

Основна једначина кинетичке теорије гасова

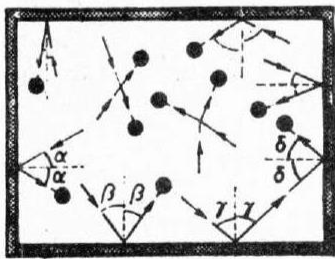
Молекулско-кинетичка теорија гасова има за циљ да нађе везе између особина гасова и величина које карактеришу молекуле и њихово кретање. Полазећи од модела тзв. идеалног гаса, ова теорија, поред осталог, објашњава притисак гаса као последицу кретања молекула, односно даје одговарајућу квантитативну везу између притиска гаса и кинетичке енергије транслаторног кретања молекула гаса. Овде ће бити показано како се добија та веза.

Према овом моделу, идеални гас се састоји од великог броја молекула, који се понашају као еластичне куглице. Привлачне силе између таквих молекула не делују; одбојне силе појављују се само када се молекули непосредно додирну при међусобним сударима или при ударима у зидове суда. (Када је гас довољно разређен, средња растојања између молекула знатно су већа од њихових димензија и онда су ови услови испуњени). Даље, молекули се без престанка крећу неправилно, неуређено, хаотично. То значи да брзина сваког молекула може да буде и велика и мала, да се молекули крећу у свим правцима; правци кретања се стално мењају при међусобним сударима молекула. И најзад, закони класичне механике применљиви су у овом моделу, на молекуле.

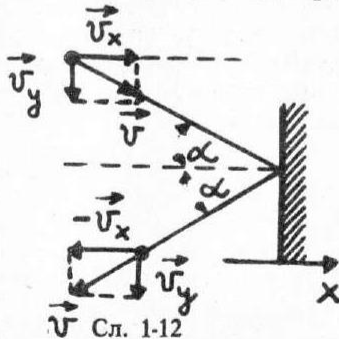
При хаотичном кретању молекули гаса наилазе на зидове суда, ударају и одбијају се од њих по законима еластичног судара (сл. 1-11). Значи, по одбијању од зида, интензитет брзине молекула се не мења, већ само њен правац. Ако је компонента брзине молекула у правцу нормале на зид била пре удара v_x , после одбијања биће $-v_x$, док се компонента v_y при томе не мења (сл. 1-12). То значи да се при удару мења импулс молекула и та промена (Δp_x) једнака је разлици коначног ($-mv_x$) и почетног (mv_x) импулса (сл. 1-13).

$$\Delta p_x = (-mv_x) - (mv_x) = -2mv_x, \quad (1.11)$$

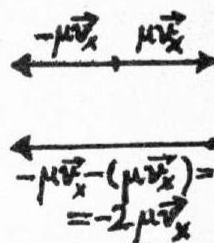
где је m маса молекула. Према основном закону динамике (II Њутнов закон) до ове промене долази зато, што зид суда делује на молекул



Сл. 1-11



Сл. 1-12

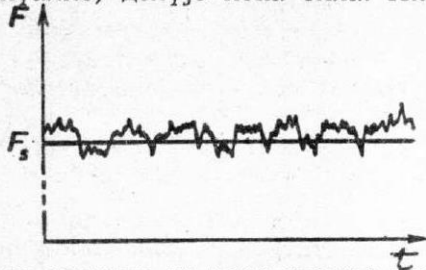


Сл. 1-13

неком силом врло кратко време, тј. док траје судар. Истом толиком силом, али супротног смера (закон акције и реакције) делује при

удару молекул гаса на зид суда.

Пошто је у гасу број молекула увек огроман, а брзине су им велике, они ће у зидове суда ударити често. Зато је резултат њихових појединачних деловања исти као да на зидове суда непрекидно (континуално) делује нека сила. Интензитет силе у току времена врло

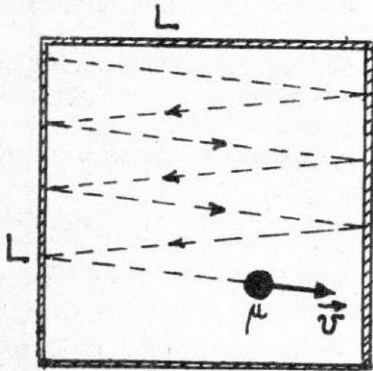


Сл. 1-14

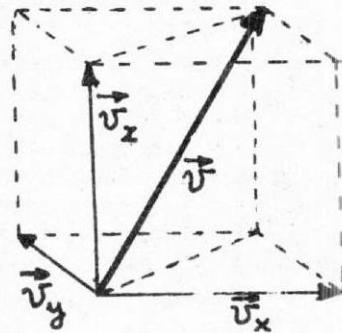
мало одступа од неке средње вредности F_s (сл. 1-14). Што је број молекула већи, одступања су мања. Место, време и јачина удара неког молекула уопште нису важни, значајан је само резултат деловања целог скупа молекула. Овакав начин посматрања назива се статистички.

