

## 5. A termodinamika alkalmazása

### 5.1. Áramló közeg termodinamikája

Műszaki gyakorlatban gépeinkben, berendezéseinkben, készülékekben, csővezetékekben többnyire stacionáriusan áramló közeggel van dolgunk, s a termodinamikai vizsgálatoknak legfőbb célja az energia-átalakulások ismerete. Ezekre a nyitott rendszerekre az energiaegyensúlyt kifejező I. főtétele a

$$q_{12} + w_{t12} = h_2 - h_1 + \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) + g (z_2 - z_1) \quad 5.1$$

alakban írható fel, amelyben az 1 és 2 index a rendszer határán felvett 1 és 2 állapotok közötti változásra utal.

Az esetek egy részénél az áramlás külső munkavégzés nélkül zajlik le, ezeket a folyamatokat a továbbiakban áramlásos folyamatoknak nevezzük.

A másik csoportba sorolhatók munkafolyamatok néven azok a folyamatok, amelyek munkavégzéssel vannak egybekötve.

### 5.2. Áramlásos folyamatok

Ebben az esetben  $w_{t12} = 0$  és így írható

$$q_{12} = h_2 - h_1 + \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) + g (z_2 - z_1). \quad 5.2$$

Az esetek túlnyomó többségében a potenciális energia változása zérus, vagy elhanyagolhatóan csekély. Ennek a tagnak elhagyásával az I. főtétele erre a munkavégzés nélküli áramlásra a

$$q_{12} = h_2 - h_1 + \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) \quad 5.3$$

alakban írható.

### 5.2.1. Hőközléses áramlás

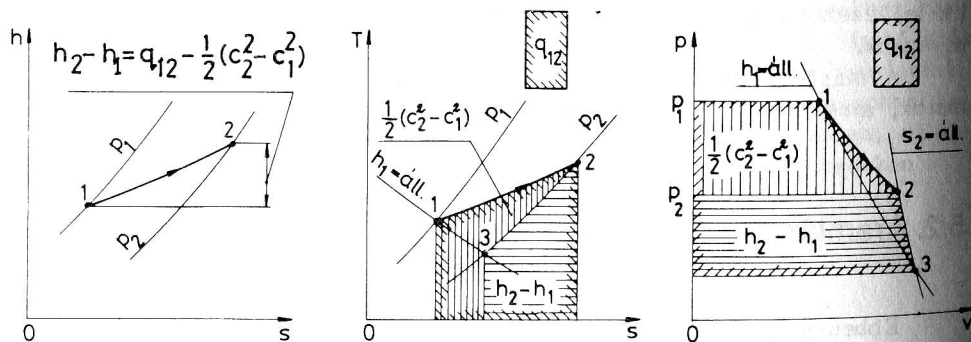
Az áramlásos folyamatok egy részénél hőközlés van. Ilyen rendszereknek tekinthetők elsősorban a hőcserélők, amelyekben az áramló közeg energiájának egy részét a másik áramló közegnek adja át. Most tehát  $q_{12} \neq 0$ . Reverzibilis esetben írható, hogy

$$(q_{12})_{\text{rev}} = \int_1^2 T ds = h_2 - h_1 - \int_1^2 v dp$$

amivel azután

$$\frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) = - \int_1^2 v dp$$

adódik. Ebből következik, hogy az áramló közeg sebességének változása a nyomás változásával van összekötve. Amennyiben a kinetikus energia változása zérus, reverzibilis esetben a nyomás állandó marad.



58. ábra

A folyamatot  $h-s$ ,  $T-s$  és  $p-v$  diagramban az 58. ábra szemlélteti. A  $h,s$  diagramból az entalpiakülönbség könnyen leolvasható. A  $T,s$  diagramban a reverzibilis folyamat során közölt hőt az állapotváltozási görbe alatti terület ábrázolja. Ez két részre osztható. Ha  $u_1$  a  $h_1 = \text{áll.}$  görbét a  $p_2 = \text{áll.}$  görbével metszésbe hozzuk (3 pont), akkor a  $p_2 = \text{áll.}$  vonal 2-3 közötti szakasza alatti terület  $h_2 - h_1$  entalpiakülönbségnek felel meg, míg a maradék a sebességi energiák különbségét ábrázolja.

A  $p,v$  síkon a sebességi energia változása az állapotváltozási görbe vízszintes kivetítésével kapott területtel ( $-\int_1^2 v dp$ ) arányos.

Az entalpiaváltozásnak megfelelő területet ugyancsak vízszintes kivetítéssel kapjuk az  $s_2 = \text{áll.}$  görbe megrajzolásával. Most  $u_1 ds = 0$ , és így az entrópia definíciós egyenletéből

$$h_2 - h_3 = h_2 - h_1 = - \int_2^3 v dp.$$

A  $(q_{12})_{\text{rev}}$  hő a két terület összegének felel meg.

Sok esetben az áramló közeg sebességi energiájának változásától el lehet tekinteni. Ebben az esetben

$$q_{12} = h_2 - h_1.$$

Ha áramlás közben surlódás is fellép, akkor a folyamat irreverzibilis, és az áramlás irányában mindig nyomásesés jön létre. Ebben az esetben  $u_1$ :

$$q_{12} = h_2 - h_1 - \int_1^2 v dp - w_{12\text{surl}}$$

és, mivel most  $q_{12} = h_2 - h_1$ , tehát

$$w_{12\text{surl}} = - \int_1^2 v dp.$$

Irreverzibilis áramlásoknál mindig fellép surlódás, következésképpen csökken a nyomás ( $dp < 0$ ). A surlódás miatt exergiavesztéssel is számolnunk kell. Amint már láttuk, a surlódásos folyamatoknál

