкрайно малки процеси уравнението на първия принцип може да се запише така

$$dU = d'W + d'Q.$$

Означението d' е въведено, за да се подчертае, че количеството топлина и работата зависят от характера на процеса, и следователно $d'W$ и $d'Q$ не са пълни диференциали. Ето защо тези величини се наричат съответно елементарна работа и елементарно количество топлина.

Да означим с P^e и A_i^e съответно налягането на околната среда и i -тата външна обобщена сила (различна от налягането), действаща на системата от страна на околната страна, а с V и a_i – съответно обема на системата и обобщената координата (различна от обема), съответстваща на A_i^e . Тогава елементарната работа можем да запишем във вида

$$d'W = -P^e dV + \sum_i A_i^e da_i,$$

а общата работа – във вида

$$W = -\int_1^2 P^e dV + \sum_i \int_1^2 A_i^e da_i.$$

В случая на *квазистатичен процес* налягането на системата P е равно на налягането на околната среда: $P = P^e$, а вътрешните обобщени сили A_i са равни на външните обобщени сили A_i^e : $A_i = A_i^e$. Тогава елементарната работа и общата работа са съответно

$$d'W = -PdV + \sum_i A_i da_i,$$

$$W = -\int_1^2 PdV + \sum_i \int_1^2 A_i da_i.$$

5. Уравнения на състоянието

Уравнение, което изразява връзка между зависими и независими параметри, се нарича *уравнение на състоянието*.

В случая на т.нар. *проста система* състоянието на системата се описва от два независими параметъра. Като такива обикновено избира два от следните три параметъра: двойка спрегнати параметъра от тип обобщена сила A и обобщена координата a , и температурата T . Нататък под проста система ще подразбираме такава с $A = -P$ и $a = V$.

Термично уравнение на състоянието на проста система наричаме функцията

$$P = P(V, T).$$

В общия случай на система с n обобщени сили и n обобщени координати съществуват n независими термични уравнения.

В случая на проста система *калорично уравнение на състоянието* се нарича връзката на вътрешната енергия U с обема V и температурата T

$$U = U(V, T).$$

Както показва вторият принцип на термодинамиката, горните две уравнения на състоянието не са независими. Ако тези уравнения са известни, с помощта на принципите на термодинамиката могат да се намерят всички термодинамични свойства на простата система. Това може да се извърши и в общия случай на система с n обобщени сили и n обобщени координати.

За идеален газ термичното уравнение на състоянието е *уравнението на Клапейрон – Менделеев*

$$PV = \nu RT,$$

Тук $\nu = m/M$, m е масата на газа, M е моларната маса на газа, ν е количеството вещество на газа, а R е газовата константа ($R = 8.314 \text{ J/mol}\cdot\text{K}$).

За идеален газ калоричното уравнение на състоянието се извежда с използване на закона на Джаул, според който вътрешната енергия на газа не зависи от обема при постоянна температура: $(\partial U/\partial V)_T = 0$. Оттук следва калоричното уравнение

$$U = \int C_V T + U_0.$$

За едноатомен идеален газ, както показват опитите, топлинният капацитет при постоянен обем C_V не зависи от температурата и затова $U = C_V T + U_0$.

От опита е известно, че реалните газове се подчиняват не на уравнението на Клапейрон – Менделеев, а на по-сложно уравнение. Добра емпирична формула, описваща състоянието на реалния газ, се дава с *уравнението на Ван дер Ваалс*

$$\left(P + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = \nu RT.$$

Това уравнение се отличава от уравнението на Клапейрон – Менделеев по следните две поправки: обема b на молекулите и вътрешното налягане a/V^2 (a и b са константи, различни за различните газове). Уравнението на Ван дер Ваалс остава качествено вярно и при преход от газ към течност.

Широко се използва и следната по-обща форма на термичното уравнение на реалните газове (т.нар. *вириално разложение*)

$$PV = \nu RT \left(1 + \frac{B(T)}{V} + \frac{C(T)}{V^2} + \frac{D(T)}{V^3} + \dots \right).$$

Коефициентите B , C , D и т.н. се наричат втори, трети, четвърти и т.н. вириални коефициенти. В статистическата физика се показва, че тази форма на термичното уравнение отговаря на разложение на налягането в ред по степените на малкия параметър – отношението на радиуса на действие на междумолекулните сили и средното междумолекулно разстояние. Всеки реален газ клони към идеалния газ при високи температури и малки плътности.

6. Основни калорични свойства

Термодинамични свойства, които се определят или само от калоричното уравнение, или съвместно от термични уравнения и калоричното уравнение, се наричат *калорични*. Към тези свойства се отнасят топлинните капацитети и скритите топлини.