Притисак гаса, као што је познато, бројно је једнак сили којом гас делује на јединичну површину суда у правцу нормале на ту површину. Према томе, притисак гаса једнак је промени нормалне (на зид суда) компоненте импулса свих молекула који у јединици времена ударе у јединичну површину зида суда. Промена може да се израчуна на различите начине, али се увек добија исти резултат.

Узмимо да се молекули крећу у суду облика коцке (сл. 1-15) чија је ивица L . Време између два узастопна удара једног молекула у исти зид суда једнако је времену потребном да молекул пређе растојање $2L$ брзином v_x , а то износи $2L/v_x$. Тада је $v_x/2L$ број удара које изврши



Сл. 1-15



Сл. 1-16

један молекул у јединичном времену. Значи, у посматрани зид суда један молекул удари $v_x/2L$ пута у јединичном времену. Укупна промена импулса једног молекула у јединичном времену, једнака је производу промене импулса при једном удару и броја удара у јединици времена:

$$-2\mu v_x \cdot \frac{v_x}{2L} = -\frac{\mu v_x^2}{L}, \quad (1.12)$$

То је, према II Њутновом закону динамике, једнако просечној сили којом зид делује на молекул. На основу закона акције и реакције, та сила је по интензитету једнака, а по смеру супротна сили којом молекул делује на зид суда. Сила F којом сви молекули у суду делују

на посматрани зид једнака је збиру свих сила које потичу од појединачних молекула:

$$F = \frac{\mu v_{1x}^2}{L} + \frac{\mu v_{2x}^2}{L} + \frac{\mu v_{3x}^2}{L} + \dots + \frac{\mu v_{Nx}^2}{L} = \frac{\mu}{L} (v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + v_{3x}^2 + \dots + v_{Nx}^2),$$

где су: $v_{1x}, v_{2x}, v_{3x}, \dots, v_{Nx}$ компоненте брзине сваког појединачног молекула, које могу да буду све међусобно различите; са N је означен укупан број молекула у суду. Види се да сила F зависи од збира квадрата компонената брзина свих молекула. Овај збир се може изоставити из даљег рачуна увођењем средње вредности квадрата компоненте брзина ($\overline{v_x^2}$) свих молекула:

$$\overline{v_x^2} = \frac{v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + v_{3x}^2 + \dots + v_{Nx}^2}{N}$$

што је карактеристично за статистички начин посматрања. Отуда је:

$$F = \frac{\mu \overline{v_x^2} N}{L}.$$

Притисак гаса p једнак је сили по јединичној површини зида суда:

$$p = \frac{F}{L^2} = \frac{\mu \overline{v_x^2} N}{L^3},$$

јер је површина зида (квадрата) једнака L^2 . Пошто је L^3 једнако запремини V суда, може се писати

$$p = \frac{\mu \overline{v_x^2} N}{V} \text{ или } p = \mu \overline{v_x^2} \cdot n, \quad (1.13)$$

где $n = N/V$ представља број молекула у јединичној запремини суда („концентрацију молекула“).

Молекули гаса крећу се у свим правцима и брзина v било којег молекула има три компоненте: $\vec{v}_x, \vec{v}_y$ и $\vec{v}_z$ (сл. 1-16). Са слике се види да је на основу Питагорине теореме,

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2. \quad (1.14)$$

Стога се може писати за сваки од N молекула:

$$v_1^2 = v_{1x}^2 + v_{1y}^2 + v_{1z}^2$$

$$v_2^2 = v_{2x}^2 + v_{2y}^2 + v_{2z}^2$$

$$\dots \dots \dots$$

$$\dots \dots \dots$$

$$v_N^2 = v_{Nx}^2 + v_{Ny}^2 + v_{Nz}^2.$$

Сабирањем величина на левим странама ових једнакости и величина на десним странама, и дељењем добијене једнакости са N , показује се да између средњег квадрата брзине v^2 и средњих квадрата његових