$$e_{v12} = T_{\text{kö}} \int_1^2 \frac{dw_{\text{surl}}}{T}$$

az exergiaveszteség. A kinetikus energia változásának elhanyagolásával

$$dw_{\text{súrl}} = -vdp,$$

így tehát

$$e_{v12} = T_{\text{kö}} \int_1^2 \left( -\frac{v}{T} \right) dp.$$

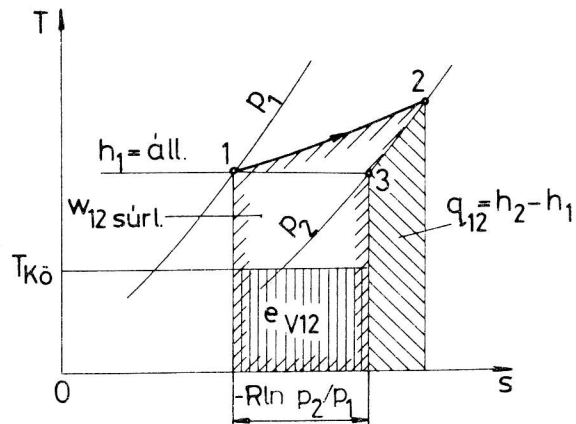
A nyomásveszteséggel kapcsolatos exergiaveszteség annál nagyobb, minél nagyobb a fajtérfogat és minél alacsonyabb a hőmérséklet. Áramló gázban ennél fogva azonos nyomásveszteség jóval nagyobb exergiaveszteséget okoz, mint áramló folyadékban. Az ideális gáz esetében érvényes állapotegyenletből

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{p}$$

és így az exergiaveszteség

$$e_{v12} = -RT_{\text{kö}} \int_1^2 \frac{dp}{p} = -RT_{\text{kö}} \ln \frac{p_2}{p_1},$$

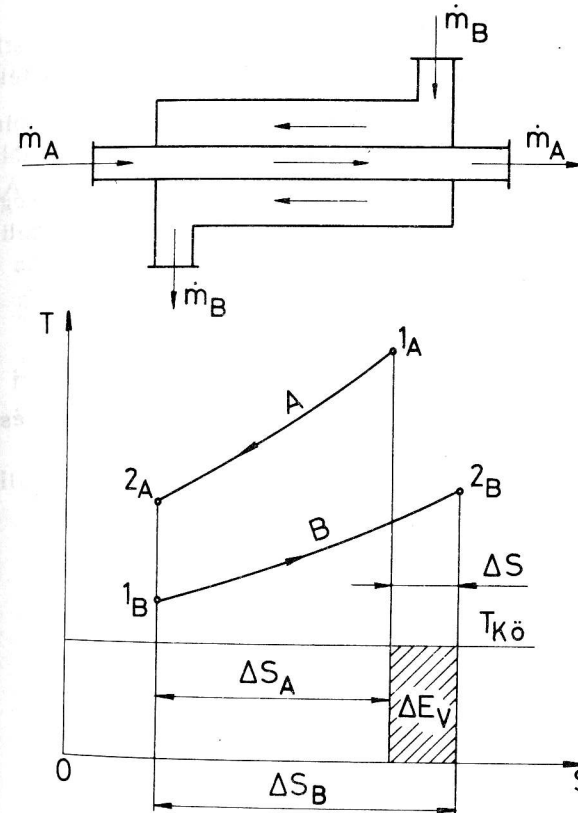
ami a  $T, s$  diagramban derékszögű négyszög alakú területtel ábrázolható (59. ábra), mert a  $p_1 = \text{áll.}$  és  $p_2 = \text{áll.}$  görbék közötti vízszintes metszék éppen  $-R \ln p_2/p_1$  hosszúságú.



59. ábra

A hőcserélőkben is ehhez hasonló áramlási viszonyokkal találkozhatunk. Itt a véges hőmérsékletkülönbség melletti hőátadás jelenti az irreverzibilitást. A folyamat a 60. ábrán vázolt hőcserélőben a mellékelt  $T, s$  diagramban követhető. A magasabb hőmérsékletű A jelű közeg entrópiája a hőleadás miatt csökken, a B jelű közegé viszont nő, és pedig az alacsonyabb hőmérséklet következtében nagyobb mértékben. Az entrópia növekedése

$$\Delta S = \Delta S_A + \Delta S_B > 0.$$



60. ábra

Ezzel a folyamat során az irreverzibilitás okozta exergiaveszteség

$$\Delta E_v = T_{\text{kö}} (\Delta S_A + \Delta S_B).$$

$$dE_v = T_{kö} dS$$

exergiavesztés jön létre a  $dQ$ -nyi hőcsere következtében. Ezzel

$$dE_v = T_{kö} dQ \left( \frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_A} \right) = dQT_{kö} \frac{T_A - T_B}{T_A T_B}.$$

Ebből az eredményből a gyakorlat szempontjából az a fontos következtetés vonható le, hogy azonos hőmérsékletkülönbséget ( $T_A - T_B$ ) feltételezve, a hőátadásnál annál nagyobb exergiavesztés jön létre, minél alacsonyabbak a  $T_A$  és  $T_B$  hőmérsékletek.

Az irreverzibilitás - akár surlódásról, akár véges különbség melletti hőátadásról van szó - annál nagyobb munkavégző képességbeli veszteséget jelent, minél alacsonyabb hőmérsékleten megy végbe.

### 5.2.2. Adiabatus áramlásos folyamatok

A műszaki gyakorlatban csövek, szelepek, fuvókák, fojtó- és szabályozószervek stb. a legtöbb esetben adiabatusnak tekinthetők. Az ilyen rendszerek áramlásos folyamataira tehát  $q_{12}=0$  feltétellel az I. főtétel a

$$h_2 - h_1 + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) = 0 \quad 5.4$$