Топлинният капацитет се дефинира като количеството топлина, необходимо за изменение на температурата на системата с единица при определен процес

$$C = \frac{d'Q}{dT}.$$

Тъй като $d'Q$ зависи от характера на процеса, то от него зависи и C .

За проста система, като използваме уравнението на първия принцип за квазистатични процеси, $d'Q = dU + PdV$, намираме топлинните капацитети съответно при постоянен обем и постоянно налягане

$$C_V = \left(\frac{d'Q}{dT} \right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V,$$
$$C_P = \left(\frac{d'Q}{dT} \right)_P = \left(\frac{\partial (U + PV)}{\partial T} \right)_P.$$

Съгласно приетото понятие за по-висока температура имаме $C_V > 0$ и $C_P > 0$.

Отношението на топлинните капацитети C_P и C_V се означава с γ

$$\frac{C_P}{C_V} = \gamma.$$

Експериментално е установено, че $\gamma > 1$.

За едноатомен идеален газ $U = C_V T + U_0$, откъдето следва съотношението на Майер

$$C_P - C_V = \nu R.$$

В статистическата физика се показва, че $C_V = 3\nu R/2$. Тогава $C_P = 5\nu R/2$ и $\gamma = 5/3$.

Скритата топлина $l_V (l_P)$ на проста система се дефинира като количеството топлина, необходимо за изменение на обема (налягането) с единица при постоянна температура

$$l_V = \left(\frac{d'Q}{dV} \right)_T,$$

$$l_P = \left(\frac{d'Q}{dP} \right)_T.$$

Като използваме уравнението на първия принцип за квазистатични процеси, намираме

$$l_V = \left(\frac{d'Q}{dV} \right)_T = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + P,$$

$$l_P = \left(\frac{d'Q}{dP} \right)_T = \left(\frac{\partial (U + PV)}{\partial P} \right)_T - V.$$

От дефинициите на топлинните капацитети и скритите топлини очевидно следва, че

$$d'Q = C_V dT + l_V dV = C_P dT + l_P dP.$$

За едноатомен идеален газ $U = C_V T + U_0$, откъдето следва, че $l_V = P$. Също така

$$U + PV = C_V T + U_0 + \nu RT, \text{ откъдето следва, че } l_P = -V.$$

Отбелязваме, че съгласно първия принцип на термодинамиката полученото количество топлина при постоянен обем е равно на изменението на U : $d'Q = dU + PdV = dU$.

Аналогично, полученото количество топлина при постоянно налягане е равно на изменението на друга величина H : $d'Q = dU + PdV = d(U + PV) \equiv dH$; H се нарича *енталпия*.

Тогава можем да напишем C_P и l_P така

$$C_P = (\partial H / \partial T)_P,$$

$$l_P = (\partial H / \partial P)_T - V.$$

За едноатомен идеален газ $H = U + PV = C_V T + U_0 + \nu RT$, откъдето достигаме отново до съотношението на Майер $C_P = C_V + \nu R$. Аналогично, отново намираме, че $l_P = -V$.

7. Основни термични свойства

Термодинамични свойства, които се определят само от термичните уравнения на състоянието, се наричат *термични*. Към тях се отнасят термичните коефициенти и модулът на всестранно свиване. При представянето на основните термични свойства ще се ограничим със случая на проста система.

Коефициентът на термично разширение α_V се дефинира като относителното изменение на обема на системата на единица изменение на температурата при постоянно налягане

$$\alpha_V = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P.$$

За едноатомен идеален газ $PV = \nu RT$, откъдето следва $\alpha_V = 1/T$.

Изотермичния (адиабатния) коефициент на свиваемост α_T (α_S) се дефинира като относителното изменение на обема на единица изменение на налягането при изотермични (адиабатни) процеси

$$\alpha_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T,$$

$$\alpha_S = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_S.$$

За едноатомен идеален газ $\alpha_T = 1/P$.

Изотермичния (адиабатния) модул на всестранно свиване K_T (K_S) се дефинира като изменението на налягането на единица изменение на относителния обем при изотермични (адиабатни) процеси

$$K_T = \frac{1}{\alpha_T} = -V \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T,$$

$$K_S = \frac{1}{\alpha_S} = -V \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S.$$

За едноатомен идеален газ $K_T = P$.

Термичният коефициент на налягането α_P се дефинира като относителното изменение на налягането на единица изменение на температурата при постоянен обем

$$\alpha_P = \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V.$$

За едноатомен идеален газ $\alpha_P = 1/T$.