компоненти v_x , v_y , v_z постоји иста веза као (1.14), то јест да је

$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2}. \quad (1.15)$$

Пошто је кретање молекула хаотично, правци x , y и z су равноправни (нема „привилегисаног“ правца кретања), средње вредности квадрата компоненти брзине су међусобно једнаке:

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2},$$

што, када се смени у једнакост (1.15), даје $\overline{v^2} = 3\overline{v_x^2}$ или $\overline{v_x^2} = 1/3 \overline{v^2}$. Замењом овога у једнакост (1.13) добија се коначно да је

$$p = 1/3 n \mu \overline{v^2}, \quad (1.16)$$

што се назива *основном једначином молекулско-кинетичке теорије гасова*. Значи, према овој теорији, притисак идеалног гаса сразмеран је концентрацији молекула (броју молекула у јединици запремине гаса) n , маси једног молекула μ и средњој вредности квадрата брзина

свих молекула гаса $\overline{v^2}$. Ова једначина је типичан пример статистичке законитости, која даје везу између макроскопских величина (овде је то притисак) и величина које карактеришу цео скуп великог броја микрочестица (та величина је овде $\overline{v^2}$). Треба нагласити да ова, као и друге статистичке законитости не важе ако је број честица мали. Заправо, појам притиска и нема никаквог смисла ако се ради о једном молекулу или о малом броју молекула.

Добијена једначина може да се напише и овако:

$$p = 2/3 n \frac{\mu \overline{v^2}}{2},$$

или

$$p = 2/3 \cdot n \cdot \overline{E_k}, \quad (1.17)$$

где је $E_k = \mu \overline{v^2}/2$ средња вредност кинетичке енергије молекула гаса. Према томе, основна једначина молекулско-кинетичке теорије може овако да се исказе: *притисак идеалног гаса сразмеран је средњој вредности кинетичке енергије молекула гаса.*

Температура и средња кинетичка енергија молекула

Човек кроз свакодневно искуство стиче представу о температури на основу додира са топлим и хладним предметима. На основу ширења тела при загревању, даје се прва квантитативна дефиниција ове макроскопске физичке величине. Молекулско-кинетичка теорија има задатак да и ову макроскопску величину објасни помоћу својстава и кретања молекула.

Има много појава које указују на то каква је веза између температуре и кретања молекула. Свима је познато да притисак гаса, његова тежња да се рашири, расте са повишењем температуре гаса. (Ако се боца, у којој је затворен ваздух, загрева, наступиће тренутак када притисак толико порасте да запушач бива избачен). Квантитативна веза између притиска и температуре (T) гаса је, као што већ знамо:

$$p = b \cdot T.$$

Или, речима: притисак је сразмеран апсолутној температури. Приликом мерења, запремина гаса одржава се константном. Величина b представља коефицијент сразмерности. Ако сада употребимо основну једначину молекулско-кинетичке теорије ($p = \frac{2}{3} n \bar{E}_k$), добија се:

$$\frac{2}{3} n \cdot \bar{E}_k = b \cdot T,$$

одакле је

$$\bar{E}_k = \frac{3}{2} \cdot \frac{b}{n} \cdot T.$$

Количник $\frac{b}{n}$ не зависи од врсте молекула нити од било каквих других физичких услова, те зато представља универзалну физичку константу. Константа се обележава са k и назива се Болцманова константа. Према томе, веза између средње вредности кинетичке енергије молекула ($\bar{E}_k$) гаса и апсолутне температуре гаса је:

$$\bar{E}_k = \frac{3}{2} k \cdot T.$$

Или, речима: *средња кинетичка енергија молекула гаса сразмерна је апсолутној температури гаса. Што је температура виша, средња кинетичка енергија молекула гаса је већа, и обратно.*

Треба нагласити да се добијена веза односи само на кинетичку енергију транслаторног кретања молекула. Стога је боље ту везу писати на следећи начин:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} k \cdot T.$$

Болцманова константа k , у јединицама SI система, има вредност:

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}.$$

Добијена веза између температуре (макроскопске физичке величине) и средње кинетичке енергије молекула (карактеристике микросвета) представља још један пример статистичке законитости. Стога појам температура не може да се односи ни на појединачне молекуле, нити на скупове малог броја молекула.