alakban írható, amiből a kiáramlási sebességre a

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + c_1^2}$$

kifejezés adódik. Sok esetben a  $c_1 \approx 0$  feltevés helyes; ez esetben

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)}.$$

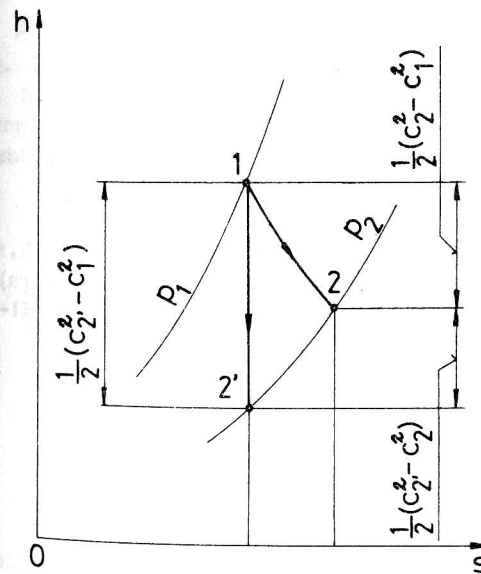
### a) Gyorsított (expanziós) áramlás

Amennyiben az entalpia az áramlás során csökken, az áramlási sebesség növekszik (konfuzoros áramlás). Ezzel együtt csökken a nyomás, tehát expanszióról van szó. Az állapotváltozást  $h, s$  diagramban a 61. ábra mutatja. A  $p_1$  és  $p_2$  nyomások közötti expanszió során az entalpia csökken. A rendszer adiabatikus lévén, a maximális entalpiacsökkenés az 1 állapotból induló izentrópikus állapotváltozáshoz tartozik, amelynek végállapota a  $p_2 = \text{áll. vonalon}$  a 2' állapot. Ebben az esetben a kinetikus energia

$$\frac{c_2^2}{2} = \frac{c_1^2}{2} + h_1 - h_2,$$

A valóságban irreverzibilis az expanszió, amelynek végállapota a 2 állapot. A kinetikus energia most

$$\frac{c_2^2}{2} = \frac{c_1^2}{2} + h_1 - h_2 < \frac{c_2^2}{2}.$$



61. ábra

Az irreverzibilitás következtében az áramlás sebessége kisebb, mint izentropikus esetben. Ezt a

$$\varphi = \frac{c_2}{c_{2s}}$$

sebességtényezővel szokás figyelembe venni. A valóságban tehát csak

$$c_2 = \varphi c_{2s}$$

sebesség alakul ki. A kinetikus energiabeli veszteség, amelyet az energiadisszipáció (többnyire a surlódás) okoz, az entalpia expanzió utáni növekedésében jelentkezik:

$$e_{cv} = \frac{c_{2s}^2 - c_2^2}{2} = h_2 - h_{2s}$$

Az energiaátalakulás hatásfokát, az ún. izentropikus áramlási hatásfokot az

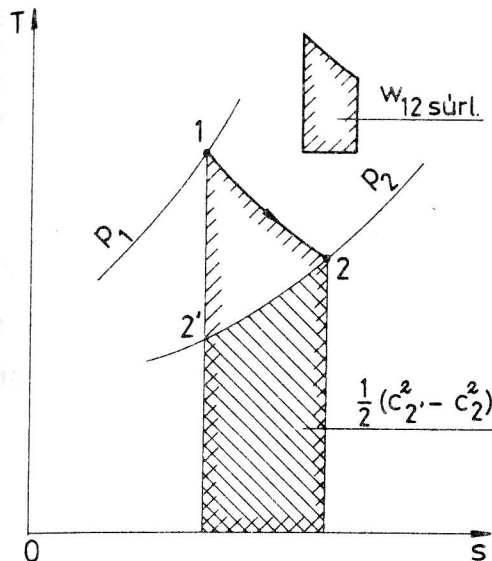
$$\eta_{iz} = \frac{\frac{c_1^2}{2} + h_1 - h_2}{\frac{c_1^2}{2} + h_1 - h_{2s}} = \frac{\frac{1}{2} c_2^2}{\frac{1}{2} c_{2s}^2}$$

hányadossal szokás értelmezni. A kinetikus energia veszteség a  $h,s$  diagramban vonaldarabként jelentkezik, míg a  $T,s$  síkon (62. ábra)  $p_2 = \text{áll. nyomásvonal } 2-2'$  szakasza alatti területtel arányos. Az állapotváltozás adiabatikus lévén, írható, hogy

$$w_{12surl} = \int_1^2 T ds,$$

azaz a surlódási munkát az állapotváltozási görbe alatti terület ábrázolja. Ehhez képest a kinetikus energia veszteség kisebb.

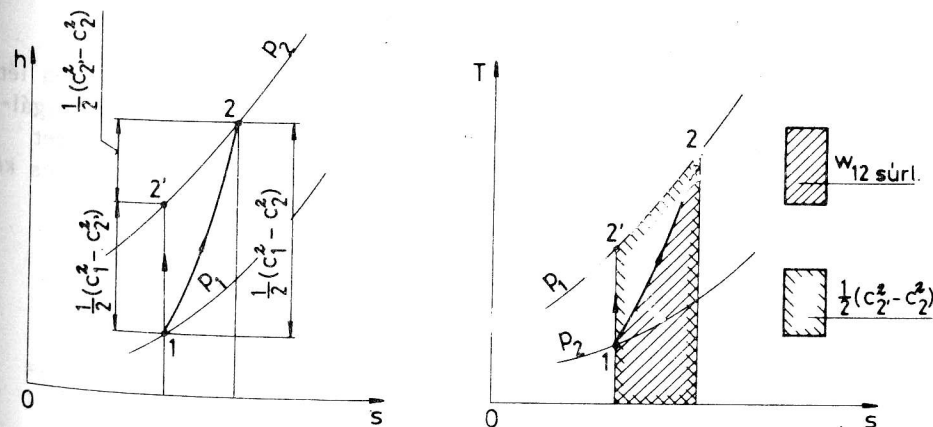
Előfordulhat olyan állapotváltozás is, amikor a nyomáscsökkenés ellenére is csökken a közeg sebessége. Ilyenkor olyan nagy a fellépő surlódás, hogy a nyomás csökken, az entalpia pedig nő.



62. ábra

#### b) Lassított (kompressziós) áramlás

Ennél az entalpia növekedésével nyomásnövekedés jár együtt (63. ábra). Ezt az áramlást diffuzoros áramlásnak is szokás nevezni. A 63. ábra  $h,s$  diagramja szerint az energiaátalakulás szempontjából ismét az izentropikus folyamat a legkedvezőbb, mert a kívánt nyomás eléréséhez ebben az esetben szükséges a legkisebb kinetikus energia csökkentés.