Термичните свойства са свързани помежду си чрез съотношенията

$$\alpha_V = P \alpha_T \alpha_P = P \frac{\alpha_P}{K_T}.$$

Наистина, от дефинициите на термичните коефициенти и съотношението

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = -1,$$

следва

$$\alpha_V = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T.$$

Накрая в дясната страна на горното уравнение въвеждаме термичните коефициенти и получаваме

$$\alpha_V = P \left[\frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V \right] \left[-\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T \right] = P \alpha_T \alpha_P = P \frac{\alpha_P}{K_T}.$$

8. Основни процеси и уравненията им

Основните термодинамични процеси в проста система са изобарен ($P = \text{const}$), изохорен ($V = \text{const}$), изотермичен ($T = \text{const}$), адиабатен ($d'Q = 0$, т.е. $C = 0$) и политропен ($C = \text{const}$). Последните два процеса могат да се осъществят и в произволна система, но тук ще се ограничим само със случая на проста система.

Уравненията на изотермичния, изохорния и изобарния процес в произволна система се получават директно от термичното уравнение $P = P(V, T)$.

За идеален газ уравненията на тези три процеса се намират директно с използване на уравнението на Клапейрон – Менделеев: $V/T = \text{const}$ за изобарен процес, $P/T = \text{const}$ за изохорен процес и $PV = \text{const}$ за изотермичен процес.

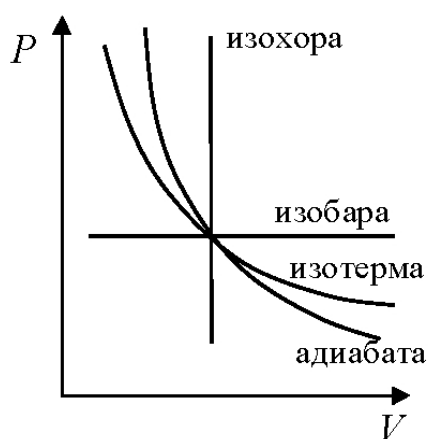
Уравнението на произволен процес в проста система може да се изведе с използване на термичното уравнение $P = P(V, T)$, калоричното уравнение $U = U(V, T)$ и първия принцип на термодинамиката $d'Q = dU + PdV$. В резултат се получава диференциалното уравнение на процеса

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V dP + n \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_P dV = 0,$$

където $n = (C_P - C)/(C_V - C)$. Това уравнение може да се интегрира лесно при $n = \text{const}$.

За едноатомен идеален газ C_V и C_P са константи. Тогава за адиабатен процес $n = C_P/C_V \equiv \gamma = \text{const}$ и директното интегриране на уравнението на процеса дава $PV^\gamma = \text{const}$ (уравнение на Поасон). С използване на уравнението на Клапейрон – Менделеев можем да напишем уравнението на процеса чрез параметри (V, T) и (P, T) : $TV^{\gamma-1} = \text{const}$ и $TP^{-(\gamma-1)/\gamma} = \text{const}$. Накрая за политропен процес получаваме по аналогичен начин $PV^n = \text{const}$, $TV^{n-1} = \text{const}$ и $TP^{-(n-1)/n} = \text{const}$.

За изобразяване на уравненията на процесите се използват двумерни (и по-рядко



Фиг. 1

тримерни) координатни системи с координатни оси – два (или три) от параметрите на системата. Такива координатни системи се наричат *диаграми*. Често се използват PV диаграми (вж. фиг. 1). Имената на самите криви на процесите са производни от имената на процесите, напр. изобара, изохора, адиабата, изотерма, политропа и т.н.

Като пример да разгледаме кривите на основните процеси за проста система върху PV диаграма. През всяка точка на диаграмата може да се начертаят по една изобара, изохора, адиабата и изотерма. Изобарата е хоризонтална права, а изохората – вертикална права. Адиабатата и изотермата имат наклони, които се определят съответно от производните $(\partial P/\partial V)_S$ и $(\partial P/\partial V)_T$, които, от своя страна, се пресмятат от уравнението на адиабатата и термичното уравнение за даденото вещество.

За едноатомен идеален газ $(\partial P/\partial V)_T = -P/V$ и $(\partial P/\partial V)_S = -\gamma P/V$ и следователно $(\partial P/\partial V)_S / (\partial P/\partial V)_T = \gamma$. Тъй като $\gamma = C_p / C_v > 1$, то диаграмата на адиабатата е по-стръмна от тази на изотермата. Може да се покаже, че това е вярно и за всяка друга система.