Рад при изотермском и адијабатском процесу

(Прва изборна настава)

Подсетимо се, да је *изотермски процес* онај термодинамички процес који се одвија при сталној температури ($T = \text{const}$). Однос између притиска (p) и запремине (V) одређене количине идеалног гаса при изотермском процесу изражава се Бојл-Мариотовим законом ($p \cdot V = \text{const}$).

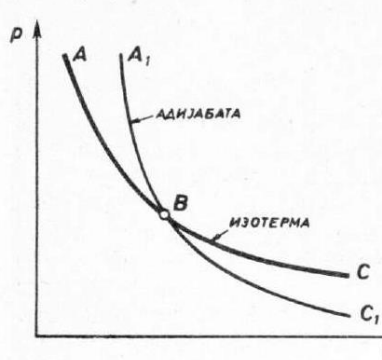
Изотермски процес може се описати помоћу схеме, представљене на сл. 1-17.

У цилиндру са покретним клипом занемарљиве тежине налази се одређена количина идеалног гаса. Клип се креће без трења. Дно цилиндра (које савршено проводи топлоту) налази се у топлотном додиру са термостатом (сл. 1-17).

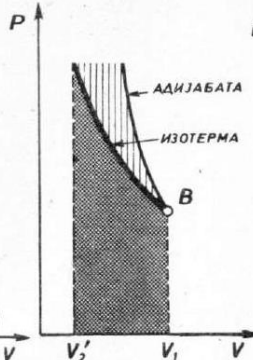
Користећи однос између промене унутрашње енергије (ΔU), специфичне топлоте при сталној запремини (C_v), као израз за механички рад, чија је бројна вредност једнака површини правоугаоника (сл. 1-18) први принцип термодинамике, може се написати у облику:

При адијабатском процесу, дакле, рад и промене унутрашње енергије имају различите знакове. Стога се при адијабатском ширењу идеалан гас хлади, а при сабијању загрева.

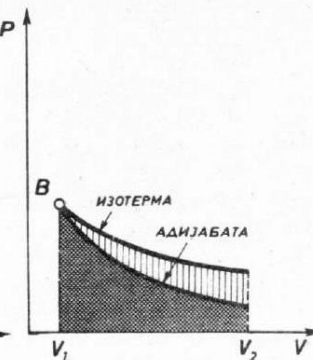
На слици 1-19 представљена је зависност притисака (p) од запремине (V) за изотермске и адијабатске процесе у идеалном гасу. Као



Сл. 1-19



Сл. 1-20



Сл. 1-21

што се види адијабата има стрмији ток од изотерме. Знамо да Бојл-Мариотов закон, представљен изотермом на графику, може да се изрази формулом $pV = \text{const}$ (за $T = \text{const}$). При адијабатској промени запремине, притисак идеалног гаса повезан је запремином формулом $pV^\gamma = \text{const}$, где је γ — карактеристична константа, чија се вредност креће између 1 и 2, зависно од тога да ли је реч о једноатомском или вишеатомском гасу. Ова формула, која изражава везу између притиска и запремине код адијабатског процеса у идеалном гасу назива се **Поасонова формула**.

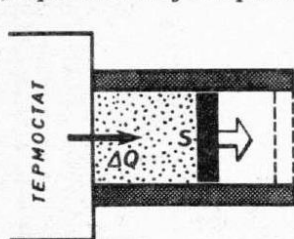
Полазећи од стања B ка C1, при адијабатском ширењу притисак идеалног гаса брже опада (сл. 1-19 адијабата), јер се при адијабатском ширењу температура гаса снижава. Овде се притисак смањује како због повећања запремине (као и приликом изотермског ширења гаса), тако и због снижења температуре (која код изотермског процеса остаје стална). Због тога график адијабате од тачке B удесно иде испод графика изотерме.

Приликом сабијања гаса, идући од тачке B ка A1 — график адијабате налази се изнад изотерме, јер се при адијабатском сабијању температура повишава. Притисак расте и због смањивања запремине (као и при изотермском процесу), али и због повишења температуре, која при изотермском процесу остаје стална.