63. ábra

A valóságos irreverzibilis kompressziós folyamatnál az előbbihez képest az entalpiának a növekedése, és így a kinetikus energia csökkenése is nagyobb. Az izentropikus esethez képest a kinetikus energia:

$$\frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) = h_2 - h_1,$$

értékkel csökken. Ezt a  $T, s$  diagramban a  $p_2 = \text{áll.}$  görbe 2-2' szakasza alatti terület ábrázolja, amely ebben az esetben viszont nagyobb, mint az  $\int_1^2 T ds$ -nek megfelelő surlódási munka. Az energiaátalakulás jellemzésére szokás az

$$\eta_d = \frac{h_2 - h_1}{h_2 - h_1} = \frac{\frac{1}{2} (c_1^2 - c_2^2)}{\frac{1}{2} (c_1^2 - c_2^2)}$$

diffuzorhatásfokot használni.

### c) Az adiabatikus áramlás határesei

A gyakorlat szempontjából nagy jelentőségű, hogy az áramló közegben bizonyos feltételek mellett különleges viszonyok lépnek fel. Az adiabatikus áramlás határesei is kétfélék lehetnek, éspedig konfuzoros és diffuzoros áramlás.

#### $\alpha$ , Konfuzoros áramlás, a hangsebesség

A konfuzoros áramlásnál az áramló közegben nyomásesés jön létre, miközben a sebesség növekszik. Az egyszerűség kedvéért vizsgáljunk egy állandó keresztmetszetű adiabatikus csőben áramló közeget (64. ábra). A potenciális energia elhanyagolásával a cső tetszőleges keresztmetszetére az I. főtétele

$$\frac{c^2}{2} + h = \frac{c_1^2}{2} + h_1$$

alakban írható fel, amelyet az  $\dot{m}$  átáramló tömegáram állandósága (kontinuitás), azaz az

## 5.3. Munkafolyamatok

### 5.3.1. Adiabatus munkafolyamatok

A gőz- és gázturbinákban, dugattyus- és turbokompresszorokban a közeg áramlása közben lejátszódó folyamatok munkavégzéssel kapcsolatosak, sőt ez esetben ezekben a nyitott rendszerekben éppen a munkavégzés játszik döntő szerepet. A felsorolt rendszereket jó közelítéssel adiabatusnak tekinthetjük, s így a potenciális energia elhanyagolásával és stacionárius folyamatot feltételezve az I. főtétel az 1-2 véges állapotváltozásra a

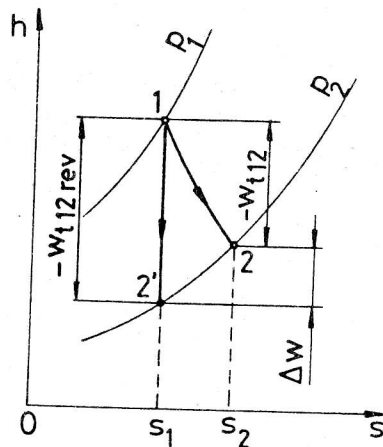
$$-w_{t12} = h_1 - h_2 + \frac{1}{2} (c_1^2 - c_2^2) \quad 5.9$$

alakban adódik. Az entalpia és a kinetikus energia összege az ún. "totálentalpia":

$$h + \frac{c^2}{2} = h^t,$$

amellyel tehát a technikai munka:

$$-w_{t12} = h_1^t - h_2^t,$$



70. ábra

azaz a totálentalpiák különbségeként számítható. Az esetek túlnyomó többségében a kinetikus energiák különbsége az entalpiák különbségéhez képest elhanyagolhatóan kicsiny. Ez esetben írható, hogy

$$-w_{t12} = h_1 - h_2,$$

azaz a munka az entalpiák különbségével egyenlő.

Ha áramlás közben a közeg expandál (nyomása csökken), akkor a folyamat munkája negatív, tehát a rendszer a környezet felé munkát szolgáltat; ez az eset a gőz- és gázturbinák esete. Ha viszont kompresszióról van szó, akkor a munka pozitív, tehát a rend-

szerbe be kell táplálni; ez a folyamat a kompresszorok munkafolyamata.

A 70. ábra mutatja a turbina munkafolyamatához tartozó állapotváltozási görbét, h-s diagramban. A diagramból kitűnik, hogy az 1 kezdőállapotból kiinduló valamennyi lehetséges állapotváltozás közül az izentropikushoz tartozik a legnagyobb entalpiaváltozás, s így ez esetben legnagyobb a turbinamunka.

Ez a

$$-w_{12 \text{ rev}} = h_1 - h_2,$$

összefüggésből számítható. Az irreverzibilis esetben ennél csak kisebb munka adódik:

$$-w_{12} = h_1 - h_2.$$

A két munka közötti különbség munkavesztésként könyvelendő el, amely tehát a valóságos esetben mutatkozik a reverzibilis esethez képest. A munkavesztéség

$$|\Delta w| = h_2 - h_2',$$

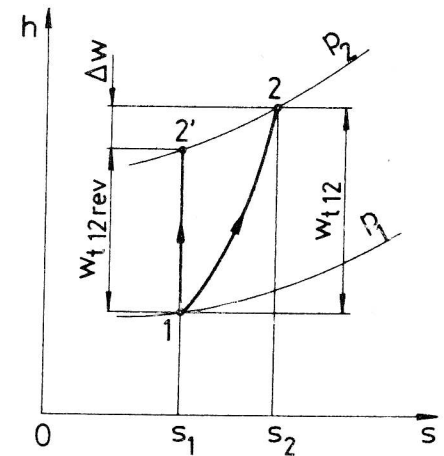
Az energiaátalakulást az

$$\eta_{iz,t} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'}$$

un. izentropikus turbinahatásfokkal szokás jellemezni. Gőzturbináknál  $\eta_{iz,t} = 0,8$ ; gázturbináknál  $\eta_{iz,t} \cong 0,85-0,92$  hatásfok-értékekkel számolhatunk.