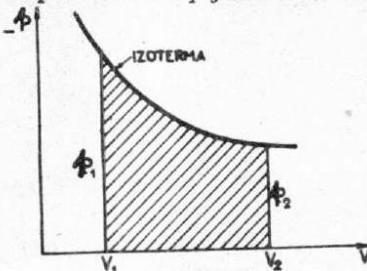
При адијабатском ширењу идеални гас врши мањи рад него при изотермском ширењу, за исту промену запремине, што се види на слици 1-20. При адијабатском сабијању, рад спољних сила је већи него при изотермском процесу (сл. 1-21). Ово важи за сваки термодинамички систем а не само за идеални гас.

$$Q = \Delta U + \Delta A = C_v \cdot \Delta T + p \cdot \Delta V. \quad (1.18)$$

Моларна специфична топлота дате супстанције при сталној запремини (C_v) бројно је једнака оној количини топлоте коју треба довести једном молу дате супстанције да се загреје за један келвин (степен) при сталној запремини. Изражава се у јединицама J/K mol.



Сл. 1-17



Сл. 1-18

Специфична топлота дате супстанције при сталном притиску (C_p) дефинише се на исти начин, само што се уместо запремине одржава притисак константним.

Како приликом изотермског процеса не постоји промена температуре ($\Delta T = 0$) следи да је

$$Q = \Delta A = p \cdot \Delta V.$$

Ова релација енергијски карактерише изотермски процес при коначним померањима клипа (коначне измене стања гаса).

Изотермски процес у идеалном гасу условљен је разменом одређене количине топлоте са термостатом; при томе, рад који такав гас врши, остварује се на рачун топлоте добијене од термостата. На слици 1-17 приказан је смер предаје топлоте при изотермском ширењу гаса. Код изотермског сабијања гаса је смер обрнут.

Из последње релације видимо да се знак количине топлоте поклапа са знаком рада. При ширењу гаса ($\Delta A > 0$) систем апсорбује одређену количину топлоте из термостата ($Q > 0$). При сабијању гаса ($\Delta A < 0$) и ($Q < 0$) количина топлоте добијена на рачун рада спољних сила предаје се термостату.

Приликом изотермског процеса идеалног гаса врши се трансформација одређене количине унутрашње енергије у рад, и обрратно. Кад би дно цилиндра (сл. 1-17) било идеални изолатор, то би гас при ширењу вршио рад на рачун енергије кретања молекула, односно своје унутрашње енергије, што би довело до снижавања температуре гаса. Но, при изотермском ширењу губитак унутрашње енергије непрекидно се надокнађује на рачун топлоте добијене из термостата.

Термодинамички процес који се одвија без топлотне размене између термодинамичког система и околине назива се *адијабатски процес*. Да би процес текао адијабатски, систем треба савршено топлоотно изоловати. Међутим, постоји и друга могућност: процес се може извести тако брзо, да при томе не дође до размене топлоте. У пракси, нема идеалне топлотне изолације, нити се процеси могу тако брзо одигравати да не дође уопште до размене топлоте између термодинамичког система и околине. Стога, сваки реални процес може да се дешава само више или мање приближно као адијабатски. Приближност зависи од степена изолације или од брзине процеса.

Адијабатски карактер термодинамичког процеса математички се изражава условом да је $Q = 0$, па из првог принципа термодинамике ($Q = \Delta U + \Delta A$), следи да је:

$$\Delta A = -\Delta U.$$

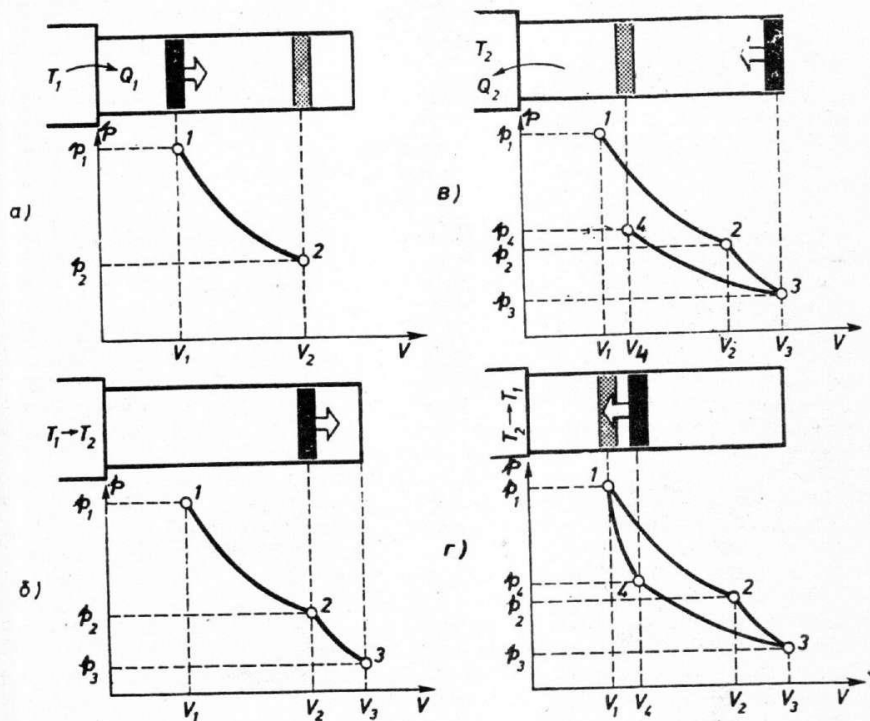
Карнов циклус
(Прва изборна настава)