A kompresszor munkafolyamatához tartozó állapotváltozást a 71. ábra mutatja h,s diagramban. Ebben az esetben a kompresszormunka:

$$w_{t12} = h_2 - h_1,$$



71. ábra

ha a kinetikus energiák változását elhanyagolhatjuk. Ez esetben is az izentropikus folyamat a legkedvezőbb, mert ebben az esetben legkisebb az azonos mértékű nyomásnövekedéshez szükséges munka:

$$(w_{t12})_{\text{rev}} = h_2 - h_1$$

Az irreverzibilis esetben ehhez

$$w_{t12} = h_2 - h_1$$

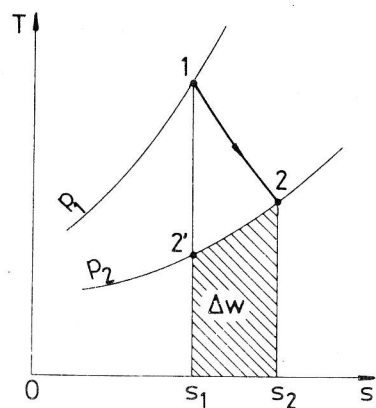
munka szükséges, amely a

$$|\Delta w| = h_2 - h_1$$

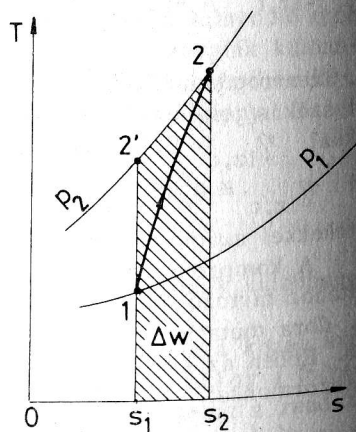
többletmunkával nagyobb, mint izentropikus esetben. A kompresszornál használatos az

$$\eta_{iz,k} = \frac{h_2 - h_1}{h_2 - h_1} \quad 5.11$$

izentropikus kompresszorhatásfok. Turbokompresszoroknál  $\eta_{iz,k} = 0,8-0,9$ ; dugattyús kompresszoroknál  $\eta_{iz,k} = 0,75$ .



72. ábra



A munkafolyamatoknál jelentkező surlódási munkát, valamint munkavesztéseket, ill. munkatöbbletet a 72. ábra tünteti fel T,s diagramban. A bal oldali diagramban az expanziós (turbina) folyamat látható. A rendszer adiabatikus lévén az

$$\int_1^2 T ds = w_{12\text{surl}}$$

szerint az állapotváltozási görbe alatti terület a surlódási munkát mutatja. Az izentropikus esethez képest mutatkozó munkavesztéseget a  $p_2 = \text{áll.}$  görbe 2-2' szakasza alatti terület ábrázolja. Látható, hogy a munkavesztés kisebb, mint a surlódási munka. Ennek az a magyarázata, hogy a surlódás megnöveli a közeg entalpiáját az izentropikus esethez képest, s ez a további expanzió során még munkává alakul.

Ezt a jelenséget az adiabatikus expanzió "hővisszanyerésének" szokás nevezni. Ez az expanzió kezdetén nagyobb, az expanzió végén pedig zérus.

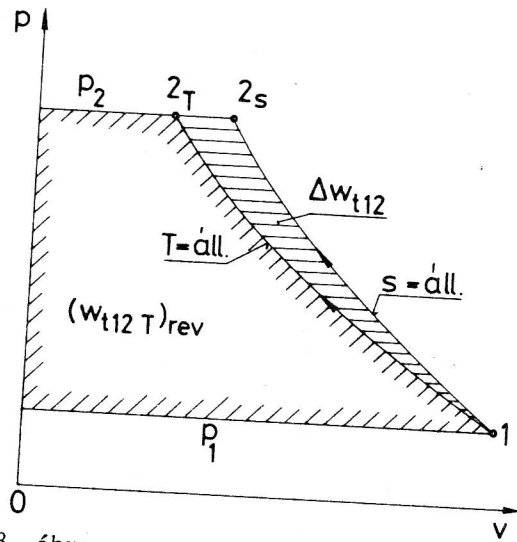
A kompressziós folyamat a jobb oldali diagramrészben látható. Itt viszont a reverzibilis esethez képest mutatkozó munkatöbblet nagyobb, mint a surlódási munka. A jelenséget "felhevítési veszteségként" tartják számon. Most ui. kompresszió közben a surlódás az izentropikushoz képest többlet entalpiánövekedést idéz elő, s ez a térfogat és hőmérséklet nemkívánatos emelkedését, s ezen keresztül a munkaszükséglet növekedését okozza.

### 5.3.2. Nem adiabatikus munkafolyamatok

A gyakorlatban az izotermikus munkafolyamatoknak van jelentősége, s elsősorban az izotermikus kompressziós folyamatnak (73. ábra). Amint az a p-v diagramból is kitűnik, izotermikus kompresszió esetén a térfogat kisebb, mint izentropikus kompressziónál, s így a kompressziómunkától balra eső terület és a kompressziómunka is kisebb. Reverzibilis esetben ui. a kinetikus energia elhanyagolásával

$$(w_{12})_{\text{rev}} = \int_1^2 v dp$$

Az izotermikus kompresszió esetén a legkisebb a befektetendő munka ugyanolyan mértékű nyomásnöveléshez. Reverzibilis esetben erre a munkára az I. főtételből a



73. ábra

$$(w_{t12, T})_{rev} = h_{2, T} - h_1 - (q_{12, T})_{rev}$$

kifejezés adódik, amelyben  $h_{2, T}$  a közeg entalpiája a reverzibilis izotermikus kompresszió végén,  $(q_{12, T})_{rev}$  pedig az ekkoriban fajlagos elvont hő. Irreverzibilis esetben a kompresszióhoz szükséges munka

$$w_{t12, T} = h_2 - h_1 - q_{12}$$

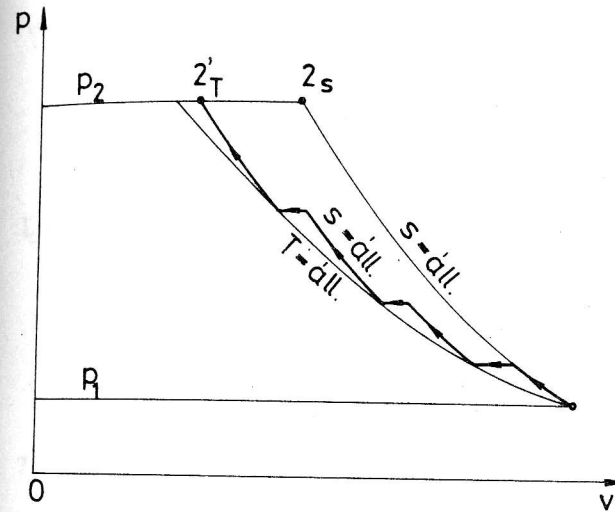
Szokásos kompresszoroknál egy izotermikus kompresszorhatásfokot definiálni, amely az

$$\eta_{T, k} = \frac{(w_{t12, T})_{rev}}{w_{t12, T}}$$

szerint számítható.

Az izotermikus kompresszió csak közelítőleg valósítható meg több kompresszorfokozat segítségével. Ilyen kompresszoroknál a komprimált közeg minden fokozat után ún. közbenső hűtőbe vezetik, ahol az lehűl, s így kerül a következő fokozatba. Ez esetben a kompresszió lépcsőzetesen közelíti meg - izentropikus kompresszió és izobár lehűtési szakaszokkal - az izotermikus kompressziót (74. ábra). A gyakorlatban

turbokompresszoroknál a nagy anyagi ráfordítás miatt csupán néhány fokozatot alkalmaznak; dugattyús kompresszoroknál a közbenső hűtők mellett még ún. köpenyhűtést is alkalmaznak.



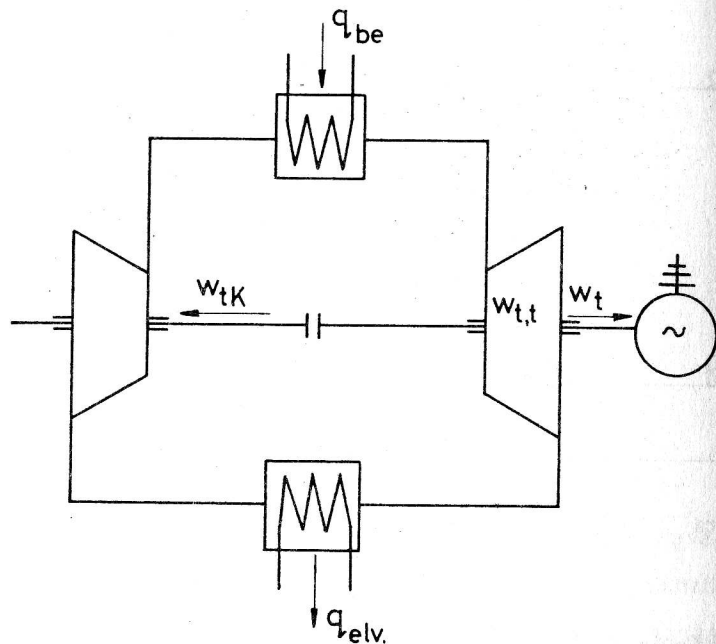
74. ábra

#### 5.4. A hőerőgépek folyamatainak termodinamikája

Hőerőgép alatt olyan gép vagy berendezés értendő, amelyben alkalmas közvetítő közeg ismétlődő munkaciklusokat végez, miközben a gép a betáplált hőből bizonyos részt mechanikai munkává alakít, s az hasznosíthatóan elvehető. A közvetítő közeg egy munkafolyamat közben a gépek és berendezések egész során halad át, amelyek együttesen alkotják a hőerőgép elnevezésű rendszert.

Ilyen berendezés vázlata a 75. ábrán látható. Az ábra egy ún. "zárt" gázturbinás erőtelep főbb berendezéseit mutatja. A kompresszor a hűtőberendezésből beszívott levegőt komprimálja; a nagyobb nyomású levegő egy égéstérbe kerül, ahol tüzelőanyagot elégetve a levegőt felmelegítik. Az így keletkezett magas hőmérsékletű és nagy nyomású égéstermékek egy gázturbinában expandálnak. A turbinában nyert expanzió munka egy része a kompresszor hajtásához szükséges, a többi pedig a gép tengelyén hasznosítható munkaként rendelkezésre áll. A turbinából távozó gázok végül egy hűtőbe jutva lehűlnek, és a kompresszor szívóveze-

tékébe kerülnek; ezzel zárul a munkaciklus. A munkafolyamat, amely a berendezésben zajló energiaátalakítás szempontjából meghatározó, helyettesíthető olyan körfolyammal, amely fő jellemzőit tekintve megegyezik a valóságos munkafolyammal. Az ilyen módon, bizonyos egyszerűsítő feltételekkel nyert körfolyamatokat összehasonlító, vagy elméleti körfolyamatoknak nevezzük.



75. ábra

### 5.4.1. Carnot-körfolyamat

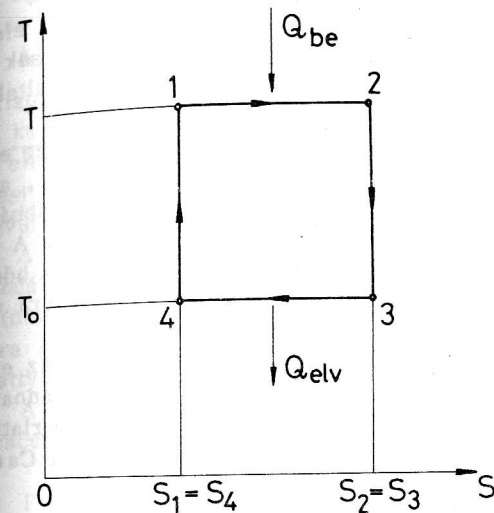
A Carnot-körfolyamat összehasonlító vizsgálatoknál használható fel. A körfolyamatot  $T, s$  diagramban a 76. ábra tünteti fel. A reverzibilis körfolyamat két izotermikus és két izentropikus állapotváltozásból áll. A betáplált, ill. elvont hő az ábra szerint:

$$Q_{be, rev} = T(S_2 - S_1),$$

$$|Q_{elv, rev}| = T_0(S_3 - S_4),$$

és a hasznos munka

$$-W_{hrev} = Q_{be, rev} - |Q_{elv, rev}| = (T - T_0)(S_2 - S_1).$$



76. ábra

A körfolyamat termikus hatásfoka az

$$\eta_{t, rev} = \eta_C = 1 - \frac{T_0}{T}$$

5.12

kifejezés szerint csak a hőbetáplálás és a hőelvonás hőmérsékletétől függ. Annál nagyobb a hatásfok, minél magasabb a  $T$  és minél alacsonyabb a  $T_0$  hőmérséklet. A valóságos viszonyokat figyelembe véve

a Carnot-körfolyamat számára a hőmérséklet- és nyomáshatárok a következőképpen vannak megszabva. Az alsó határ az atmoszféra állapotának (hőmérséklet, nyomás) felel meg, az elérhető maximális hőmérsékletet pedig szerkezeti anyagaink korlátozzák.

Gyakorlatilag kétféle lehetőség adódhat, és pedig gáznemű, ill. gőznemű közzel működő körfolyamat.

Ha a gáznemű változatot vizsgáljuk, s az alsó határként az atmoszférikus állapotot választjuk, s a megengedhető legmagasabb hőmérsékletet el kívánjuk érni, akkor olyan nagy nyomások adódnának, amelyek reálisan nem képzelhetők el. További problémát jelent, hogy bár a jó termikus hatásfok eléréséhez a  $T$  hőmérséklet növelése szükséges, ezzel azonban a reverzibilis körfolyamatból nyerhető munka csökken. Ez a munka két (izotermikus, ill. adiabatikus) turbina és két (ugyancsak izo-

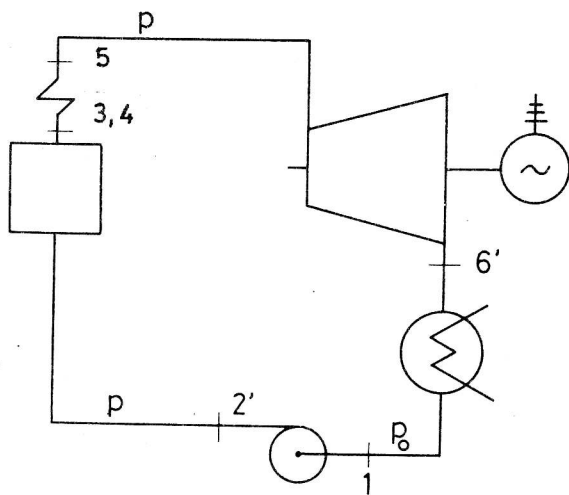
termikus, ill. adiabatikus) kompresszor munkájának különbségeként adódik, s ez a munka az expanzió munkához képest meglehetősen kicsi. Mászóval a gázzal dolgozó Carnot-körfolyamatban a munkák  $r_w$  viszonya kicsiny. A valóságban erős irreverzibilitások lépnek fel, elsősorban az izotermikus folyamatok azok, amelyeket nehéz még csak megközelíteni is, emiatt a valóságban a körfolyamat alig, vagy egyáltalán nem szolgáltat hasznos munkát.

Lényegében hasonlóak lennének a nehézségek gőznemű közeg esetén is. Amennyiben a nedves gőzmezőben játszódna le a körfolyamat, a felső hőmérsékletet a közeg kritikus hőmérséklete korlátozná; továbbá az izentropikus állapotváltozások nehezen volnának megvalósíthatók. A h-tárgörbéken túl terjedő körfolyamatnál, amennyiben a lehetséges hőmérséklet-maximumot kívánjuk elérni, elérhetetlenül nagy nyomásokra volna szükség.

Összefoglalva a fent elmondottakat mondható, hogy abban az esetben, ha a hőnek munkává átalakításánál a hőmérséklet-határok vannak adva, a Carnot-ciklus szolgáltatja a legjobb hatásfokot; a gyakorlati megvalósításnak azonban számos akadálya van, amelyek miatt a Carnot-ciklus nem alkalmas ilyen energiaátalakítási célokra.

#### 5.4.2. Gőznemű közvetítő közeggel dolgozó hőerőgépek összehasonlító körfolyamata

A fenti hőerőgép, vagy inkább hőerőtelep (hőerőmű) legegyszerűbb változatának a vázlatát a 77. ábrán látható.



77. ábra

A berendezés, amelyben a tüzelőanyag kémiai kötött energiáját vízgőz közvetítő egységből áll, amelyek a következők: tápszivattyú, kazán, turbina és kondenzátor.

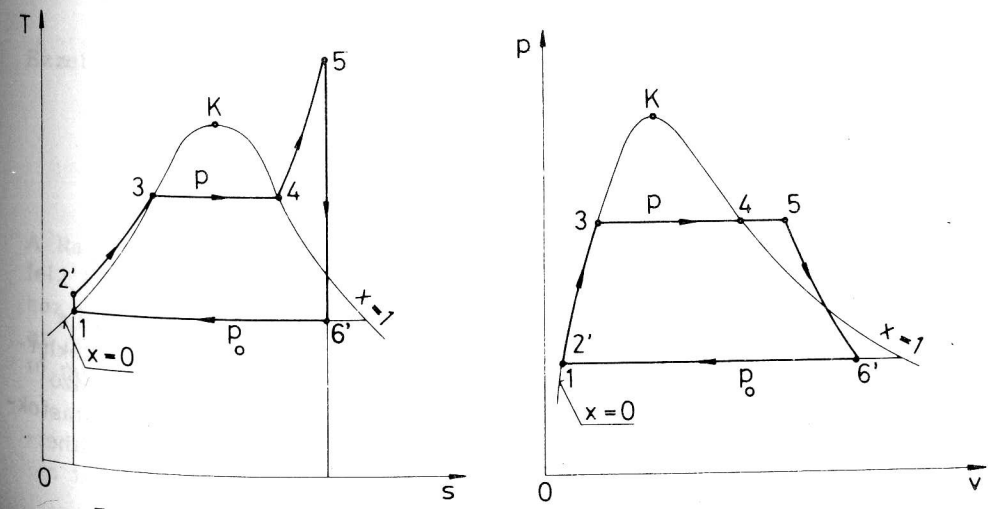
A tápszivattyú munkabefektetés árán a víz nyomását  $p_0$ -ról (1 állapot)  $p$  értékre (2' állapot) növeli és ilyen állapotban nyomja be a kazánba, amelyben a víz hő közlésével (tüzelőanyag elégetése révén) elméletileg állandó nyomáson felmelegszik a  $p$  nyomáshoz tartozó telítési hőmérsékletre (3 állapot), majd elpárolog (4 állapot) és végül túlhevül (5 állapot).