Карноов циклус је посебан случај термодинамичког циклуса, који врши идеалан гас, а састоји се из две изотерме и две адијабате (сл. 1-23). Овај циклус је теоријско решење које је дао Сад Карно 1824. године, да би усавршио топлотне машине у смислу њиховог ефикаснијег коришћења.

Изотермски делови циклуса остварују се помоћу два термостата с температурама $T_1 > T_2$. При додиру радног тела с првим термостатом, грејачем ($T_1 = \text{const}$), оно прима количину топлоте Q_1 , а у контакту са другим термостатом, хладњаком ($T_2 = \text{const}$), радно тело предаје количину топлоте Q_2 .

Нека у почетном стању гас (радно тело) у цилиндру има запремину V_1 , притисак p_1 и температуру T_1 . Довођењем цилиндра у топлотни контакт са грејачем (термостатом температуре T_1), гас се изотермички шири и при томе се врши рад. Гас при томе добија од грејача неку количину топлоте Q_1 . Овај процес графички је представљен изотермом (кривом 1-2 на сл. 1-23а).

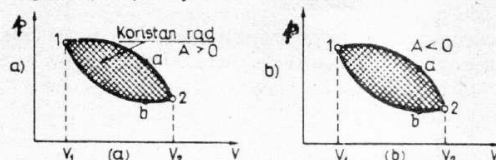
Изотермски процес ширења прекида се пре него што клип дође до краја цилиндра. То стање гаса има параметре V_2 , p_2 , T_1 . У том тренутку цилиндар се искључује од грејача: потом се гас шири адијабатски до запремине V_3 , која одговара максималном ходу клипа у



Сл. 1-23

цилиндру (адијабата 2-3 сл. 1-23b). При томе се гас хлади до температуре T_2 .

рује се по датој контури у смислу казаљке на сату (1a2b1); то је тзв. директан циклус.



Сл. 1-22

Ширење радног тела (система) представљено је линијом 1a2, сабијање — линијом 2b1. Овај циклус има следеће особине: ширење се врши при вишој температури и већем притиску, него сабијање. То је лако схватити ако погледамо слику 1-22a. Тачкама a и b одговара иста запремина јер се налазе на истој правој која је нормална на V-осу. Међутим, што је очигледно на слици 1-22a, постоји разлика у притисцима ($p_a > p_b$) што може бити само ако је $T_a > T_b$. Рад који се изврши при оваквом термодинамичком циклусу састоји се из позитивног рада који се остварује при ширењу система ($A_1 > 0$) и негативног рада при сабијању ($A_2 < 0$). Први рад (A_1) — представљен је површином 1a2V₂V₁1, а други рад (A_2) — површином 2b1V₁V₂. Користан рад дат је разликом рада A_1 и A_2 и бројно је једнак шрафираној површи на слици 1-22 тј. површини ограниченом контуром 1a2b1.

Разуме се, постоји бесконачно много начина да систем из стања 1 преко разних процеса дође поново у стање 1. Стога шрафирана површина (која бројно представља рад циклуса) може имати различиту величину и облик.

У топлотним машинама (парне машине, мотори са унутрашњим сагоревањем, турбине), радно тело (систем) врши директан циклус. Рад циклуса у том случају је позитиван. При том се узима количина топлоте Q_1 од грејача ($Q_1 > 0$) и отпушта количину топлоте Q_2 хладњаку ($Q_2 < 0$).

Коефицијент корисног дејства топлотног мотора (η) дефинише се као однос рада A, који врши машина у току једног циклуса и количине топлоте Q_1 , коју машина прима од грејача:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (1.19)$$

Са директним циклусом представљеним на слици 1-22a можемо упоредити супротно усмерен, тзв. *обратни циклус* (индиректан циклус), приказан на слици 1-22b. Код овог циклуса процес ширења система (радног тела) врши се на нижим температурама и мањим притисцима него што је то случај са сабијањем система (радног тела). Рад обратног (индиректног) циклуса је према томе негативан, $A < 0$.

Из свакодневног искуства знамо да топлота прелази са тела више на тела ниже температуре. Такви процеси се одвијају спонтано, и неповратни су. У обратном циклусу постоји принудни прелазак одређене количине топлоте, од тела са нижом на тела са вишом температуром што је условљено вршењем рада. Дакле, при вршењу обратног процеса топлијим телима предаје се количина топлоте Q_1 , која је већа од количине топлоте Q_2 , која се прима од хладнијих тела за величину извршеног рада (A). Обратни циклус користи се код уређаја за хлађење, постројења помоћу којих се одржава нижа температура од температуре околине (фрижидери и клима уређаји).

Сада се охлађени гас изотермски сабија при температури T_2 — температура другог термостата (хладњака) са којим се цилиндар доводи у топлотни контакт за време ове фазе процеса све док се гас не сабије до запремине V_4 (изотерма 3-4 сл. 1-23c).

При изотермском сабијању гас је предао хладњаку неку количину топлоте Q_2 , једнаку извршеном раду при његовом сабијању. После тога гас се сабија адијабатски до запремине V_1 , када његова температура поново постаје T_1 (адијабата 4-1 сл. 1-23d). Сада се гас враћа потпуно у почетно стање, при којем је његова запремина V_1 , притисак p_1 и температура T_1 , и циклус се може поновити.

На делу циклуса 1-2-3 силе притиска гаса врше рад ($A > 0$), на путу 3-4-1 рад се врши над гасом ($A < 0$). На деловима 2-3 и 4-1 рад се врши само на рачун промене унутрашње енергије гаса. Будући да је $\Delta U_{23} = \Delta U_{41}$, то је и $A_{23} = -A_{41}$. Укупни рад извршен за један циклус, једнак је разлици рада на деловима циклуса 1-2 и 3-4. Бројна вредност тога рада једнака је површини која је ограничена кривом циклуса 1-2-3-4 (сл. 1-23d).

На делу 1-2 гас добија неку количину топлоте Q_1 од грејача температуре T_1 , а на делу 3-4 гас предаје количину топлоте Q_2 хладњаку чија је температура T_2 . Значи, у користан рад се трансформише само део количине топлоте Q_1 . Тај део износи $Q_1 - Q_2$. Зато је коефицијент корисног дејства Карноовог циклуса:

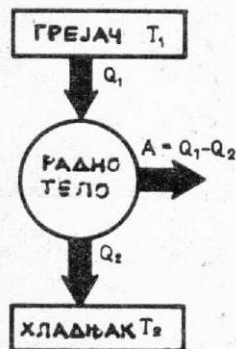
$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1},$$

а он је повезан са температуром грејача и хладњака следећом формулом:

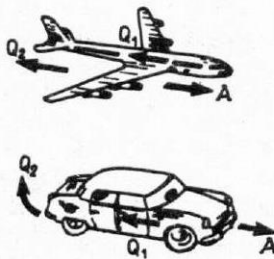
$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (1.20)$$

Ово је теоријски највећи коефицијент корисног дејства који се може постићи за температуре T_1 и T_2 . Наравно, у пракси, вредност коефицијента корисног дејства увек је мања, јер Карноов циклус је идеализовани физички процес.

При цикличком процесу није могуће сву количину топлоте, добијену од грејача, претворити потпуно у рад. Неизбежно, један део количине топлоте предаје се трећем телу. Дакле, за рад топлотних машина није довољно имати само извор енергије (грејач) и радно тело, већ је неопходно још и треће тело са nižом температуром (хладњак).



Сл. 1-24



Сл. 1-25

Иако је Карноов циклус идеализован процес ипак његово по-

топлоте Q_1) коју је радно тело примило од грејача. Дакле, коефицијент корисног дејства показује који део топлоте одлази на вршење корисног рада.

$$\eta = \frac{A}{Q_1} \leq \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$$

Коефицијент корисног дејства (η) не може бити никада једнак јединици, јер би то значило да је хладњак на апсолутној нули, која се ни у принципу не може постићи. Тврдња о принципијелној недостижности апсолутне нуле често се зове *III принцип термодинамике*.

Према начину добијања механичког рада, топлотни мотори се деле на: клипне (парне машине и мотори са унутрашњим сагоревањем), ротационе (парне и гасна турбина) и реактивне.

Код клипних мотора, под дејством притиска гаса или паре, у радном цилиндру се врши повратно кретање клипа, које се преко специјалног механизма претвара у обртно кретање радилице мотора. Код мотора са унутрашњим сагоревањем, повишење температуре настаје при сагоревању горива унутар мотора, а грејач чине сами услијани продукти запаљивог горива који истовремено представљају и радно тело. Улогу хладњака врши атмосфера, у коју се кроз пригушивач (за умањивање шума који се ствара при раду мотора) избацују искоришћени гасови.

Код ротационих мотора струја паре или гаса усмерава се на лопатике радног точка, који изводи обртно кретање. Код парних турбина грејач је парни котао, а хладњак атмосфера или специјални уређај за хлађење и кондензовање паре — кондензатор, а радно тело је сама пара.

У реактивним моторима, гасови који се стварају при сагоревању горива у радној комори избацују се великом брзином, што изазива кретање тела у којем је уграђен мотор и то на супротну страну.

Коефицијент корисног дејства израчунава се обично у проценти и код мотора са унутрашњим сагоревањем износи 20—40%, а код парних турбина 30—40%.

У савременој техници топлотни мотори заузимају једно од важних места.

Примена мотора са унутрашњим сагоревањем је веома разноврсна. Они покрећу аутомобиле, тракторе, дизел-локомотиве, пароброде и авионе, а турбине се користе у термоелектранама и бродовима.

знавање омогућује да се покажу неке опште законитости, које имају значај како при практичној примени, тако и у физици уопште.

Термодинамика, енергетика и топлотне машине

Изучити општа својства свих топлотних машина, објаснити основне карактеристике и параметре који одређују коефицијент корисног дејства тих машина и створити могућности повећања овог коефицијента, а тиме и ефикасност и економичност топлотних машина, могуће је само ако се добро познаје термодинамика.

Снажан развој индустрије у прошлом веку, који је често називан веком паре или железнице, био је уско повезан са проналаском парне машине. Стварање мотора са унутрашњим сагоревањем послужило је као основ за развој аутомобилског саобраћаја и индустрије авиона. Гасна турбина је изазвала преокрет у авијацији. Спори авиони са клипним моторима замењени су реактивним, чија брзина превазилази брзину звука. Најзад, помоћу реактивних топлотних мотора остварена је и вековна тежња човечанства — лет у космичко пространство.

Познато је да се електрична енергија добија и у термоелектранама, у којима се генератори покрећу помоћу парних турбина. У нуклеарним електранама се у нуклеарним реакцијама ослобађа енергија која се такође претвара у унутрашњу енергију паре; ова се опет користи за покретање парне турбине, која покреће ротор генератора, производећи тако електричну струју.

Принцип рада топлотне машине

Свака топлотна машина састоји се из три дела: радног тела, грејача температуре T_1 и хладњака температуре T_2 ($T_1 > T_2$). Као радно тело најчешће служи гас или пара. Радно тело добија неку количину топлоте Q_1 од грејача температуре T_1 , тј. од тела у коме се на рачун сагоревања нафте, бензина или нуклеарних реакција одржава константно висока температура T_1 . У процесу сабијања радно тело (гас или пара) предаје неку количину топлоте Q_2 хладњаку температуре T_2 , тј. телу чија је температура увек нижа од температуре T_1 . Као хладњак може да служи и околна средина (атмосфера).

На основу закона одржања енергије (I принцип термодинамике), може се извести биланс енергије у једном радном циклусу топлотног мотора, односно израчунати извршени механички рад.

Пошто се после завршеног циклуса радно тело доводи у почетно стање, његова унутрашња енергија се није променила $\Delta U = U_2 - U_1 = 0$. Узимајући то у обзир, I принцип термодинамике се може написати у облику:

$$Q_1 = Q_2 + A + Q'$$

где је Q' — количина топлоте која је „изгубљена“ у циклусу при измени топлоте са околином, при трењу и слично. Одавде следи да је користан рад:

$A = Q_1 - Q_2 - Q'$, односно $A \leq Q_1 - Q_2$ ако се занемари Q' . Знак неједнакости важи у случају реалног, а једнакости у случају идеалног мотора.

Коефицијент корисног дејства η код топлотних мотора представља однос између корисног рада A и укупне енергије (количине