A  $p$  nyomású túlhevített gőz turbinába kerül és ott  $p_0$  nyomásra expandál (6' állapot), és a turbina tengelyén munkát szolgáltat. Az expandált (munkát végzett) gőz ezután a kondenzátorba jut, és ott hőelvonás hatására ( $p_0$ -áll. mellett) cseppfolyósodik (1 állapot) és ilyen állapotban a szivattyúhoz áramlik, ahol azután a munkaciklus újra kezdődik.

A víz, ill. a vízgőz körfolyamatának a szakaszai ebben a berendezésben tehát a következők:

- 1-2' szakasz: izentropikus kompresszió,
- 2'-3-4-5 szakasz: izobár hőközlés
- 5-6' szakasz: izentropikus expanzió
- 6'-1 szakasz: izobár hőelvonás.

A körfolyamatot  $T, s$  és  $p, v$  diagramban a 78. ábra szemlélteti. Ezt a körfolyamatot szokás izobár-izentropikus, vagy másképpen Rankine-Clausius körfolyamatnak nevezni. A körfolyamatban a hőközlés és a hőelvonás izobár állapotváltozás, amelyek könnyen létrehozhatók, de ugyanez áll az izentropikus munkaszakaszokra is.



78. ábra

A rendszer egyes szakaszai nyitott részrendszereknek tekinthetők, így az energiaegyensúlyra vonatkozó összefüggések egyszerűen adódnak.

tápszivattyú (izentropikus részrendszer):

$$w_{t12'} = h_2' - h_1$$

kazán (p=áll):

$$q_{2',5} = h_5 - h_2'$$

turbina (izentropikus részrendszer)

$$w_{t56'} = h_6' - h_5$$

kondenzátor (p<sub>o</sub>=áll):

$$q_{6',1} = h_1 - h_6'$$

A rendszerbe fajlagosan betáplált hő

$$q_{be} = q_{2',5} = h_5 - h_2'$$

az elvont hő:

$$q_{elv} = q_{6',1} = h_1 - h_6'$$

és a hasznos munka

$$-w_t = q_{be} - |q_{elv}| = h_5 - h_2' - (h_1 - h_6')$$

A körfolyamat termikus hatásfoka:

$$\eta_t = \frac{-w_t}{q_{be}} = 1 - \frac{h_1 - h_6'}{h_5 - h_2'}$$

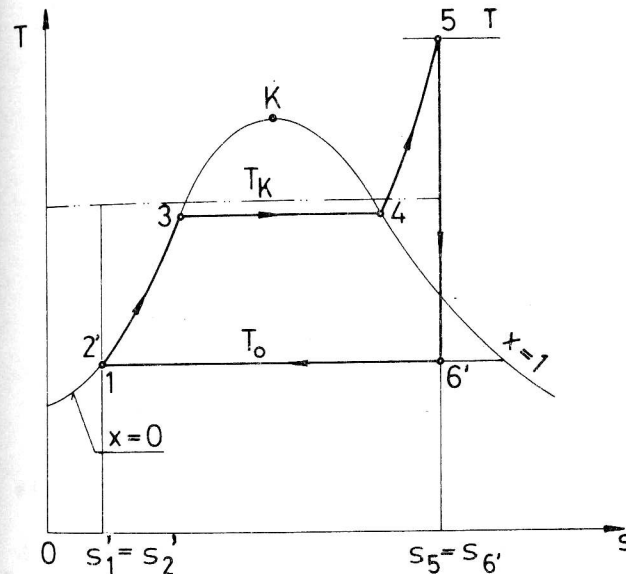
Amint azt a T,s diagramból rögtön lehet látni, a Rankine-Clausius körfolyamat termikus hatásfoka kisebb, mint az ugyanolyan hőmérséklet-határok között dolgozó Carnot-körfolyamaté, mert a hőközlés változó hőmérsékleten megy végbe. A Rankine-Clausius körfolyamatot a hatásfokszámítás érdekében olyan elképzelt Carnot-körfolyamattal helyettesíthetjük, amelynél a hőt T<sub>k</sub> = áll. közepes hőmérsékleten közöljük. Ezt a

fiktív körfolyamatot a 79. ábrában láthatjuk. Az ábra jelöléseivel a hőközlés közepes hőmérséklete a

$$T_k = \frac{q_{2',5}}{\Delta s} = \frac{h_5 - h_2'}{s_5 - s_2'}$$

5.13

összefüggés szerint területkiegyenlítés alapján számítható.



79. ábra

Ezzel a termikus hatásfok:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_o}{T_k} < \eta_C = 1 - \frac{T_o}{T}$$

A Rankine-Clausius körfolyamatot h,s diagramban a 80. ábra tünteti fel. Látható, hogy a tápszivattyú munkája a turbina technikai munkájához képest (abszolút értékben) kicsiny. A T,s és a h,s diagram ezt az jelzi, hogy a p nyomásgörbén fekvő 2' pont alig különböztethető meg az alsó határgörbén levő 1 ponttól. A munkák viszonya így:

