

Műveleti energetika

jegyzet

Készítette:

Dr. Bocsi Róbert

Veszprém
2021.

A jegyzet az EFOP-3.4.3-16-2016-00009 számú
“A felsőfokú oktatás minőségének és hozzáférhetőségének
együttes javítása a Pannon Egyetemen” projekt keretében készült.



Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
2. Energiaforrások és felhasználásuk	4
2.1. Energiaforrások	4
3.1. A világ energiafogyasztása	7
3. Termodinamika	11
3.1. A termodinamikai rendszer fogalma	11
3.2. Fázis és komponens	14
3.2.1. Egykomponensű rendszer fázisegyensúlya	14
3.2.2. Többkomponensű rendszer fázisegyensúlya	19
3.3. Erő, energia	26
3.4. Állapot, tulajdonság	26
3.5. Állapotjelzők	27
3.6. A munka és a hő fogalma	28
3.7. A termodinamika törvényei	30
3.8. Energiafüggvények	33
3.8.1. Entalpia (H)	34
3.8.2. Szabadenergia (F)	36
3.8.3. Szabadentalpia (G)	37
3.8.4. Moláris hőkapacitások (C_v , C_p)	39
3.8.5. Energiafüggvények kiszámítása	41
4. Művelettan	42
4.1. Művelettan alapjai	42
4.1.1. Extenzív mennyiségek áramai, hajtóerői	45
4.1.1.1. Konvektív (vándorlásos) áram	46
4.1.1.2. Vezetésszerű áram	48
4.1.1.3. Átadási áram	50
4.1.2. Megmaradási tételek áramló rendszerekben	60
4.1.2.1. Tömeg-mérlegegyenlet	63
4.1.2.2. Komponens-mérlegegyenlet	65
4.1.2.3. Hő-mérlegegyenlet	67
4.1.2.4. Impulzus-mérlegegyenlet	68

4.2. Hasonlóságelmélet.....	72
4.3. Dimenzióanalízis	78
4.4. Keverés.....	83
4.4.1. Keverők teljesítményszükséglete.....	86
4.4.3. Keverők típusai.....	93
4.4.3.1. Mechanikai keverők.....	93
4.4.3.2. Statikus keverők.....	95
5. Szeparációs műveletek energiaáramai.....	98
5.1. Elegyítési munka	98
6. Munkavégzés, exergia és a hő fogalma	100
Tárgymutató	103

Készült digitális formában
9,3 ív terjedelemben

ISBN:978-963-396-188-9

1. Bevezetés

A tudományos-technikai fogalmak közül viszonylag kevés olyan van, amely alapvető filozófiai kérdésként való felmerülésétől, eljutott a sikeres technikai megvalósításig. A 19. században megfogalmazott energiamegmaradási törvény kiállta a 20. század robbanásszerű tudományos fejlődéséből adódó kritikákat és megerősödve áll napjainkban is a természet- és műszaki tudományok alaptételei között. Sok, más alaptétel és alapvető leírás bizonyította alkalmazhatóságát a műszaki megvalósításban, amelynek a matematika és a számítástechnika új utat engedett az elérhető számítási kapacitás növekedésével, ami ezáltal a számítógépes szimulációk alkalmazási körének bővüléséhez vezethetett. Ugyanakkor a technológiai rendszerek tervezéséhez, üzemeltetéséhez túlnyomórészt még mindig, olyan eszközökre van szükség, amelyeknél kifejezetten mérnöki – azaz egyszerűen alkalmazható és numerikusan helyes eredményt adó – számítások kifejlesztése és alkalmazása szükséges.

A rendszeresen ismétlődő események felismerésének és kezeléséhez a számítástudomány hasznos mankókat kínál, de az egyedi eseményekkel, a hátrányos következmények bekövetkezte előtt, csupán számítási eszközöket felhasználva megbirkózni szinte lehetetlen. Éppen ezért fontos szem előtt tartani, hogy a közös lényeg felismerése és a mérnöki tudást jelképező „elhanyagoló képesség” ezen a területen sokáig fontos szerepet játszik majd.

2. Energiaforrások és felhasználásuk

Már a történelem előtti időkben is fontos volt az energiagazdálkodás. Az őskori ember szokásairól csak feltevések léteznek, mégis fontos szereppel bírhatott már akkor is az ösztöntől hajtott energiaforrások kutatás, melynek legegyszerűbb formája a szükséges kalóriabevitel biztosítására alkalmas gyűjtögetés és vadászat. Miután a tűz szerepe felértékelődött, egyre bonyolultabbá válhatott a helyzet, főleg akkor, amikor a nyilvánvalóvá vált, hogy a hő energiájának felhasználása nem csak az általa nyújtott komforttal lehet hasznos, hanem a munkára fogása által új anyagok, fémek kinyerését teszi lehetővé. A későbbiek során minél komplexebb feladatot látott el az energia és a hő felhasználása, annál több forrás felhasználása kerülhetett szóba és végül öles léptekkel előre haladva napjaink energiafogyasztó kultúrájához jutunk, ahol szinte mindenki hord magával valamekkora mennyiségű mobilkészülékeinkben tárolt energiát. A technológiai rendszerek ellátásához nem biztos, hogy elegendő a közhasználatú hálózatok biztosította források, ezért érdemes áttekinteni, milyen energiaforrások kerülhetnek számításba, ha helyi energiatermelő egységek létesítésére van szükség.

2.1. Energiaforrások

Energiaforrásnak nevezzük azokat a természetből vagy mesterséges forrásból származó anyagokat és áramokat, amelyeket közvetlenül vagy arra alkalmas technológia segítségével olyan energiaáramokká alakíthatunk, amelyekkel a technikai környezetünkben telepített gépeket, műszaki eszközöket működtetni tudjuk.

Az energiaforrásokat sokféle csoportba sorolhatjuk. Hasznosításuk szerint fosszilis-, nukleáris- és megújuló energiaforrásokat különböztetünk meg.

Fosszilis energiaforrások: Csak meghatározott (földrajzi) helyeken és véges mennyiségben található. Egyik kockázati faktoruk ebben rejlik, hiszen birtoklásukért napjainkban is éles verseny folyik. A másik kockázati tényező, hogy melléktermékeik (meddőhányók, zagyatározók, légszennyező anyagok) jelentős hatással lehetnek nem csak a környezetszennyezők lehetnek. Energetikai felhasználásuk során 10 - 45 MJ energia nyerhető ki egy kilogramm fosszilis üzemanyagból. A fosszilis tüzelőanyagok típusait és fűtőértékeit az *1. táblázat* tartalmazza. Elégetésükkor CO_2 , SO_2 és nitrogén-oxidok (NO_x) keletkezhetnek. Az utóbbi kettőből az atmoszférában vízzel kénsav (H_2SO_4) és salétromsav (HNO_3) keletkezik, melyek savas eső hoznak létre.

A fosszilis tüzelőanyagok a 19. században egyeduralkodóként voltak jelen az energiatermelésben, ~1870-ig a fa majd ~1960-ig a szén, azóta geográfiai elhelyezkedéstől függően az olaj áll vagy a szén állhat a sor elején.

A biológiai eredetű és a többi megújuló energiaforrás nagy népszerűségük ellenére még csak a legkisebb része (~10%) az energiatermelési palettának.

1. táblázat

Fosszilis tüzelőanyagok égéshő és fűtőértékei

Megnevezés	Égéshő (MJ/kg)	Fűtőérték (MJ/kg)
Koksz	25	23,5
Barnaszén	18,5	17
Tőzeg	14,4	13,7
Kőolaj	45	44
Benzin	44	42,5
Etanol	28,3	27
Hidrogéngáz	142,5	120,5
Földgáz	43	39,5
Fenyő	19	17,6
Tölgy	17	15,7

A szén tartalékok nagyobbak, mint az olajtartalékok, azonban a környezetvédelmi előírások miatt a feldolgozás egyre költségesebb. Ennek ellenére, mivel nagy tartalékok állnak rendelkezésre, szerepe nő a világ energia ellátásában az olaj rovására. Előnye az olajjal szemben, hogy sokkal egyenletesebb eloszlásban található a fölfelszín közeli készletek.

Nukleáris energiaforrások: A maghasadás hatalmas energia felszabadulással jár. Az urán 235-ös izotópjának neutronok indukálta maghasadása közepes atomtömegű radioaktív elemek (Ba, Sr, Xe, Kr) létrejöttéhez vezet. Ezt a folyamatot világszerte atomerőművekben¹ energiatermelésre használják.

Az uránérc véges mennyiségben áll rendelkezésre a Földön és csak bizonyos helyeken vannak olyan készletek, amelyeket fűtőanyag előállításához érdemes bányászni. Bár a természetes urán formájában bizonyos konstrukciókban felhasználható, de a legtöbb felhasználó számára dúsítani kell. A dúsítás fizikai és kémiai műveleteinek hátránya, hogy melléktermékként nehezen kezelhető hulladék keletkezik. Bár a termelésnél melléktermékként visszamaradó hulladékok potenciális környezeti hatása akár évszázadokig is tarthat, mégis szigorúan szabályozott körülmények között alkalmazzák, mivel a legkisebb fajlagos költséggel termelő rendszer, amely alaperőművek létesítésére alkalmas.

A könnyű magok fúziója általi energiatermelés lehet majd a következő lépés a nukleáris energiatermelésben, de a termelőkapacitások megvalósítása még várat magára.

Mindkét nukleáris energiatermelő folyamat során fűtőanyag-kilógrammonként 6-7 nagyságrenddel nagyobb mennyiségű energia nyerhető, mint ami kémiai reakciók során felszabadítható.

¹ físzsiós erőművek

Megújuló energiaforrások: A megújuló energiaforrások köré tartoznak az olyan anyagok, amelyek rövid idő alatt keletkeznek (pl. biomassza) és az olyan természeti jelenségek, melyek állandóan rendelkezésünkre állnak. A megújuló energiaforrások alkalmazásainak csoportosítása:

- Napenergia: 500-1000 W/m² napsugárzási teljesítmény, az átalakítás hatásfoka a felhasználás módjától függ
- Szélenergia: 2,5-25 m/s szélesség között képesek a szélenergiát energiatermelésre felhasználni. Hatékonysága a helyi mikroklímától és a berendezés felépítésétől függ.
- Geotermikus energia²: A földkéreg belső hőenergiája, amely energetikai céllal hasznosítható. A geotermikus energia a legalább +30 °C hőmérsékletű folyékony vagy gáz halmazállapotú anyagok közvetítésével (geotermikus energiahordozók), ezek közvetlen földkéregből való kitermelésével vagy recirkuláltatásával nyert energia.
- Vízenergia: a víztömeg által tárolt helyzeti energia felhasználásával mozgási energia nyerhető, ami további energiaformákká alakítható. A víztömeg jellemzőitől függően a természeti környezet átalakítására lehet szükség.³

² 54/2008. (III. 20.) Korm. rendelet alapján

³ Hortobágyi Nemzeti Park Igazgatóság: A Tisza-tó története, <https://www.hnp.hu/hu/szervezeti-egyseg/turizmus/vizisetany/oldal/a-tisza-to-tortenete>

- Biomassza alapú energiatermelés⁴: a főleg fotoszínenergizáció útján növények által megkötött energiamennyiség, amely a napsugárzás által közvetített energia ~2 ezreléke. A hagyományos fosszilis energiaforrásokhoz képest fajlagosan kisebb energiamennyiséget tárol, nagyobb víztartalom, nagyobb hamutartalom mellett
- Ár-ápló energiája⁵: a Föld legközelebbi kozmikus szomszédja a Hold, ami gravitációs terével hatással van a földfelszíni víztömegek helyzetére. A helyzetváltoztatás eredményeképp a tengerbe torkolló folyókon időszakos vízszintváltozás történik, ami vízáramlást kelt a torkolatokon át a tengerből és vissza. Ezt a mozgási energiát energiatermelésre lehet felhasználni.

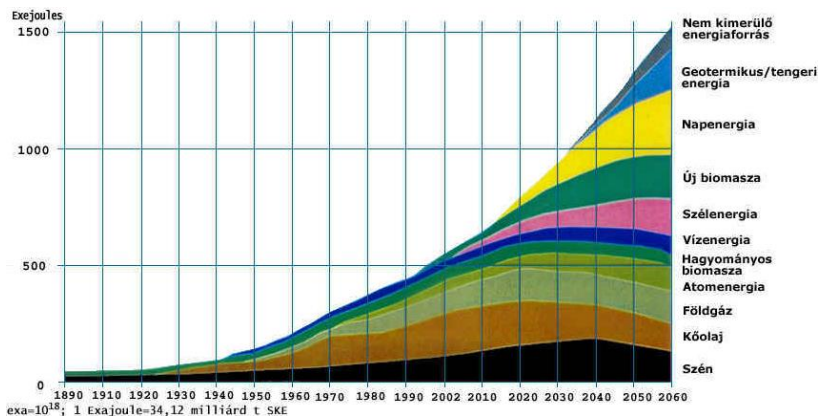
⁴ Dr. Büki G.: Energetika. Műegyetemi Kiadó Budapest, 1997.

⁵ Y.H. Bae et al. Lake Sihwa tidal powerplant project Ocean Engineering 37(2010)454–463

3.1. A világ energiafogyasztása

A világ energiafogyasztása erőteljesen növekszik. A jövőbeli növekedés egyik fő oka, hogy a fejlődő országok fejlődéséhez egyre több energiára van szükség. Jelenleg a világ teljes energiafelhasználásából csak mintegy 20-25 %-ban részesednek a fejlődő országok, azonban népességük a világ népességének 75-80 %-át teszi ki. A világ népessége 50 év alatt - várhatóan - megduplázódik. A népesség növekedése döntő mértékben a fejlődő országokban megy végbe. Ez a körülmény a fejlődés fenntartásához szükséges energiaigényt jelentősen növeli.

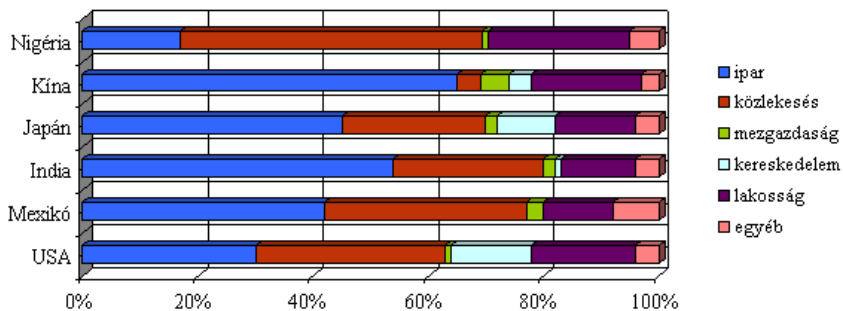
A világ teljes energiafogyasztása 2050-re várhatóan évi 22 Gtoe (22 milliárd tonna olajegyenérték) értékre nő a jelenlegi 10 Gtoe értékről. A világgazdaság 2050-ben négyszerese lesz a mainak, de a világ energiafogyasztása csak 2,2-szeresére nő. Az energiahatékonyságban bekövetkező jelentős javulás részben a gazdaság autonóm technológiai vagy strukturális változásainak, részben az energiahatékonysági politikáknak és részben a magasabb energiaáraknak tulajdonítható.



1. ábra

A világ energiafogyasztása (1989-2060)

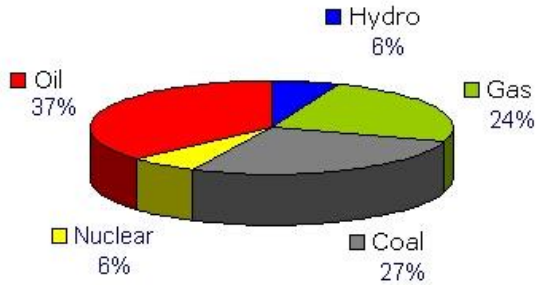
(Forrás: IAE World energy outlook)



2. ábra

Az energiafelhasználás megoszlása különböző országokban (2019)

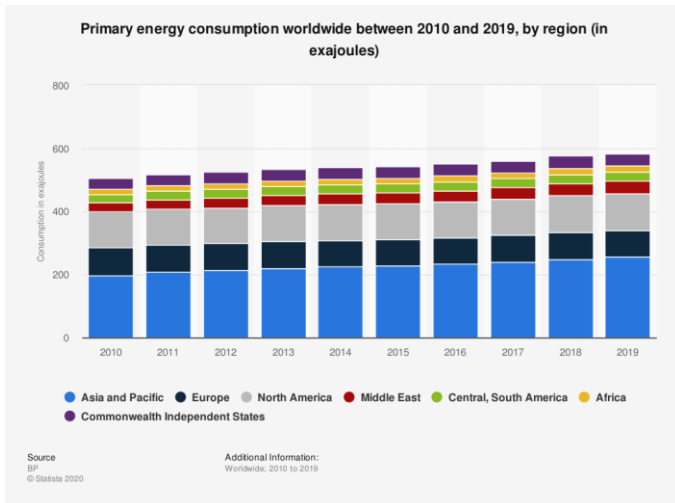
(Forrás: IAE World energy outlook)



3. ábra

A világ energiatermelésének megoszlása (2018)

(Forrás: IAE World energy outlook)



4. ábra

A világ energiafelhasználásának megoszlása területenként (2019)



5. ábra

A világ energiafelhasználásának megoszlása területenként (1989-1998)

(Forrás: IAE World energy outlook)

3. Termodinamika

A termodinamika teoretikus- és valós rendszerekben végbemenő energiaátalakulással és energiatranszporttal foglalkozó tudományterület. A vizsgálat tárgya egy önkényesen kijelölt, de célszerűen kiválasztott térrészben végbemenő változások okainak és eredményének felderítése.

3.1. A termodinamikai rendszer fogalma

A termodinamikai jelenségek vizsgálatának középpontjában a **termodinamikai rendszer** áll, amely a térben egy jól körülhatárolt térrész (esetleg alrendszer). Ennek a térrésznek a határait nem szükséges, hogy szilárd fal jelölje ki. A vizsgáló személy egyszerűen csak a vizsgálat/leírás szempontjából releváns részt határolja körül. Mivel a határ kijelölése mindig önkényes, ezért fontos körültekintőnek lenni, mely elemeket vesszük a rendszerbe, mi kerül azon kívül.

A rendszer **környezetének** nevezzük mindazt, amit a rendszer nem foglal magába, de azt körülveszi és ésszerűen figyelembe vehető hatással bír rá.

A rendszer és környezete egyaránt hatással lehet egymásra, ezért közöttük különböző **kölcsönhatások** léphetnek fel.

A köztük fellépő leggyakoribb kölcsönhatások jellege lehet:

- mechanikai
- termikus
- kémiai
- elektromos
- mágneses
- optikai

vagy a fentiek kombinációi.

A kölcsönhatások miatt a rendszer és annak környezete között transzportfolyamatok indulnak. A transzportfolyamatok megakadályozására a gyakorlatban szigeteléseket (falakat) létesítenek, amelyek a határfelületek tulajdonságait megváltoztatják.

A termodinamikai rendszer határfelületét többféle szempontból jellemezhetjük. Többnyire a különböző transzportjelenségekre való hatásuk alapján csoportosítjuk őket. A körülhatárolt rendszer pedig ennek megfelelően lehet:

- **Nyitott rendszer:** ha a határfelületen kialakított falon keresztül tömegtranszport valósulhat meg. Ez azonos azzal, ha hiányzik a fizikai elhatároló elem.
- **Zárt rendszert** ha a határfelületen kialakított fal a tömegtranszportot megakadályozza.
- **Szigetelt rendszert:** ha a határfelületen kialakított fal a tömegtranszportot és az energiáttranszportot megakadályozza

A termodinamikai rendszereket belső felépítésük alapján is csoportosíthatjuk:

- **Homogén rendszer:** fizikai és kémiai tulajdonságok a rendszer minden pontjában azonosak
- **Inhomogén rendszer:** A rendszerben a fizikai- és kémiai tulajdonságok pontról pontra változnak, de a tulajdonságok eloszlását leíró függvények folytonosak, nincs szakadásuk.

- **Heterogén rendszer:** A rendszerben a fizikai- és kémiai tulajdonságokban helyenként ugrásszerű változások tapasztalható, a tulajdonságok eloszlását leíró függvényeknek szakadásuk van. Ennek köszönhetően ez a rendszer homogén alrendszerekből áll, amelyek között kölcsönhatások lépnek fel.
- **Izotrop rendszer:** A rendszer valamely tulajdonság tekintetében izotrop, ha az a tulajdonság független a térkoordinátáktól, nincsenek kitüntetett irányok.
- **Anizotrop rendszer:** A rendszer valamely tulajdonság tekintetében anizotrop, ha az a tulajdonság függ valamely térkoordinátától, kitüntetett irányok vannak.
- **Egyensúlyi rendszer:** Ha egy zárt rendszerben reverzibilis, mikroszkopikus változások történnek, de makroszkopikus változás nem figyelhető meg, benne dinamikus egyensúly áll be.

3.2. Fázis és komponens

Az anyag azon részét, amely homogén kémiai összetételű és homogén fizikai szerkezetű, **fázisnak** nevezzük. Az anyag kémiai tulajdonsági alapján megkülönböztethető része a **komponens**.

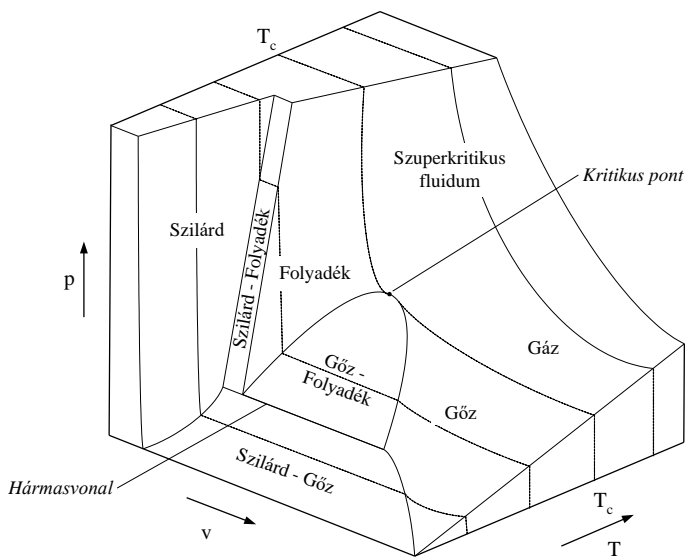
A fázis fogalma nem azonos a halmazállapot fogalmával, annál szigorúbb megkötést jelent. Egy halmazállapotban több fázis is lehet. Ilyen pl. amikor egy kristályos anyag két vagy több eltérő kristályszerkezetű részből áll. A fázis több komponensből is állhat. Több komponensű fázis az oldat és a gázkeverék. A homogén és az inhomogén rendszer mindig egyfázisú, amely lehet egy vagy több komponensű is.

A heterogén rendszerek mindig legalább két fázisúak. A komponensek száma lehet egy (pl. víz – jég – vízgőz keverék), vagy több (pl. sókristályok és víz keveréke).

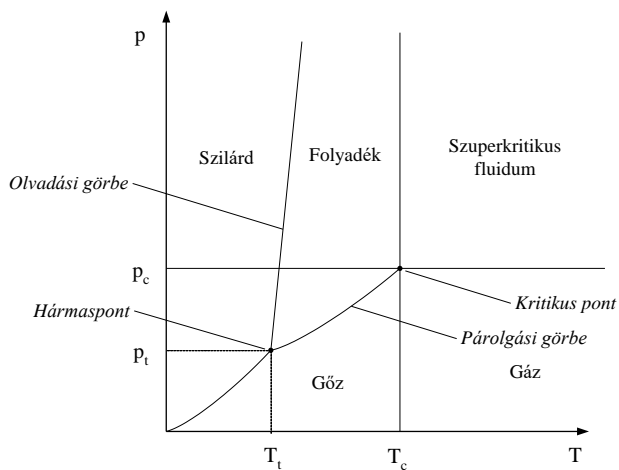
3.2.1. Egykomponensű rendszer fázisegyensúlya

A 7. ábrán egy egyszerű egykomponensű rendszer p-v-T diagramja látható. Egyszerű alatt azt értjük, hogy az anyagnak egyetlen szilárd halmazállapotú módosulata létezik. A jobb kezelhetőség érdekében p(v,T) felület helyett a fenti diagram p-v és p-T vetületeit szokták használni (8. és 9. ábra) ezek közül is a leggyakrabban használt forma a p-T diagram, vagy fázisdiagram. A diagramról leolvasható, hogy adott hőmérsékleten és nyomáson mely halmazállapot a termodinamikailag stabil. A szilárd, folyadék és gőz fázisokat elválasztó olvadási, párolgási és szublimációs görbe azokat a pontokat köti össze,

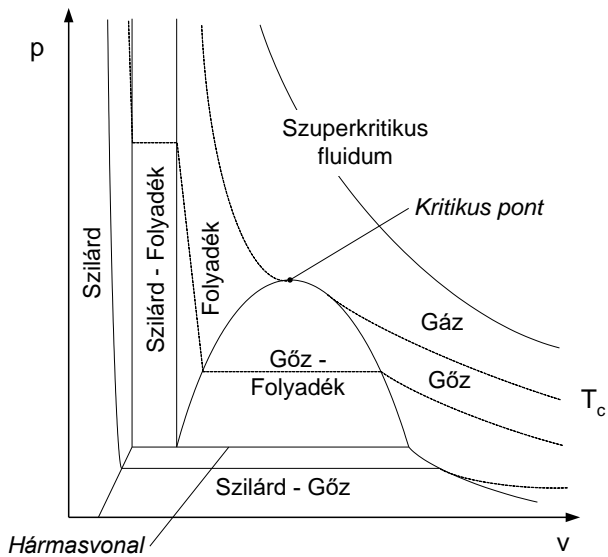
ahol az egymással határos fázisok egyensúlyban vannak, egymás mellett léteznek. A fenti három görbe a fázisdiagram egy kitüntetett pontjában, az úgynevezett *hármaspontban* található. A hármaspontban a három fázis egymással egyensúlyban van. A p-v-T és a p-v diagrammon a hármaspontnak a *hármasonal* felel meg. A fázisdiagram másik kitüntetett pontja a párolgás görbét lezáró úgynevezett *kritikus pont*. A kritikus pontot meghatározó *kritikus nyomás* (p_c) és *kritikus hőmérséklet* (T_c) felett az anyag *szuperkritikus fluid* állapotban van, amely állapot fizikai és kémiai tulajdonságait tekintve átmenetet képez a gáz és a folyadék között. A szuperkritikus fluid állapot egyik sajátossága, hogy az eddig leírt halmazállapotoktól eltérően a szuperkritikus tartományt nem határolja éles fázishatár. Folyadék és gázfázisból egyaránt át lehet lépni szuperkritikus fluid állapotba anélkül, hogy kétfázisú rendszer alakulna ki, noha az anyag egyik másik tulajdonsága (pl.: sűrűség, viszkozitás, dielektromos állandó, stb.) ugrásszerű változáson megy keresztül. Ezt a változást szemlélteti 10. ábra, amely a széndioxid sűrűségét, viszkozitását és öndiffúziós állandóját ábrázolja a nyomás függvényében 35 °C-on azaz a kritikus hőmérséklet felett.



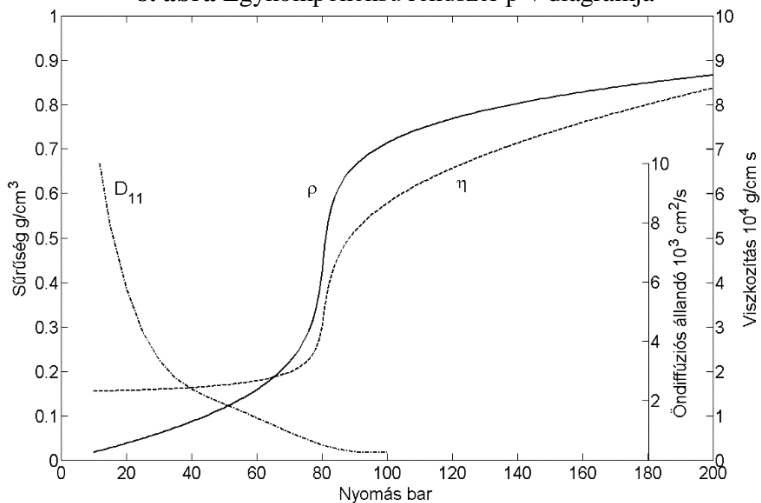
6. ábra
Egykomponensű rendszer p - v - T diagramja



7. ábra
Egykomponensű rendszer p - T diagramja



8. ábra Egykomponensű rendszer p-v diagramja



9. ábra A széndioxid sűrűsége, viszkozitása és öndiffúziós állandója a nyomás függvényében 35 °C-on

Egy egyfázisú, egykomponensű rendszer jellemezhető a nyomással, hőmérséklettel, moláris térfogattal és a kémiai potenciállal. Ezek közül az intenzív állapotjelzők közül a kémiai potenciál és a moláris térfogat leírható a nyomás és hőmérséklet függvényeként, utóbbiak az úgynevezett állapotfüggvények. A négy állapotjelzőből kettőt megválasztva az összes többi tulajdonság adódik. Egy egyfázisú, egykomponensű rendszer szabadsági foka tehát $4 - 2 = 2$.

Amennyiben a rendszer két-, vagy háromfázisú, úgy a fázisonként vett négy állapotjelzőből a fizikai kémiai összefüggéseken túl le kell vonni fázisegyensúlyból adódó megkötések számát is.

Bármilyen egykomponensű rendszer szabadsági foka megadható az alábbi egyenlettel:

$$S_z = 3 - F \quad (1)$$

ahol S_z a szabadsági fokok száma és F a fázisok száma. A fenti egyenletet Josiah Willard Gibbs amerikai fiziko-kémikus után *Gibbs-féle fázisszabálynak*, vagy *fázistörvénynek* szokták hívni.

A Gibbs-féle fázisszabály értelmében az egyfázisú rendszerek bivariánsak, tehát két állapotjelzőjük szabadon választható.

Az olvadási, párolgási vagy szublimációs görbén elhelyezkedő kétfázisú rendszerek *univariánsak*, szabadsági fokuk $3 - 2 = 1$.

A hármas pontban a szabadon választható paraméterek száma nullára csökken, az ilyen rendszert *invariánsnak* nevezzük. Ez azt jelenti, hogy bármely állapotjelzőt megváltoztatva egy fázis eltűnik.

A fenti egyenletből következik az is, hogy egyensúlyi állapotban egy egykomponensű rendszer háromnál több fázisban nem lehet jelen egyidejűleg, mert a szabadsági fokok száma nem lehet negatív.

3.2.2. Többkomponensű rendszer fázisegyensúlya

Többkomponensű rendszerek egyértelmű leírásához a nyomáson és hőmérsékleten túl az összetételt is meg kell adnunk. Az erre a célra leggyakrabban használt intenzív állapotjelző a móltört. K darab komponens esetén ez fázisonként $K - 1$ változót jelent, mivel a móltörtek összege minden fázisban egyet kell, hogy adjon. Az egykomponensű rendszerektől eltérően itt a komponensegyensúly feltétele, vagyis a kémiai potenciálok egyenlősége minden egyes komponensre külön-külön teljesül, ami $K \cdot F - 1$) megkötést jelent.

A Gibbs-féle fázisszabály többkomponensű rendszerek vonatkozó alakja tehát:

$$S_z = K + 2 - F \quad (2)$$

ahol K a független komponensek száma. Ha K -ba egyet helyettesítünk, a fázistörvény egykomponensű rendszerre vonatkozó alakját kapjuk vissza.

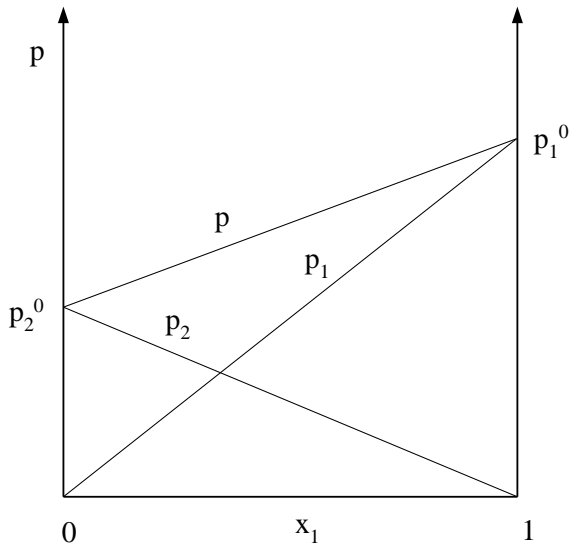
Ha egy kétkomponensű rendszer (*biner elegy*) szabadsági fokait vizsgáljuk, a fázisok számának függvényében láthatjuk, hogy egy fázis esetén a szabadsági fok három, tehát szabadon megválaszthatjuk a nyomást, a hőmérsékletet és összetételt. Kétfázisú biner rendszerek szabadsági foka kettő, azaz a fenti paraméterek közül már csak kettő választható szabadon, a harmadik ezekből adódik. Ideális elegyeknél, ha a nyomás és a hőmérséklet közül egyiket rögzítjük, a másik kifejezhető az összetétel lineáris függvényeként. Gőz-folyadék egyensúlynál állandó hőmérsékleten a rendszer nyomását a *Rault törvény* írja le:

$$p = p_1 + p_2 = x_1 p_1^0 + x_2 p_2^0 = x_1 (p_1^0 - p_2^0) + p_2^0 \quad (3)$$

ahol p_1 és p_2 a két komponens parciális gőznyomása, p_1^0 és p_2^0 a tiszta komponensek gőznyomása, x_1 és x_2 pedig a folyadékfázisbeli móltörtök, vagyis az elegy gőznyomása nem más, mint a tiszta komponensek gőznyomásának móltörttekkel súlyozott összege. A komponensek parciális gőznyomása kifejezhető a gázfázisbeli móltörttekkel is, ez az ún. Dalton-törvény:

$$p_i = y_i p \quad (4)$$

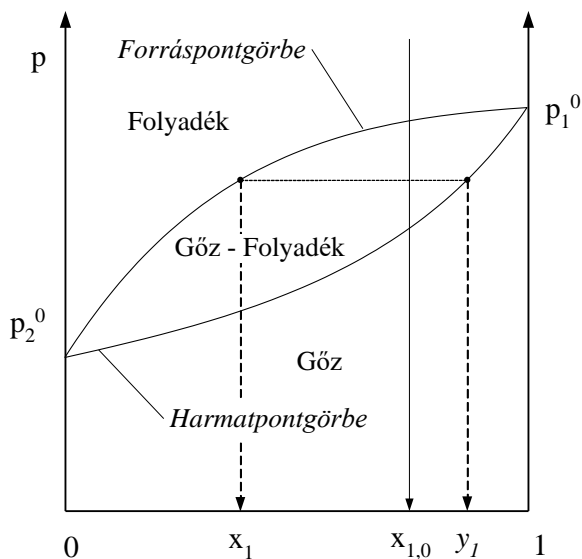
A 11. ábra egy ideális elegy gőznyomását ábrázolja az illékonyabb komponens móltörtjének függvényében.



10. ábra Ideális elegy p - x diagramja.

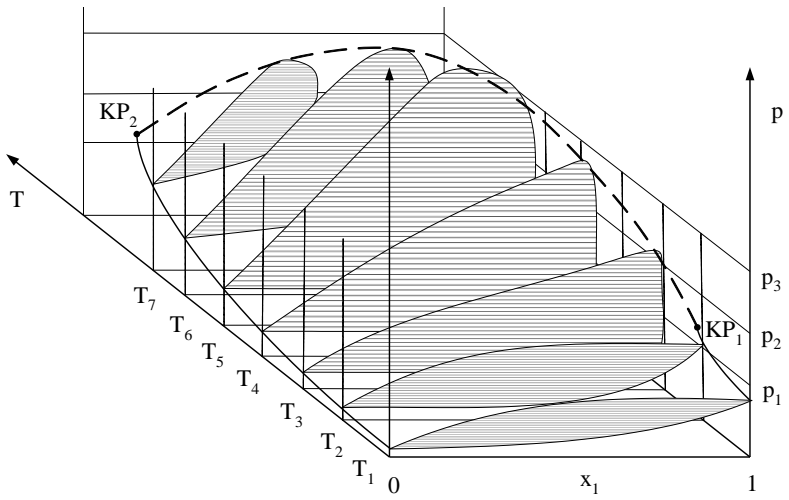
Hasonló összefüggés írható fel az ideális elegyek szublimációs gőznyomásra, olvadáspontjára, stb. Ideális elegyként azonban csak a „rokon”, tulajdonságait, szerkezetét tekintve hasonló vegyületek viselkednek. Az ideálistól eltérő elegyeket valósnak vagy *reálisnak* nevezzük. A 12. ábrán egy reális elegy p-x diagramja látható, amelyen feltüntettük gőzfázisbeli összetételt is. Folyadékfázisból kiindulva a nyomás csökkenésével az adott összetételhez tartozó forráspontig egyfázisú a rendszer. A forráspont és a harmatpont között kétfázisú a rendszer. A folyadékfázis összetételét a *forráspontgörbe*, a gőzfázis összetételét a *harmatpontgörbe* határozza meg, a két fázis arányát *emelőszabállyal* határozhatjuk meg:

$$\frac{N_F}{N_G} = \frac{y_1 - x_{1,0}}{x_{1,0} - x_1} \quad (5)$$

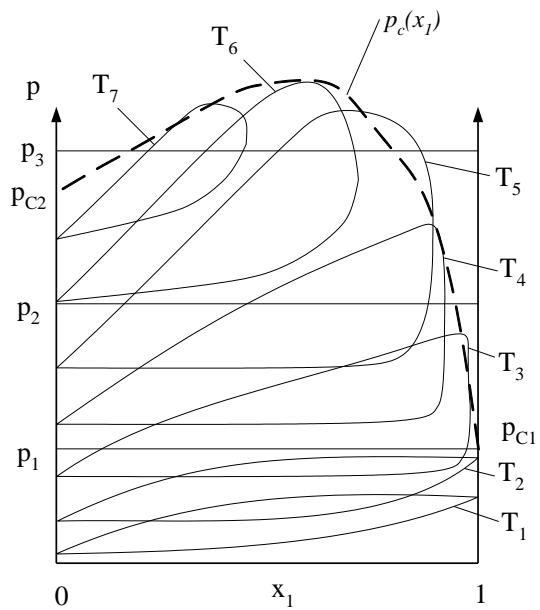


11. ábra
Reális elegy p-x diagramja

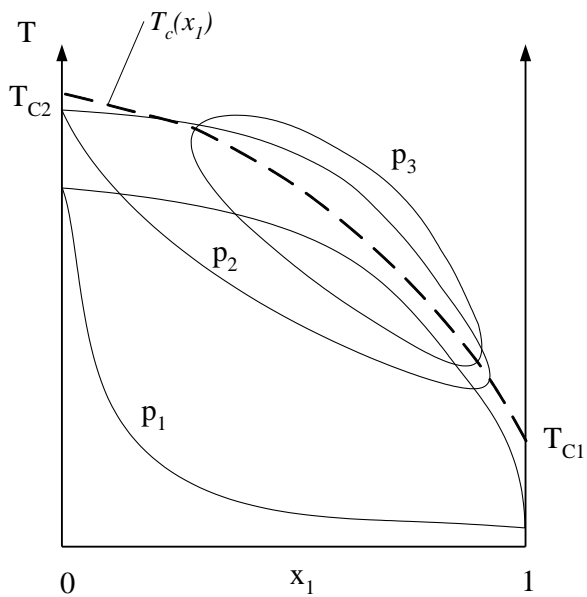
Biner (általában többkomponensű) elegyek kritikus pontja függ az összetételtől. A 13. ábra egy I. típusú reális elegy p-x-T fázisdiagramját ábrázolja. A kritikus pontokat szaggatott vonal jelöli. A 14. és 15. ábra a p-x-T fázisdiagram állandó hőmérsékleten és állandó nyomáson vett metszetei. Az egyes metszetek hőmérséklet és nyomásviszonyai a következők: $T_1 < T_2 < T_{c1} < T_3 < T_4 < T_5 < T_6 < T_7 < T_{c2}$; $p_1 < p_{c1} < p_2 < p_{2c} < p_3$. Viselkedésük (p-T diagram, 16. ábra) alapján 7 csoportba sorolhatók a biner elegyek ezek közül az itt bemutatott, I. típusú rendszer a „legegyszerűbb”.



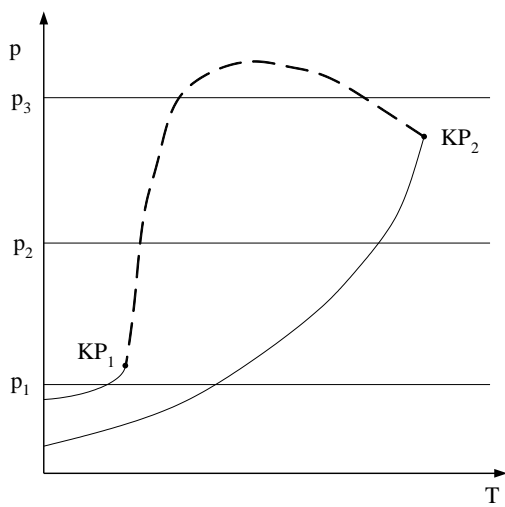
12. ábra
Reális elegy p - x - T fázisdiagramja.



13. ábra
Reális elegy p - x diagramja.



14. ábra Reális elegy T-x diagramja.



15. ábra Reális elegy p-T diagramja.

3.3. Erő, energia

Egy test mindaddig megtartja nyugalmi állapotát vagy egyenes vonalú egyenletes mozgást végez, amíg erő nem hat rá. A változás létrehozóját, a változás okát **erőnek** nevezzük. (Newton)

A test mozgásállapotának megváltozása azonban nem csak az erő nagyságától függ, hanem attól is, hogy meddig tudjuk ezt az erőhatást biztosítani, mekkora az erő kifejtő képesség kapacitása. Ez a kapacitás az **energia**. A rendszer energiája összetevődik a benne lévő anyag zéruspont-energiáiból, a részecskék termikus (kinetikai) energiáiból és a részecskék közötti erők potenciális energiáiból. Ezeket a termodinamikai rendszerben lévő energiafajtákat **belső energiának** nevezzük. A belső energia extenzív állapotjelző, tehát additív tulajdonság.

3.4. Állapot, tulajdonság

A rendszer pillanatnyi energia- és tömegeloszlását **állapotnak** nevezzük. Az állapot meghatározására két út lehetséges: mikroszkopikus és makroszkopikus leírás.

A **mikroszkopikus állapotleírás** az anyag szerkezetére vonatkozó ismeretekből és feltételezésekből indul ki. Meghatározásához az anyagot felépítő molekulák, atomok és elemi részecskék mozgásformáinak pontos ismerete szükséges, melyeket **mikroszkopikus koordinátákkal** (részecskék hely, sebesség, impulzus koordinátái) írunk le. A mikroállapotok kezelhetetlenül sok variációt adnak.

Makroszkopikus állapotleírás: Nagy számú mikroszkopikus koordinátát átlagolásnak vetjük alá, igen sok koordináta nulla lesz,

néhány koordináta azonban eltér a nullától. Ezen mikroszkopikus koordináták által meghatározott átlagértékek a rendszer **makroszkopikus tulajdonságai**, melyek vagy közvetlenül mérhetőek vagy más makroszkopikus tulajdonságokból számíthatók. Makroszkopikus tulajdonságok: nyomás, hőmérséklet, fajhő, hővezetési tényező stb.

A továbbiakban a makroszkopikus állapot meghatározásával foglalkozunk.

3.5. Állapotjelzők

A rendszer állapotától egyértelműen függő makroszkopikus tulajdonságokat **állapotjelzőknek** nevezzük. Az állapotjelzők makroszkopikus tulajdonságok, a rendszer állapotának egyértelmű függvényei, csak a rendszer pillanatnyi állapotától függenek és más állapotjelzők egyértelmű függvényei. Az állapotjelzők számértékei a rendszerben és a rendszer határfelületén mind térben, mind időben állandóan változnak. Ezen változásokat leíró függvényeket **eloszlásfüggvényeknek** nevezzük.

Az **extenzív állapotjelzők** (térfogat, tömeg, mólszám, entrópia stb.) a rendszer kiterjedésével arányosak, jellemző tulajdonságuk az additivitás. Az **intenzív állapotjelzők** (nyomás, hőmérséklet, feszültség stb.) nem additívek, függetlenek a rendszer tömegétől, térfogatától. A fajlagos extenzív állapotjelzőket (sűrűség, fajtérfogat, fajlagos belső energia stb.) másodlagos intenzív állapotjelzőknek nevezzük.

3.6. A munka és a hő fogalma

Az erő és az erőhatás távolságának szorzatát **munkának** nevezzük. Az erő a nyomás és a felületelem szorzata. A felület- és elmozdulásvektorok skalárszorzata a térfogatváltozást adja. Így a következő összefüggéseket nyerjük:

$$dW = Fds \quad (6)$$

$$dW = - p \, dA \, ds \quad (7)$$

$$dW = - p \, dV \quad (8)$$

A **térfogati mechanikai munka** tehát a nyomás és a térfogatváltozás szorzataként írható fel. Nem állapotjelző, dimenziója energia dimenzió, de nem energiafajta, hanem energiatranszport-mennyiség. A munka tehát a rendszer határfelületén fellépő, tömegtranszport nélküli energiatranszport-mennyiség, melyet a kölcsönhatáshoz tartozó és a hőmérséklettől különböző extenzív állapotjelző inhomogenitása (hajtóerő) hoz létre. Általánosítva minden munka egy intenzív és egy extenzív tényező szorzataként állítható elő. Néhány példát mutat az 2. táblázat. A termodinamikában kitüntetett szerepe van a térfogati munkának, ezért ezzel részletesebben foglalkozunk.

A **hő** a rendszer határfelületén fellépő, tömegtranszport nélküli energiatranszport-mennyiség, melyet a hőmérséklet-eloszlás inhomogenitása hoz létre. Nem állapotjelző és nem energiafajta.

Transzportmennyiség, amely a rendszer határfelületén lép fel és hatására a rendszer belső energiája változik.

2. táblázat
Elemi munka előállítás

Intenzív tényező	Extenzív tényező	Elemi munka
erő (F)	távolság (x)	$F(x)dx$
felületi feszültség (γ)	felület (A)	γdA
elektromos potenciál különbség ($\Delta\Phi$)	töltés (q)	$\Delta\Phi dq$
mágneses térerősség (H)	mágnesezettség (M)	HdM
kémiai potenciál (μ)	anyagmennyiség (n)	μdn
nyomás (p)	térfogat (V)	$-pdV$

3.7. A termodinamika törvényei

A termodinamika törvényei alapvető természettörvények, melyeket főtételeknek nevezünk. Az **első főtételek** az energiamegmaradás makroszkopikus megjelenési formáival foglalkozik, a **második** a folyamatok megfordíthatatlanságával (irreverzibilitásával), a **harmadik** az alacsony hőmérsékleten fellépő univerzális tulajdonságokkal, a **nulladik** a testek egymással való termodinamikai egyensúlyával.

I. főtételek – energiamegmaradás törvénye: Energia nem keletkezhet és nem semmisülhet meg, csak átalakulhat egyik formából a másikba. Ez az energiamegmaradás törvénye (termodinamika első törvénye). A rendszer és környezete energiájának összege állandó. Amit a rendszer lead, azt a környezete felveszi és fordítva.

Egy termodinamikai rendszer belső energiáját kétféleképpen lehet megváltoztatni: munkavégzéssel és hőközléssel. A rendszer ΔU belső energiájának megváltozása tehát a vele közölt Q hőmennyiség és a rajta végzett W (bármilyen) munka összege:

$$dU = dQ + dW \quad (9)$$

vagy véges mennyiségekkel:

$$\Delta U = Q + W \quad (10)$$

Körfolyamatokban, amikor is a rendszer visszatér a kiindulási pontba, az eredő belső energia változás nulla ($\Delta U=0$). Körfolyamatokban tehát: $W = - Q$

A belső energia változása felírható a tagok részletezésével is, így a Gibbs-egyenletet kapjuk:

$$dU = TdS - pdV + \sum_{j=1}^k \mu_j dn_j \quad (11)$$

ahol: TdS – a rendszer hőtartalmának változása,

pdV – a térfogati munka,

$\sum \mu_j dn_j$ – a kémiai munka.

A Gibbs-egyenlet azt mutatja, hogy:

$$U = U(S, V, n_1, \dots, n_k), \quad (12)$$

Amelyből a belső energia differenciálja:

$$dU = \left(\frac{dU}{dS} \right)_{V, n_j} dS + \left(\frac{dU}{dV} \right)_{S, n_j} dV + \sum_{j=1}^k \left(\frac{dU}{dn_j} \right)_{S, V, n_{i \neq j}} dn_j \quad (13)$$

Ezek alapján kifejezhetők az intenzív állapotjelzők:

$$\left(\frac{dU}{dS} \right)_{V, n_j} = T \quad (14)$$

$$\left(\frac{dU}{dV} \right)_{S, n_j} = -p \quad (15)$$

$$\left(\frac{dU}{dn_j} \right)_{S, V, n_{i \neq j}} = \mu_j \quad (16)$$

II. főtétel – energiaszétzóródás elve: Minden energiatípus teljes egészében termikus energiává alakulhat, a termikus energiát azonban nem lehet teljes egészében munkává alakítani, az átalakítás

mindig veszteséggel jár. Akkor a legkisebb a veszteség, ha az átalakítás reverzibilis úton történik. A valóságos folyamatok azonban mindig irreverzibilisek.

Minden nemegyensúlyi rendszer egy végső nyugalmi állapot, az egyensúly felé halad. Van egy tulajdonság, amely mutatja a spontán folyamatok irányát, ez az **entrópia** (S). (Az entrópia a rendszer rendezettségi fokát jellemzi.) A következő egyenlet definiálja az entrópia változását reverzibilis folyamatra:

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (17)$$

Ha ehhez hozzávesszük a valóságos folyamatok irreverzibilitásában megnyilvánuló entrópiánövekedést is:

$$dS = \frac{dQ}{T} + dS_{\text{irr}} \quad (18)$$

Ezek után fogalmazzuk meg a termodinamika második főtételeit. Többféle megfogalmazás is lehetséges:

- Izolált rendszerben csak olyan irreverzibilis folyamatok játszódhatnak le, melyek növelik a rendszer entrópiáját. Az egyensúly elérése után a rendszer entrópiája maximális. Az entrópiamaximum elve csak állandó belső energia mellett érvényes.
- Spontán folyamatban nem mehet át hő a hidegebb testből a melegebbe (Clausius).
- Valamely hőforrásból kinyerhető hő nem alakítható át teljes egészében munkává (Kelvin).
- Az izoterm reverzibilis körfolyamatok munkája zérus (Moutier).

III. főtétel (zéruspont tétele): Az alacsony hőmérsékleten fellépő univerzális tulajdonságokkal foglalkozik. A harmadik főtétel kimondja, hogy a folyékony és szilárd homogén anyagok entrópiája nulla kelvin hőmérsékleten zérus.

0. főtétel – tranzitivitás tétele: A testek egymással való termodinamikai egyensúlyával foglalkozik. Ha A rendszer termodinamikai egyensúlyban van C rendszerrel, és B rendszer is termodinamikai egyensúlyban van C rendszerrel akkor ebből következik, hogy A és B rendszer is termodinamikai egyensúlyban van egymással.

3.8. Energiafüggvények

A termodinamikában a belső energia (U) mellett további energiafüggvényeket is használnak. Ezek: az entalpia (H), a szabadenergia (F), a szabadentalpia (G) és a moláris hőkapacitások (C_p és C_v).

3.8.1. Entalpia (H)

Egy rendszer belső energiaváltozása csak a térfogati munkát figyelembe véve a következő:

$$dU = dQ - pdV \quad (19)$$

Izobár rendszerre felírható, hogy:

$$dQ = dU + pdV = d(U + pV) \quad (20)$$

Az (20) egyenlet jobb oldalán a zárójelben lévő függvény teljes differenciálja szerepel, a függvény tehát állapotfüggvény. Gibbs nyomán H -val jelöljük és **entalpiának** nevezzük.

$$H = U + pV \quad (21)$$

Ha egyéb munkavégzés nincs, akkor dH megegyezik a rendszer által izobár reverzibilis folyamatban felvett hővel:

$$dH = dQ \quad (22)$$

Képezzük az entalpia differenciálját:

$$dH = dU + pdV + Vdp \quad (23)$$

Helyettesítsük dU helyébe a Gibbs-egyenletet:

$$dH = TdS + pdV + \sum \mu_j dn_j \quad (24)$$

Eszerint a kémiai potenciál megegyezik a rendszer potenciálváltozásával, ha állandó entrópia, nyomás és összetétel mellett egy mól anyagot viszünk be reverzibilis munka árán a rendszerbe. Az entalpia extenzív állapotfüggvény:

$$H = H(S, p, n_1, \dots, n_k) \quad (25)$$

Amiből az entalpia differenciálja:

$$dH = \left(\frac{dH}{dS} \right)_{p, n_j} dS + \left(\frac{dH}{dp} \right)_{S, n_j} dp + \sum_{j=1}^k \left(\frac{dH}{dn_j} \right)_{S, p, n_{i \neq j}} dn_j \quad (26)$$

Ezek alapján kifejezhetők az intenzív állapotjelzők:

$$\left(\frac{dH}{dS} \right)_{p, n_j} = T \quad (27)$$

$$\left(\frac{dH}{dp} \right)_{S, n_j} = V \quad (28)$$

$$\left(\frac{dH}{dn_j} \right)_{S, p, n_{i \neq j}} = \mu_j \quad (29)$$

3.8.2. Szabadenergia (F)

Ha a munkát kifejezzük az első főtétel alapján, majd feltételezzük, hogy a rendszer hőmérséklete állandó:

$$dW = dU - TdS = d(U - TS) \quad (30)$$

Az (30) egyenlet jobb oldalán a zárójelben egy új állapotfüggvény jelent meg, melyet **szabadenergiának** (F) nevezünk. Állandó hőmérsékleten a szabadenergia változás megegyezik a reverzibilis munkával ($dF = dW$).

$$F = U - TS \quad (31)$$

Képezzük a szabadenergia differenciálját, majd helyettesítsük dU helyébe a Gibbs-egyenletet:

$$dF = dU - TdS - SdT \quad (32)$$

$$dF = -SdT - pdV + \sum \mu_j dn_j \quad (33)$$

Eszerint a kémiai potenciál megegyezik a rendszer szabadenergia változásával, ha állandó hőmérséklet, térfogat és összetétel mellett egy mól anyagot viszünk be reverzibilisen a rendszerbe. A szabadenergia extenzív állapotfüggvény:

$$F = F(T, V, n_1, \dots, n_k) \quad (34)$$

Amelyből a szabadenergia differenciálja:

$$dF = \left(\frac{dF}{dT} \right)_{V, n_j} dT + \left(\frac{dF}{dV} \right)_{T, n_j} dV + \sum_{j=1}^k \left(\frac{dF}{dn_j} \right)_{T, V, n_{i \neq j}} dn_j \quad (35)$$

Ezek alapján kifejezhetők az intenzív állapotjelzők:

$$\left(\frac{dF}{dT} \right)_{V, n_j} = -S \quad (36)$$

$$\left(\frac{dF}{dV} \right)_{T, n_j} = -p \quad (37)$$

$$\left(\frac{dF}{dn_j} \right)_{T, V, n_{i \neq j}} = \mu_j \quad (38)$$

A szabadenergiából definiálni szoktak egy újabb függvényt, az ún. **Massieu-függvényt (J)**:

$$J = -\frac{F}{T} \quad (39)$$

3.8.3. Szabadentalpia (G)

Válasszuk le a térfogati munkát az egyéb munkáról!. (Az egyéb munkát szokásos hasznos munkának is nevezni.)

$$dU = TdS - pdV + dW \quad (40)$$

Állandó hőmérsékleten és nyomáson:

$$dW = dU - TdS + pdV = d(U + pV - TS) = d(H - TS) \quad (41)$$

Az (40) egyenlet jobb oldalán a zárójelben egy új állapotfüggvény jelent meg, melyet **szabadentalpiának (G)** nevezünk. Állandó hőmérsékleten és nyomáson a szabadentalpia megegyezik a reverzibilis egyéb (hasznos) munkával.

$$G = H - TS \quad (42)$$

Képezzük a szabadenergia differenciálját, majd helyettesítsük dU helyébe a Gibbs-egyenletet:

$$dG = dH - TdS - SdT \quad (43)$$

$$dG = -SdT - Vdp + \sum \mu_j dn_j \quad (44)$$

Eszerint a kémiai potenciál egyenlő a rendszer szabadentalpia változásával, ha állandó hőmérséklet, nyomás és összetétel mellett egy mól anyagot viszünk be reverzibilisen a rendszerbe. A szabadentalpia extenzív állapotfüggvény:

$$G = G(T, p, n_1, \dots, n_k) \quad (45)$$

Amelyből a szabadenergia differenciálja:

$$dG = \left(\frac{dG}{dT} \right)_{p, n_j} dT + \left(\frac{dG}{dp} \right)_{T, n_j} dp + \sum_{j=1}^k \left(\frac{dG}{dn_j} \right)_{T, p, n_{i \neq j}} dn_j \quad (46)$$

Ezek alapján kifejezhetők az intenzív állapotjelzők:

$$\left(\frac{dG}{dT} \right)_{p, n_j} = -S \quad (47)$$

$$\left(\frac{dG}{dp} \right)_{T, n_j} = V \quad (48)$$

$$\left(\frac{dG}{dn_j} \right)_{T, p, n_{i \neq j}} = \mu_j \quad (49)$$

A szabadentalpiából definiálni szoktak egy újabb függvényt, az ún.

Planck-függvényt (Y):

$$Y = -\frac{G}{T} \quad (50)$$

3.8.4. Moláris hőkapacitások (C_v , C_p)

Azt a hőmennyiséget, amely egy mólnyi anyag hőmérsékletét egy fokkal növeli, **moláris hőkapacitásnak** (más néven **fajhőnek**) nevezzük.

Állandó térfogaton a moláris hőkapacitás (C_v):

$$C_v = \frac{dQ}{dT} \quad (51)$$

Mivel állandó térfogaton a térfogati munka zérus, $dQ = dU$, így:

$$C_v = \left(\frac{dU}{dT} \right)_v \quad (52)$$

Állandó nyomáson a moláris hőkapacitás (C_p):

$$C_p = \frac{dQ}{dT} \quad (53)$$

Mivel állandó a nyomás, $dQ = dH$, így:

$$C_p = \left(\frac{dH}{dT} \right)_p \quad (54)$$

Az állandó nyomáson vett moláris hőkapacitás nagyobb, mint az állandó térfogaton vett moláris hőkapacitás, mert izobár melegezés során a rendszer térfogati munkát végez környezetén.

$$C_p > C_v \quad (55)$$

A kapcsolat a rendszer hőmérséklet-változása és a hőtranszport nagysága között a következő:

$$dQ = m c dT \quad (56)$$

Az állapotváltozástól függően (izochor vagy izobár) felírhatjuk az összefüggéseket:

$$dQ_v = m c_v dT = dU_v \text{ (izochor)} \quad (57)$$

$$dQ_p = m c_p dT = dH_p \text{ (izobár)} \quad (58)$$

3.8.5. Energiafüggvények kiszámítása

Összefoglalóan a teljesség igénye nélkül az alábbi felsorolás tartalmazza az energiafüggvények számítására alkalmas legfontosabb összefüggéseket.

$$U = U_0 - \int_{T_0}^T C_v dT + \Delta U \quad (59)$$

$$S = S_0 - \int_{T_0}^T \frac{C_p}{T} dT + \Delta S \quad (60)$$

$$H = H_0 - \int_{T_0}^T C_p dT + \Delta H_{\text{fizisvált.}} \quad (61)$$

$$T (C_p - C_v) = pV = RT \quad (62)$$

$$C_p - C_v = R \quad (63)$$

4. Művelettan

Művelettani koncepciók alapján végezhető el a teljes vegyipari folyamat kvantitatív tervezése, optimalizálása és intenzifikálása (méretnövelés, hő- és anyagmérleg számítás, folyamatszintézis).

4.1. Művelettan alapjai

A művelettan alapvető koncepciója a **műveleti egység**, melynek alapján a vegyipari eljárások széles köre viszonylag kevés számú alaplóműveletből összeállítható. Műveleti egység az az objektum, amiben a munka tárgya (a rendszer, amin a változtatást létre fogjuk hozni) és a munkaeszköz (amivel a változtatást megvalósítjuk) ember által irányított kölcsönhatása megvalósul (rábírjuk a rendszert a céljainknak megfelelő fizikai és vagy kémiai változtatásra). Pl. egy reaktor (művelet benne a reakció), vagy egy kolonna (művelet benne a desztilláció).

Ahhoz, hogy mérnöki tervezéshez egy objektumot jellemezni tudjunk, ismerni kell azokat a *mennyiségeket*, amelyek segítségével leírható az adott objektum és a benne megvalósuló folyamatokat. A vegyészmérnöki és környezetmérnöki tudományban mennyiségek alatt valamely fizikai tulajdonság mérhető jellemzőjét értjük. Mérés során a mérendő mennyiséget annak konvencionálisan egységnyi értékével hasonlítjuk össze. A mérés eredményeként tehát egy számot kapunk, amelyet *mérőszámnak* nevezünk. A vizsgált fizikai mennyiség ennek a mérőszámnak és a mértékegységnek a szorzataként áll elő:

Egy rendszer leírásához olyan mennyiségeket használunk, amelyek egyértelmű függvényei a rendszer állapotának, ezek az ún. *állapotjelzők*.

Az állapotjelzők egy része függ a rendszer méretétől, azzal arányosan változik. Ezeket *extenzív állapotjelző*knak nevezzük, ide tartozik a tömeg, a térfogat, az entrópia, a belső energia stb. Ha két rendszert egyesítünk, azok extenzív mennyiségei összeadódnak, additívak. Az állapotjelzők másik csoportja független a rendszer méretétől és nem additív a fenti értelemben. Ezek az ún. *intenzív állapotjelző*k, mint a nyomás, hőmérséklet, koncentráció, sebesség stb. Ahhoz, hogy valami mennyiség lehessen, ki kell hogy elégítse az ún. Carnap kritériumokat:

- Mértékegysége legyen
- Egyenlőség feltételét meg tudjuk adni
- Reláció megadása (kisebb-nagyobb összefüggés)
- Zéruspont
- Skálatörvény

A fizikai mennyiségek egy részét egyenletekkel definiáljuk. Ha összesen k egyenletünk van, amiben n -féle mennyiség szerepel, akkor $n-k$ mennyiség definiálatlan marad. Ezt az $n-k$ mennyiséget *alpmennyiség*nek nevezzük.

3. táblázat

A mérnöki tudományok alammennyiségei (generáló elemek).

Tudomány	Dimenziója	Jele
Geometria	hossz	L
Kinetika	idő	T
Mechanika	tömeg	M
Hőtan	hőmérséklet	Θ
Villamosságtan	villamos töltés	e
Fénytan	fényerősség	-

Dimenzió alatt az alammennyiségek hatványszorzatát értjük, ahol a kitevő pozitív, vagy negatív egész szám, vagy nulla. A sebesség dimenziója például $L \cdot T^{-1}$, SI mértékegysége m/s.

A dimenzió felfogható általánosított mértékegységként is: egy adott dimenziójú mennyiséghez több mértékegység is rendelhető (pl.: a sebesség megadható m/s-ban, km/h-ban stb) egy mértékegység azonban csak egy dimenzióhoz rendelhető hozzá.

A vegyi és vele rokon iparok készülékei legtöbbször áramló közegekkel dolgoznak, a műveleti egységek kvantitatív leírásához a bennük áramló mennyiségek **tér-idő függése** alapvető jelentőségű. Meg kell vizsgálni, hogy egy műveleti egység anyagáramainak leírására hány mennyiség megadása szükséges.

A művelettan témakörében **négy extenzív mennyiség transzportjával** mindenképpen célszerű foglalkozni:

- tömeg transzport,
- komponens transzport,
- termikus energia (hő) transzport,
- impulzus transzport.

Az extenzív mennyiségek geometriai térben való elmozdulását **áramnak** nevezzük, amely mindig valamely geometriai felületen át történik. Az áram skaláris mennyiség, dimenzióját tekintve:

$$[\text{áram}] = \frac{\text{extenzív mennyiség}}{\text{idő}} \quad (64)$$

Az áramon kívül az **áramsűrűség** sok esetben jobban jellemzi az áramlást. Az áramsűrűség egy vektormennyiség, melynek iránya megegyezik az áramlás irányával, nagysága pedig az extenzív mennyiségnek az áramlási irányra merőleges egységnyi keresztmetszetű felületen időegység alatt átlépő mennyiségével. Dimenziója:

$$[\text{áramsűrűség}] = \frac{\text{extenzív mennyiség}}{\text{felület idő}} \quad (65)$$

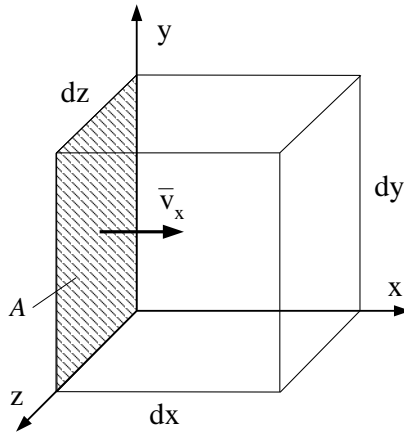
4.1.1. Extenzív mennyiségek áramai, hajtóerői

A műveleti egység mennyiségi leírásához a lokálisan elfogadott mértérendszer felhasználásával definiálni kell a benn lejátszódó változásokat.

4.1.1.1. Konvektív (vándorlásos) áram

Ha az áramot külső behatással (pl. szivattyúval) hozzuk létre, akkor makroszkopikus változást idézünk elő.

Tekintsünk egy $dx dy dz$ élhosszúságú kockával körülhatárolt térfogatelemet (17. ábra), amely az x tengellyel párhuzamosan halad dt idő alatt dx távolságot tesz meg.



16. ábra
Konvektív áram

Tudjuk, hogy az intenzív állapotjelzők az extenzív állapotjelzők sűrűségeként is megadhatók:

$$\Gamma = \frac{d\Psi}{dV} \quad (66)$$

Az A felületen keresztülhaladó extenzív mennyiség:

$$I_{\Psi,x} = \frac{\Gamma dV}{dt} \quad (67)$$

Az A felületre merőleges **áramsűrűség** a megfelelő intenzív állapotjelző és a sebesség A felületre merőleges komponensének szorzata:

$$\vec{j}_{\Psi,x} = \frac{I_{\Psi,x}}{A} = \frac{\Gamma \, dx \, dy \, dz}{dy \, dz \, dt} = \Gamma \vec{v}_x \quad (68)$$

Általános alakja:

$$\vec{j}_{\text{konv.}} = \Gamma \vec{v} \quad (69)$$

Konvektív tömeg áramsűrűség:

$$\vec{j}_{m,\text{konv.}} = \rho \vec{v} \quad (70)$$

Konvektív komponens áramsűrűség:

$$\vec{j}_{i,\text{konv.}} = c_i \vec{v} \quad (71)$$

Konvektív hő áramsűrűség:

$$\vec{j}_{q,\text{konv.}} = \rho \, c_p T \vec{v} \quad (72)$$

Konvektív impulzus áramsűrűség:

$$\vec{j}_{\text{imp.},\text{konv.}} = \rho \vec{v} \circ \vec{v} = \rho \begin{bmatrix} v_x v_x & v_x v_y & v_x v_z \\ v_y v_x & v_y v_y & v_y v_z \\ v_z v_x & v_z v_y & v_z v_z \end{bmatrix} \quad (73)$$

4.1.1.2. Vezetéses áram

A konvektív árammal ellentétben a vezetéses vagy *konduktív* áramot nem külső behatás hozza létre, hanem a fázis inhomogén volta. Ha a tér két pontján a közeg valamely intenzív tulajdonsága eltér, a rendszerben spontán folyamat indul el, amely a különbség megszüntetésével növeli a rendszer entrópiáját. Ez a folyamat az intenzív tulajdonságból származtatott extenzív mennyiség áramát jelenti, amely arányos az intenzív tulajdonság különbségével, azaz a hajtóerővel, iránya pedig ellentétes az intenzív állapotjelző gradiensek irányával.

A vezetéses áramsűrűséget a fenomenológiai egyenletek írják le:

$$\vec{j}_{\text{kond.}} = -\delta \text{ grad } \Gamma \quad (74)$$

A műveleti egységek leírásához szükséges extenzív mennyiségek: a komponens, a hő és az impulzus vezetéses áramai a következő alakba írhatók fel:

Komponensvezetés vagy diffúzió:

$$\vec{j}_{i,\text{kond.}} = -D_i \text{ grad } c_i = -D_i \left\{ \frac{\partial c_i}{\partial x} \quad \frac{\partial c_i}{\partial y} \quad \frac{\partial c_i}{\partial z} \right\} \quad (75)$$

Az egyenlet egydimenziós alakja a Fick I. törvény:

$$\vec{j}_{i,\text{kond.}} = -D_i \frac{\partial c_i}{\partial x} \quad (76)$$

ahol D_i az i -edik komponens diffúziós állandója [m^2/s]. A negatív előjel azt fejezi ki, hogy a diffúzió a nagyobb koncentrációjú hely felől a kisebb koncentrációjú hely felé viszi az anyagot.

Hővezetés:

$$\vec{j}_{q,kond.} = -a \operatorname{grad} (\rho c_p T) = -a \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (\rho c_p T) \quad \frac{\partial}{\partial y} (\rho c_p T) \quad \frac{\partial}{\partial z} (\rho c_p T) \right\} \quad (77)$$

ahol a a hőmérséklet-vezetési együttható [m^2/s]. Mivel ρc_p kis hőmérséklettartományban állandónak tekinthető, kiemelhetjük:

$$\vec{j}_{q,kond.} = -a \rho c_p \operatorname{grad} T = -\lambda \operatorname{grad} T \quad (78)$$

ahol λ a hővezetési tényező [J/msK]. A (78) egyenlet egydimenziós alakja a Fourier I. törvény:

$$\vec{j}_{q,kond.} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (79)$$

Impulzus áramsűrűség:

$$\vec{j}_{imp,kond.} = -\nu \operatorname{Grad} (\rho \vec{v}) \quad (80)$$

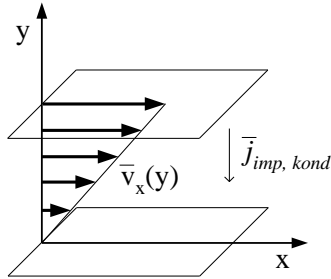
ahol ν a kinematikai viszkozitás [m^2/s]. Állandó sűrűségű fluidum esetén ρ kiemelhető.

$$\vec{j}_{imp,kond.} = -\nu \rho \operatorname{Grad} \vec{v} = -\eta \operatorname{Grad} \vec{v} = -\eta \begin{pmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{\partial v_x}{\partial y} & \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ \frac{\partial v_y}{\partial x} & \frac{\partial v_y}{\partial y} & \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \frac{\partial v_z}{\partial x} & \frac{\partial v_z}{\partial y} & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (81)$$

ahol η a dinamikai viszkozitás [kg/ms].

Newton súrlódási törvénye szerint egy áramló fluidum áramlásra merőleges irányú impulzusáram sűrűsége a nyíró,- vagy csúsztatófeszültség (τ):

$$\vec{J}_{imp,kond.}^{x,y} = \tau = -\nu \frac{\partial \rho \vec{v}_x}{\partial y} = -\eta \frac{\partial \vec{v}_x}{\partial y} \quad (82)$$



17. ábra Nyírófeszültség

A negatív előjel itt is azt jelenti, hogy a nagyobb sebességű rétegből adódik át impulzus a kisebb sebességűbe.

4.1.1.3. Átadási áram

Több vegyipari művelet épül egymással nem, vagy csak korlátozottan elegyedő fázisok érintkeztetésére. Az eddig tárgyalt konvektív és vezetési áram csak a fázisok határain belül érvényesek. A fázisok határán az intenzív tulajdonságokat leíró függvényeknek szakadása van, így azok nem differenciálhatók.

A fázisok közötti komponens-, hő- és impulzus transzport egy harmadik mechanizmussal, az úgynevezett *átadással* megy végbe. Az

átadási áram arányos az átadási felülettel, a hajtóerővel és egy arányossági tényezővel:

$$I_{\text{átadás}} = A \cdot \varepsilon \cdot \Delta\Gamma \quad (83)$$

ahol ε az átadási tényező, $\Delta\Gamma$ a hajtóerő. Az átadási áram iránya mindig merőleges az átadási felületre, iránya a nagyobb Γ felől a kisebb felé mutat.

Az átadás mechanizmusát leíró modellek közül a legismertebb a *kétfilmelmélet*, amelynek az alapjait Lewis és Whitman dolgozták ki 1924-ben. A modell több egyszerűsítő feltételt tesz. Az egyszerűsítő feltételek gáz-folyadékfázis közötti komponensátadásra megfogalmazva a következők:

- A két fázis határán mindkét oldalon egy-egy film alakul ki. A film laminárisan áramlik, benne a komponensek diffúzióval mozognak.
- Az átadás stacionárius, a filmben nincs felhalmozódás.

$$\left(\frac{\partial c}{\partial t} \right)_{\text{Film}} = 0 \quad (84)$$

A koncentráció a határfelülettel párhuzamos de az áramlás irányára merőleges irányban nem változik a két filmben.

$$\left(\frac{\partial c}{\partial t} \right)_{\text{Film}} = 0 \quad (85)$$

- A fázisok belseje tökéletesen kevert. A megoszló komponens konvekcióval jut el a filmig.

$$\left(\frac{\partial c}{\partial x} \right)_{Fázis} = 0 \quad (86)$$

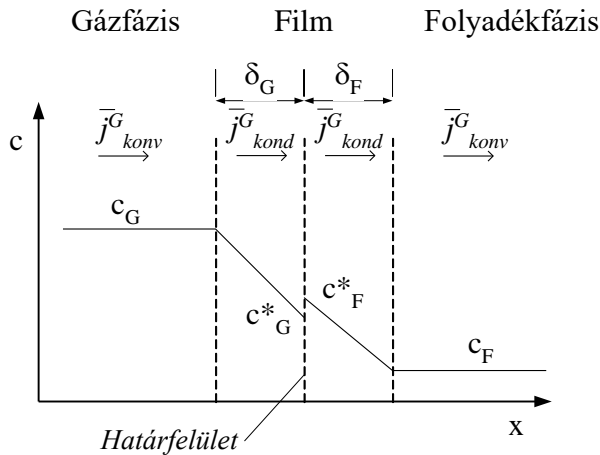
- A fázishatáron a folyadék és a gázkoncentráció egymással egyensúlyban vannak.

$$c_F^* = HRTc_G^* = H'c_G^* \quad (87)$$

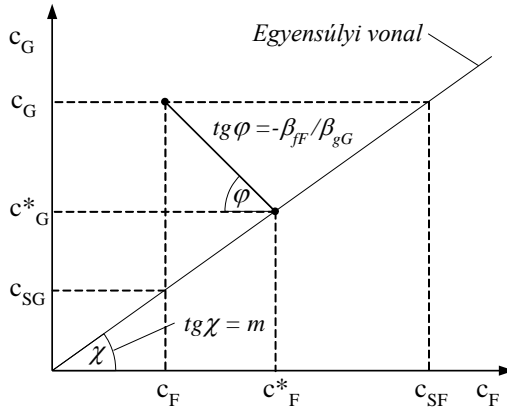
- A Henry-törvény érvényes.

$$c_{SF} = H'c_G \quad (88)$$

- Kémiai reakció nem játszódik le.



18. ábra Kétfilmelmélet



19. ábra
Koncentrációviszonyok a kétfilmelmélet szerint

Stacioner állapotban a komponens áramsűrűség azonos a két fázisban és a két filmben.

$$\vec{J}_{\text{átadás}} = \vec{J}_{\text{konv.}}^G = \vec{J}_{\text{kond.}}^G = \vec{J}_{\text{kond.}}^F = \vec{J}_{\text{konv.}}^F \quad (89)$$

$$\vec{J}_{\text{kond.}}^G = D_G \frac{c_G - c_G^*}{\delta_G} = \beta_{gG} (c_G - c_G^*) \quad (90)$$

$$\vec{J}_{\text{kond.}}^F = D_F \frac{c_F^* - c_F}{\delta_F} = \beta_{fF} (c_F^* - c_F) \quad (91)$$

ahol β_{gG} a gázoldali koncentrációval kifejezett gázoldali komponensátadási tényező, β_{fF} ennek folyadékoldali megfelelője. A határfelületre jellemző c_G^* és c_F^* gyakorlatban nem mérhető mennyiségek, ezért helyettük a másik fázissal egyensúlyban lévő c_{SG} és c_{SF} (szaturációs) koncentrációkat használjuk:

$$\vec{j}_{kond.}^G = \beta_G (c_G - c_{SG}) \quad (92)$$

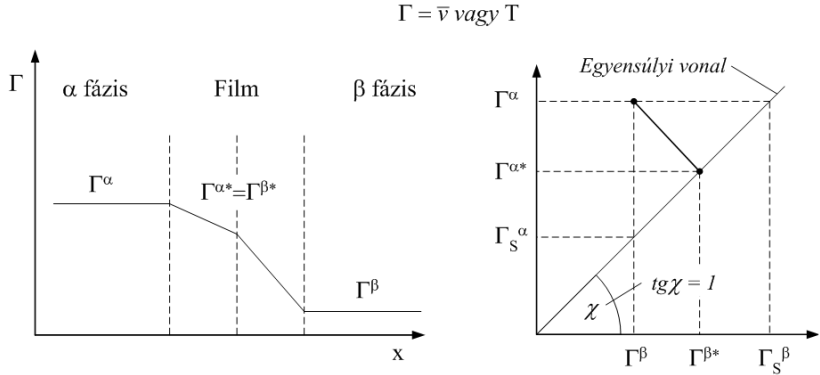
$$\vec{j}_{kond.}^F = \beta_F (c_{SF} - c_F) \quad (93)$$

ahol β_G a gázoldali, β_F a folyadékoldali teljes átadási tényező:

$$\frac{1}{\beta_G} = \frac{1}{\beta_{gG}} + \frac{m}{\beta_{fF}} \quad (94)$$

$$\frac{1}{\beta_F} = \frac{1}{\beta_{fF}} + \frac{1}{m\beta_{gG}} \quad (95)$$

Hő-, és impulzusátadásnál a hajtóerő a fázisok közötti hőmérséklet ill. sebességkülönbség ($m=1$, $\Gamma^{\alpha*} = \Gamma^{\beta*}$).



20. ábra
Kétfilmelmélet hő- és impulzusátadásra

Komponensátadás:

$$\vec{j}_{i,\text{átadás}} = \beta^\alpha (c_i^\alpha - c_{iS}^\alpha) = \beta^\beta (c_{iS}^\beta - c_i^\beta) \quad (96)$$

Hőátadás:

$$\vec{j}_{q,\text{átadás}} = \alpha (T^\alpha - T^\beta) \quad (97)$$

Impulzusátadás:

$$\vec{j}_{imp.,\text{átadás}} = \gamma (\vec{v}^\alpha - \vec{v}^\beta) \quad (98)$$

ahol β a komponensátadási tényező [m/s], α a hőátadási tényező [J/m²sK] és γ az impulzusátadási tényező [kg/m²s].

A 4. táblázat a művelettanban használt mennyiségeket, áramokat, sűrűségeket valamint áramsűrűségeket foglalja össze.

4. táblázat

A művelettanban használt mennyiségek, áramok, sűrűségek valamint áramsűrűségek összefoglalása

	Mennyiség	Hajtóerő	Sűrűség	Áram	Áramsűrűség			Forrás
					Konvektív (j _k)	Vezetékes (j _v)	Átadás (j _a)	
Általánosított	Ψ	$\Delta\Phi$	$\rho = \frac{\Psi}{V}$	$I = \frac{\Psi}{t}$	$\rho \underline{v}$	$-L_v \text{ grad } \varphi$	$\varepsilon \omega \Delta\varphi$	G
Tömeg	m	Δp	$\rho = \frac{m}{V}$	$\frac{m}{t}$	$\rho \underline{v}$	$-D \text{ grad } \rho$	$\beta^* \omega \Delta\rho$	G
Komponens	$n_i = \frac{m_i}{M_i}$	$\Delta\mu_i$	$c_i = \frac{n_i}{V}$	$\frac{n_i}{t}$	$c_i \underline{v}$	$-D_i \text{ grad } c_i$ (Fick I.)	$\beta_i \omega \Delta c$	$v_i r$ $\left(r = k \prod_i c_i^{v_i} \right)$
Hő (entalpia)	$Q = mc_p T$	ΔT	$\rho c_p T$	$\frac{mc_p T}{t}$	$\rho c_p T \underline{v}$	$-a \text{ grad } (\rho c_p T)$ $-\lambda \text{ grad } T$ (Fourier)	$\alpha' \omega \Delta T$	$v_i r \Delta H_r$
Impulzus	$\underline{I} = m \underline{v}$	Δv	$\rho \underline{v}$	$\frac{m \underline{v}}{t}$	$\rho \underline{v}^2$	$-\nu \text{ div } (\rho \underline{v})$ $-\eta \text{ div } \underline{v}$ (Newton)	$\gamma \omega \Delta \underline{v}$	$E (= \text{grad } p)$

Jelölések jegyzéke:

a hődiffuzivitási tényező, m^2/s	m_i i -edik komponens tömege, kg
A átadási felület, m^2	M_i i -edik komponens moláris tömege, $kg/kmol$
c_i i -edik komponens koncentrációja, $kmol/m^3$	n_i i -edik komponens mennyisége, $kmol$
c_p fajhő állandó nyomáson, $J/(kg K)$	p nyomás, Pa
D diffúziós együttható, m^2/s	Q hőmennyiség, J
D_i i -edik komponens diffúziós együtt-hatója, m^2/s	r reakciósebesség, (függ a rendüségétől)
E energia, J	t idő, s
G általánosított forrás	T hőmérséklet, K
H_r reakcióhő, J/mol	\underline{v} sebesség, m/s
I általánosított áram, extenzív menny./s	V térfogat, m^3
\underline{I} impulzus, $kg \cdot m/s$	α' hőátadási tényező, $W/(m^2K)$
j_k konvektív áramsűrűség	β_i i -edik komponens komponensátadási tényezője, m/s
j_v vezetési áramsűrűség	β^* komponensátadási tényező, m/s
j_a átadásos áramsűrűség	γ impulzusátadási tényező, m/s
k reakciósebességi állandó, $m^3/(kmol s)$	ε általános átadási tényező, m/s
L_v vezetési transzportegyüttható, m^2/s	η dinamikai viszkozitás, $Pa \cdot s$
m tömeg, kg	

λ hővezetési tényező, W/(mK)

μ_i i-edik komponens kémiai

potenciálja, J/mol

ν_i i-edik komponens

sztochiometriai

együtthatója, 1

ρ sűrűség, kg/m³

ν kinematikai viszkozitás,

m²/s

φ általánosított sűrűség,

ext.menny./m³

Φ általánosított intenzív

mennyiség

ω térfogategységre eső átadási

felület, m²/m³

Ψ általánosított extenzív

mennyiség

További összefüggések:

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$$

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}$$

$$\omega = \frac{A}{V}$$

4.1.2. Megmaradási tételek áramló rendszerekben

Egy műveleti egység leírásához az intenzív állapotjelzők hely és időfüggését, valamint a rendszer egy extenzív tulajdonságát kell megadnunk. Bármely intenzív állapotjelző térbeli és időbeli változása leírható a hozzá kapcsolódó extenzív mennyiség mozgásával, felhalmozódásával, keletkezésével vagy eltűnésével.

$$\text{belépő} - \text{kilépő} + \text{keletkezés} - \text{eltűnés} = \text{felhalmozódás}$$

Ezen összefüggések analitikus leírását összefoglalóan *mérlegegyenleteknek* nevezzük.

Bizonyos extenzív mennyiségekre *megmaradási törvények* írhatók fel, ami azt jelenti, hogy az adott mennyiség nem tűnik el, és nem keletkezik. Ilyen *megmaradó mennyiség* például a tömeg, az energia vagy az elektromos töltés. A megmaradó mennyiségekre felírható mérlegegyenlet a következő alakra egyszerűsödik:

$$\text{belépő mennyiség} - \text{kilépő mennyiség} = \text{felhalmozódás}$$

A *tömegmegmaradás törvényének* értelmében a belépő és a kilépő tömegáram különbsége növeli, vagy csökkenti a térfogatelem tömegét.

Analóg módon értelmezhető az *energiamegmaradás törvénye* is, az energiának azonban számos megjelenési formája van, amelyek közül több (pl.: potenciális, kinetikus, elektromos energia, munkavégzés) gyakran elhanyagolható. A hő-mérleg felírásánál gyakorlatban megelégszünk az entalpiával és a hő-árammal.

Attól függően, hogy egy jól-definiált felülettel körülvett véges térfogatra, vagy egy infinitezimálisan kis térfogatra (és/vagy infinitezimálisan rövid időre) írjuk fel, megkülönböztetünk *integrális*

(globális) és *differenciális* (lokális) *mérlegegyenletet*. Integrális mérlegegyenlet írható fel például egy műveleti egység ki és belépő áramaira, vagy egy technológiára. Extenzív mennyiségek integrális mérlege a következő általános egyenlettel írható le:

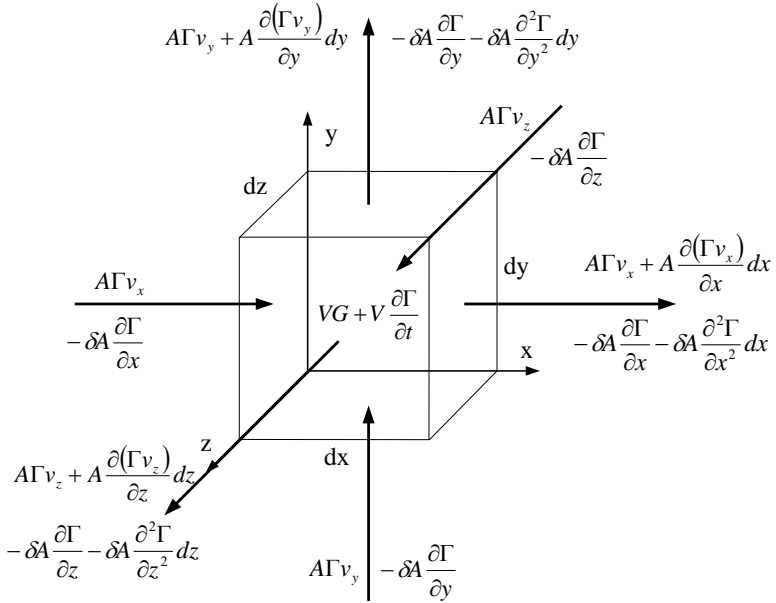
$$\oint_{\Omega} (\vec{j}_{\Gamma, konv} + \vec{j}_{\Gamma, kond}) d\vec{\Omega} + \int_V G dV = - \frac{\partial}{\partial t} \int \Gamma dV \quad (99)$$

A differenciális alak a készülék egy pontjára, egy végtelenül kicsi térfogatelemre (vagy időintervallumra) vonatkozik.

A mérlegegyenlet felírásakor két lehetőség közül választhatunk:

- a fluidummal együtt mozgunk, azaz a fluidumhoz rögzített alappontú koordinátarendszert használunk. Ez a *Lagrange-féle tárgyalásmód*.
- vagy helyhez kötött koordinátarendszert használunk és az adott térfogatelem állapotjelzőit határozzuk meg az idő függvényében figyelmen kívül hagyva azt a tényt, hogy a fluidumot alkotó molekulák folyamatosan be és kilépnek a kontrollfelületen. Ez az *Euler-féle tárgyalásmód*, amit mi is használni fogunk.

A 22. ábrán egy egyfázisú műveleti egység egy adott pontján áthaladó extenzív mennyiségek áramát ábrázolja. Az egyszerűség kedvéért egy derékszögű koordinátarendszerbe felvett dx dy dz élhosszúságú kockával körülhatárolt térfogatelemre írjuk fel az általános mérlegegyenletet, de bármilyen szabálytalan térfogatelemre is megadható az összefüggés.



21. ábra

Differenciális mérleg egyfázisú rendszerben.

Minden tagot figyelembe véve az alábbi egyenlet írható fel:

$$A \frac{\partial \Gamma v_x}{\partial x} dx + A \frac{\partial \Gamma v_y}{\partial y} dy + A \frac{\partial \Gamma v_z}{\partial z} dz - \delta A \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial x^2} dx - \delta A \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial y^2} dy - \delta A \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial z^2} dz + VG = -V \frac{\partial \Gamma}{\partial t} \quad (100)$$

Egyszerűsítés után:

$$\frac{\partial \Gamma v_x}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma v_y}{\partial y} + \frac{\partial \Gamma v_z}{\partial z} - \delta \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial x^2} - \delta \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial y^2} - \delta \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial z^2} + G = -\frac{\partial \Gamma}{\partial t} \quad (101)$$

$$\operatorname{div}(\Gamma \vec{v}) - \operatorname{div}(\delta \operatorname{grad} \Gamma) + G = -\frac{\partial \Gamma}{\partial t} \quad (102)$$

A fenti egyenlet a *Damköhler-egyenlet* általános alakja. Az egyes tagok jelentése:

$\operatorname{div}(\Gamma \vec{v})$	konvekció
$\operatorname{div}(\delta \operatorname{grad} \Gamma)$	vezetés
G	forrás/nyelő
$\frac{\partial \Gamma}{\partial t}$	lokális megváltozás

4.1.2.1. Tömeg-mérlegegyenlet

A tömegmegmaradás törvénye kimondja, hogy az anyag (fluidum) nem tűnik el, és nem keletkezik ezért nincs se forrása, se nyelője. A teljes tömegmérleg felírásakor figyelmen kívül hagyható a vezetékes tag, és többfázisú rendszer esetén az átadási tag is, mert ezeket a komponens-mérlegegyenletben számoljuk el és a fő tömeg konvektív áramához képest elhanyagolhatók. Így a teljes tömegmérleg csak a konvektív áramot és a lokális megváltozást tartalmazza:

$$\operatorname{div}(\rho \vec{v}) = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (103)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + v_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (104)$$

A (104) egyenletet *folytonossági tételnek* is nevezik.

Az áramlás stacioner, tehát az egyenlet jobb oldala, a lokális változás zérus:

$$\operatorname{div}(\rho \vec{v}) = \rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + v_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \quad (105)$$

A tömeg-mérlegegyenlet tovább egyszerűsödik, ha a közeg sűrűsége állandó (a vizsgált térfogatelemen belül nincs nyomás vagy hőmérsékletváltozás, illetve a nyomásváltozás megengedett, ha a fluidum összenyomhatatlan). Ekkor a sűrűség parciális deriváltjai rendre nullát adnak és az egyenlet ρ -val egyszerűsíthető.

$$\operatorname{div} \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (106)$$

4.1.2.2. Komponens-mérlegegyenlet

A teljes tömeg-mérlegegyenlet mellett a műveleti egység modellezéséhez, vagy megtervezéséhez a komponensekre egyenként is fel kell írunk a mérlegegyenletet. Mivel kémiai reakció révén a komponensek egymásba átalakulhatnak, a mérlegegyenletben szerepel a forrás tag.

$$\operatorname{div}(c_i \vec{v}) - \operatorname{div}(D_i \operatorname{grad} c_i) + G_i = -\frac{\partial c_i}{\partial t} \quad (107)$$

$$G_i = \sum_j \nu_{ij} r_j \quad (108)$$

ahol r_j a j -edik reakcióra jellemző *reakciósebesség* (mol/m³s). ν_{ij} az i -edik komponens j -edik reakcióra vonatkozó *stöchiometriai állandója*. ν_{ij} reagensekre pozitív, reakciótermékekre negatív egész vagy tört szám lehet az egyenlet felírásától függően.

Ha a fluidum két fázisból tevődik össze a komponens-mérlegegyenlet mindkét fázisra fel kell írunk, ahol α és β indexek a fázisok megkülönböztetésére szolgálnak.

$$Vu^\alpha \operatorname{div}(c_i^\alpha \vec{v}^\alpha) - Vu^\alpha \operatorname{div}(D_i^\alpha \operatorname{grad} c_i^\alpha) + V\omega\beta^\alpha (c_i^\alpha - c_{iS}^\alpha) + Vu^\alpha G_i^\alpha = -Vu^\alpha \frac{\partial c_i^\alpha}{\partial t} \quad (109)$$

$$Vu^\beta \operatorname{div}(c_i^\beta \vec{v}^\beta) - Vu^\beta \operatorname{div}(D_i^\beta \operatorname{grad} c_i^\beta) + V\omega\beta^\beta (c_i^\beta - c_{iS}^\beta) + Vu^\beta G_i^\beta = -Vu^\beta \frac{\partial c_i^\beta}{\partial t} \quad (110)$$

Egyszerűsítés után:

$$\operatorname{div}(c_i^\alpha \vec{v}^\alpha) - \operatorname{div}(D_i^\alpha \operatorname{grad} c_i^\alpha) + \frac{1}{u^\alpha} \omega \beta^\alpha (c_i^\alpha - c_{iS}^\alpha) + G^\alpha{}_i = -\frac{\partial c_i^\alpha}{\partial t}$$

(111)

$$\operatorname{div}(c_i^\beta \vec{v}^\beta) - \operatorname{div}(D_i^\beta \operatorname{grad} c_i^\beta) + \frac{1}{u^\beta} \omega \beta^\beta (c_i^\beta - c_{iS}^\beta) + G^\beta{}_i = -\frac{\partial c_i^\beta}{\partial t}$$

(112)

A (111) és (112) egyenletek a Damköhler-egyenlet átadási taggal kibővített változata az ún. *Benedek-László mérlegegyenlet*. Az egyenletben szereplő u^α és u^β az α és a β fázis *térfogatkitöltési hányadosa*:

$$u^\alpha = \frac{V_\alpha}{V} = 1 - u^\beta$$

(113)

A két fázis között az átadási áram jelenti a kapcsolatot.

$$V \omega \beta^\alpha (c_i^\alpha - c_{iS}^\alpha) = -V \omega \beta^\beta (c_i^\beta - c_{iS}^\beta)$$

(114)

4.1.2.3. Hő-mérlegegyenlet

A gyakorlatban használt hőmérleg az energiamérleg egy egyszerűsített változata, amely csak az entalpiát és a hőáramot veszi figyelembe. Az entalpia a hőmérséklet és a nyomás függvénye, az esetek többségében azonban figyelmen kívül hagyható a nyomás hatása, a hőmérsékletfüggést pedig az állandó nyomáson vett fajhővel (c_p) fejezhetjük ki.

$$\operatorname{div}(\rho c_p T \vec{v}) - \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \frac{1}{u^\phi} \omega \alpha \Delta T + G_q = -\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} \quad (115)$$

Az egyenletben szereplő átadási áram két fázis közötti, vagy a fluidum és a készülék fala közötti hőátadást jelenti ($u^\phi=I$). A kémiai átalakulások (kémiai reakció, vagy fázisátalakulás ha globális hőmérleget írunk fel) során felszabaduló, vagy elvitt hő forrásként, vagy nyelőként jelenik meg (G_q):

$$G_q = \sum_j r_j \Delta H_{Rj} \quad (116)$$

4.1.2.4. Impulzus-mérlegegyenlet

Az egyfázisú rendszer impulzusmérlege a következő formában írható fel:

$$\text{Div}(\rho \vec{v} \circ \vec{v}) - \text{Div}(\eta \text{Grad } \vec{v}) + G_{imp} = -\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} \quad (117)$$

Az egyenletben szereplő G_{imp} impulzusforrás a gyorsító erőt és a nyomásgradienst foglalja magában.

$$G_{imp} = \text{grad } p - \rho \vec{a} \quad (118)$$

A (118) egyenletet behelyettesítve a (117) egyenletbe az ún. *Navier-Stokes egyenletet* kapjuk:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} \rho v_x v_x \\ \rho v_y v_x \\ \rho v_z v_x \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial y} \begin{bmatrix} \rho v_x v_y \\ \rho v_y v_y \\ \rho v_z v_y \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} \rho v_x v_z \\ \rho v_y v_z \\ \rho v_z v_z \end{bmatrix} \\ & - \frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} \eta \frac{\partial v_x}{\partial x} \\ \eta \frac{\partial v_y}{\partial x} \\ \eta \frac{\partial v_z}{\partial x} \end{bmatrix} - \frac{\partial}{\partial y} \begin{bmatrix} \eta \frac{\partial v_x}{\partial y} \\ \eta \frac{\partial v_y}{\partial y} \\ \eta \frac{\partial v_z}{\partial y} \end{bmatrix} - \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} \eta \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ \eta \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial p}{\partial z} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \rho \cdot a_x \\ \rho \cdot a_y \\ \rho \cdot a_z \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \frac{\partial \rho v_x}{\partial t} \\ \frac{\partial \rho v_y}{\partial t} \\ \frac{\partial \rho v_z}{\partial t} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (119)$$

Állandó sűrűség és viszkozitás (newtoni fluidum) mellett ρ és η kiemelhető. Ha nem hat más erőter csak a gravitáció, \vec{a} gyorsulás helyett

számolhatunk a \vec{g} nehézségi gyorsulással. A Navier-Stokes egyenlet nabla operátorokkal felírt alakja:

$$\vec{v}\nabla\vec{v} - \nu \nabla^2\vec{v} + \frac{1}{\rho} \nabla p - \vec{g} = -\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} \quad (120)$$

Heterogén rendszerek leírásánál az egyenlet kibővíthető az átadási taggal:

$$\vec{v}\nabla\vec{v} - \nu \nabla^2\vec{v} + \omega \gamma \Delta\vec{v} + \frac{1}{\rho} \nabla p - \vec{g} = -\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} \quad (121)$$

5. táblázat
Damköhler-egyenletek

	Damköhler-egyenletek
Általánosított mérlegegyenlet	$-\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \operatorname{div}(\varphi \underline{v}) + \operatorname{div}(L_v \operatorname{grad} \varphi) + \varepsilon \omega \Delta \varphi + G$
Tömegre felírt mérlegegyenlet	$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div}(\rho \underline{v}) + \operatorname{div}(D \operatorname{grad} \rho) + \beta^* \omega \Delta \rho + G$ <p style="text-align: center;">kontinuitási egyenlet</p>
Komponensre felírt mérlegegyenlet	$-\frac{\partial c_i}{\partial t} = \operatorname{div}(c_i \underline{v}) + \operatorname{div}(D_i \operatorname{grad} c_i) + \beta \omega \Delta c_i + v_i r$
Hőre felírt mérlegegyenlet	$-\frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\rho c_p T \underline{v}) + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \alpha' \omega \Delta T + v_i r \Delta H_r$
Impulzusra felírt mérlegegyenlet	$-\frac{\partial(\rho \underline{v})}{\partial t} = \operatorname{Div}(\rho \underline{v}^2) + \operatorname{Div}(\eta \operatorname{grad} \underline{v}) + \gamma \omega \Delta \underline{v} + \operatorname{grad} p$

4.2. Hasonlóságelmélet

A **hasonlóságelmélet** fontos áthidaló szerepet tölt be az elmélet és a mérnöki gyakorlat között. Az előző fejezetben ismertetett művelettani jelenségeket leíró bonyolult differenciálegyenletek analitikus megoldása csak speciális, egyszerűsített esetekre lehetséges. Az így kapott eredmények csak bizonyos korlátokkal (kezdeti- és peremfeltételekkel) használhatók. A hasonlóságelmélet lényege, hogy a differenciálegyenleteket dimenziómentes mennyiségek összefüggéseire vezeti vissza.

A hasonlósági módszer ugyan nem képes a differenciálegyenletek matematikailag egzakt megoldását szolgáltatni, de egyrészt gyakorlatban használható összefüggésekhez vezet, másrészt lehetővé teszi a dimenziómentes mennyiségek bevezetését és fizikai értelmezését.

Általánosságban a hasonlóságelmélet segíti a vegyipari folyamatok biztonságosabb méretnövelését és lehetővé teszi a kísérleti adatok és tapasztalatok általánosításával a hidrodinamikai, hőtani, anyagátadási és kémiai műveletek egységes tárgyalását.

A **hasonlóság** homogén lineáris transzformáció két változó között.

$$\mathbf{x}' = \mathbf{K} \mathbf{x} \quad (122)$$

Fizikai értelemben véve a hasonlóság két rendszer megfelelő mennyiségei között homogén lineáris kapcsolatot ír elő. Ha ez az összefüggés a két rendszer valamennyi független változójára (azaz szabadsági fokára) külön-külön fennáll, akkor teljes hasonlóságról

beszélünk. Ha a független változók számánál kevesebb homogén lineáris kapcsolat van, akkor részleges hasonlóságról beszélünk.

A mérnöki gyakorlatban a hasonlóságnak olyan alakú kifejezései terjedtek el, ahol a két rendszer hasonlósági kritériuma a rendszereken belül képzett dimenziómentes mennyiségek értékeinek egyenlősége.

Az olyan hasonlósági invariánsokat, amelyeket két egyfajta fizikai mennyiség arányából képezünk, **szimplexeknek** nevezzük. A művelettanban különböző mennyiségek arányával képzett dimenziómentes hasonlósági kritériumokat is használunk, ezeket **komplexeknek** nevezzük.

A dimenziómentes számok előállítása a következőképpen történhet. A műveleti egységeket leíró egyenletek öt tagból állnak: konvektív, vezetéses, átadás, forrás és a lokális megváltozás. Ez utóbbi stacionárius időben állandósult rendszerben zérus. Ha nem az egyes tagokat tekintjük, hanem valamelyik kiválasztott taghoz viszonyított értéküket akkor dimenziómentes mennyiségeket kapunk.

Írjuk fel ezeket a mennyiségeket például úgy, hogy a konvektív taggal végig osztunk (6. táblázat). Ilyen módon a három áramra kilenc független dimenzió nélküli mennyiséget képezünk, amelyeket rövidítve a tárgykörrel foglalkozó ismert kutatókról neveztek el. Természetesen az adott mennyiségekből még több és más dimenziómentes mennyiség is képezhető.

6. táblázat

Dimenziómentes mennyiségek előállítása

	Konvekció	Vezetés	Átadás	Forrás
		$\frac{\text{konvekció}}{\text{vezetés}}$	$\frac{\text{átadás}}{\text{konvekció}}$	$\frac{\text{forrás}}{\text{konvekció}}$
Komponens		$Pe' = \frac{vd}{D}$	$St' = \frac{\beta}{\nu}$	$Da_I = \frac{v_i rd}{c_i \nu}$
Hő		$Pe = \frac{vd}{a}$	$St = \frac{\alpha}{\rho c_p \nu}$	$Da_{II} = \frac{\Delta H v_i rd}{\rho c_p \Delta T \nu}$
Impulzus		$Re = \frac{vd}{\nu}$	$\frac{f'}{2} = \frac{\gamma}{\rho \nu}$	$Da_{III} = \frac{E}{\rho \nu^2 d^2}$

Vannak olyan dimenziómentes mennyiségek, amelyek két dimenziómentes mennyiség hányadosaként képezhetők. Két különböző mennyiség áramának hányadosát adják meg, így hatásfok jellegűek.

Bizonyos esetekben nehézségekkel jár valamely fizikai mennyiség meghatározása, ill. kiszámítása. Ilyen esetben ezt a mennyiséget két vagy több hasonlósági kritérium összekapcsolásával hagyják el, és ún. **származtatott kritériumokkal** dolgoznak.

A dimenziómentes mennyiségek meghatározása:

1. Szimplexek

$$\frac{l}{d} = \frac{\text{hosszúság}}{\text{jellemző méret}} = \lambda$$
$$\frac{c}{c_0} = \frac{\text{töménység}}{\text{kezdeti töménység}} = \lambda_c$$

2. Komplexek

Euler- szám

$$Eu = \frac{\text{nyomóerő}}{\text{tehetlenségi erő}} = \frac{\Delta p}{\rho v^2}$$

Fanning- szám

$$Fa = \frac{1}{Fr} = \frac{\text{nehézségi erő}}{\text{tehetlenségi erő}} = \frac{g d}{\rho v^2}$$

Reynolds- szám

$$Re = \frac{\text{tehetlenségi erő}}{\text{belső súrlódási erő}} = \frac{\rho v d}{\eta} = \frac{v d}{\nu}$$

Grashof- szám

$$Gr = \frac{\text{térfogategységre eső felhajtóerő}}{\text{belső súrlódási erő}} = \frac{g d^3 \beta_T \Delta T}{\nu^2}$$

Peclet-szám

$$Pe = \frac{\text{konvektív hőáram}}{\text{vezetési áram}} = \frac{\rho c_p v d}{\lambda} = \frac{v d}{a}$$

Peclet-szám (komponens átadásra)

$$Pe' = \frac{\text{konvektív komponensáram}}{\text{vezetési komponensáram}} = \frac{v d}{D}$$

Nusselt-szám

$$\text{Nu} = \frac{\text{átadásos hőáram}}{\text{vezetési hőáram}} = \frac{\alpha d}{\lambda}$$

Nusselt-szám (komponens átadásra)

$$\text{Nu}' = \frac{\text{átadásos komponensáram}}{\text{vezetési komponensáram}} = \frac{\beta d}{D}$$

Stanton- szám

$$\text{St} = \frac{\text{átadásos hőáram}}{\text{konvektív hőáram}} = \frac{\alpha}{\rho c_p v} = \frac{\text{Nu}}{\text{Re Pr}}$$

Stanton- szám (komponens átadásra)

$$\text{St}' = \frac{\text{átadásos komponensáram}}{\text{konvektív komponensáram}} = \frac{\beta}{v} = \frac{\text{Nu}'}{\text{Re Sc}}$$

Damköhler- szám

$$\text{Da}_I = \frac{\text{reakció által termelt komponensáram}}{\text{konvektív komponensáram}} = \frac{v_i r d}{c_i v}$$

$$\text{Da}_{II} = \frac{\text{reakció által termelt komponensáram}}{\text{vezetési komponensáram}} = \frac{v_i r d^2}{D c_i}$$

$$\text{Da}_{III} = \frac{\text{reakció által termelt hőáram}}{\text{konvektív hőáram}} = \frac{v_i \Delta H r d^2}{\rho c_p v \Delta T}$$

$$\text{Da}_{IV} = \frac{\text{reakció által termelt hőáram}}{\text{vezetési hőáram}} = \frac{v_i \Delta H r d^2}{\lambda \Delta T}$$

3. Hatásfokot kifejező számok:

Prandtl-szám

$$\text{Pr} = \frac{\text{Pe}}{\text{Re}} = \frac{\eta c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a}$$

Schmidt-szám

$$\text{Sc} = \text{Pr}' = \frac{\text{Pe}'}{\text{Re}} = \frac{\eta c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{D}$$

Lewis-szám

$$\text{Le} = \frac{\text{Sc}}{\text{Pr}} = \frac{a}{D}$$

4.3. Dimenzióanalízis

Ha a rendszert leíró differenciálegyenletet nem, de az összes változót ismerjük, a hasonlóság kritériumait a **dimenzióanalízissel** kaphatjuk meg. A dimenzióanalízis alapja az, hogy különemű mennyiségek összegzése nem értelmezhető, tehát a korrekt fizikai és kémiai összefüggésekben minden tag dimenziójának azonosnak kell lennie.

A dimenzióanalízis lehetővé teszi a rendszer tulajdonságainak kifejezését minimális számú független dimenziómentes csoport segítségével. A módszer alkalmazásával tehát csökkenteni tudjuk a változók számát és egyszerűbb összefüggéseket kapunk, meg tudjuk állapítani a méretváltozás törvényeit és fel tudjuk ismerni ismeretlen vagy eddig figyelembe nem vett változók szerepét. Alkalmatlan azonban a numerikus állandók meghatározására, azokat kísérleti úton kell meghatározni.

A módszer alaptétele az ún. **Buckingham-féle vagy Π tétel**. E szerint q mennyiség között fennálló dimenzionálisan homogén összefüggést át lehet alakítani $(q - u)$ független dimenziómentes hatványszorzat közötti összefüggéssé, ahol u az eredeti összefüggésben előforduló alapmennyiségek száma. Buckingham Π -vel jelölte a dimenziómentes változókat, innen ered a Π - tétel elnevezés.

$$y = \Psi(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (123)$$

A (123) összefüggés az alábbi alakra transzformálható:

$$\Pi = \Psi'(\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_p) \quad (124)$$

ahol y a függő változót, x_1, x_2, \dots, x_n a független változókat, Ψ függvénykapcsolatot, $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_p$ pedig a dimenziómentes mennyiségeket jelöli. Egy egyenlet akkor tekinthető dimenziómentesen homogénnek, ha az a benne szereplő mennyiségek mértékegységeitől függetlenül igaz.

Példa:

Példánkban a hidrodinamikai hasonlóságot vizsgáljuk. Befolyásoló tényezők:

1. fluidum tulajdonságai: sűrűség (ρ), dinamikai viszkozitás (η)
2. műveleti paraméterek: nyomásesés (Δp), sebesség (v), gyorsulás (a), karakterisztikus hossz (L), berendezés hossza (l).

A befolyásoló tényezők dimenzióit és az SI-mértékegységeket a 7. táblázat tartalmazza.

A tényezők hatványszorzata:

$$\Pi = \Delta p^\alpha V^\beta L^\gamma \eta^\delta \rho^\varepsilon a^\varphi l^\kappa \quad (125)$$

A dimenziók beírásával:

$$\Pi = [ML^{-1}T^{-2}]^\alpha \cdot [LT^{-1}]^\beta \cdot [L]^\gamma \cdot [ML^{-1}T^{-1}]^\delta \cdot [ML^{-3}]^\varepsilon \cdot [LT^{-2}]^\varphi \cdot [L]^\kappa \quad (126)$$

Majd alappmennyiségek szerint rendezve:

$$\Pi = [L]^{-\alpha + \beta + \gamma - \delta - 3\varepsilon + \varphi + \kappa} \cdot [M]^{\alpha + \delta + \varepsilon} \cdot [T]^{-2\alpha - \beta - \delta - 2\varphi} \quad (127)$$

7. táblázat
Hidrodinamikai változók

Változók	Jelölések	Dimenziók	SI- mértékegységek
Sűrűség	ρ	ML^{-3}	$kg\ m^{-3}$
Dinamikai viszkozitás	η	$ML^{-1}T^{-1}$	$Pa\ s$
Nyomás	p	$ML^{-1}T^{-2}$	$N\ m^{-2}=Pa$
Sebesség	v	LT^{-1}	$m\ s^{-1}$
Gyorsulás	a	LT^{-2}	$m\ s^{-2}$
Karakterisztikus hosszméret	L	L	m
Berendezés hossza	l	L	m

Ahhoz, hogy Π dimenziómentes legyen, az alapmennyiségek kitevőinek összege zérus kell, hogy legyen, vagyis:

$$\text{L-re} \quad -\alpha + \beta + \gamma - \delta - 3\varepsilon + \varphi + \kappa = 0 \quad (128)$$

$$\text{M-re} \quad \alpha + \delta + \varepsilon = 0 \quad (129)$$

$$\text{T-re} \quad -2\alpha - \beta - \delta - 2\varphi = 0 \quad (130)$$

Mivel a 7 változóra 3 egyenletünk van, az egyenletrendszer alulhatározott. Mivel 3 alapmennyiségünk van (M, L, T), a Buckingham-tétel szerint $7 - 3 = 4$ dimenziómentes hatványszorzat közötti összefüggéssé tudjuk átalakítani az eredeti összefüggést. Az egyenletrendszer - (128), (129) és (130) egyenletek - 7 változójából a

három legjelentősebb mennyiség (v , L és ρ) kitevőjét (β , γ és ε) a többi mennyiség kitevőjével kifejezve, már csak a kívánt négy kitevő marad (α , δ , φ , κ).

$$(130)\text{-ből kirendevezve} \quad \beta = -2\alpha - \delta - 2\varphi \quad (131)$$

$$(129)\text{-ből kirendevezve} \quad \varepsilon = -\alpha - \delta \quad (132)$$

$$\text{ezeket beírva (128)-ba} \quad \gamma = -\delta + \varphi - \kappa \quad (133)$$

Ezeket felhasználva Π új alakja:

$$\Pi = \Delta p^\alpha \cdot v^{-2\alpha - \delta - 2\varphi} \cdot L^{-\delta + \varphi - \kappa} \cdot \eta^\delta \cdot \rho^{-\alpha - \delta} \cdot a^\varphi \cdot l^\kappa \quad (134)$$

majd a kitevők szerinti rendezés után:

$$\Pi = \left(\frac{\Delta p}{v^2 \rho} \right)^\alpha \cdot \left(\frac{\eta}{vL\rho} \right)^\delta \cdot \left(\frac{La}{v^2} \right)^\varphi \cdot \left(\frac{l}{L} \right)^\kappa = (\text{Eu})^\alpha \cdot (\text{Re})^{-\delta} \cdot (\text{Fr})^{-\varphi} \cdot \left(\frac{l}{L} \right)^\kappa$$

(135)

A dimenzióanalízissel nyert hidrodinamikai hasonlósági függvénykapcsolat stacionárius áramlásra, általános n , m és k kitevőkkel tehát:

$$\text{Eu} = f [(\text{Re})^n, (\text{Fr})^m, \left(\frac{l}{L} \right)^k] \quad (136)$$

A kapott eredmény összhangban van a Buckingham-tétellel, vagyis négy dimenziómentes szám (Eu, Fr, Re és geometriai szám)

közötti összefüggéssé alakítottuk át az eredeti hét változót tartalmazó egyenletet.

Példánkban az áramlástanai dinamikai hasonlóság szerepel, azonban ezzel az eljárással lehet a művelettan egyéb területeinek hasonlósági törvényszerűségeit is felépíteni.

4.4. Keverés

A keverés alatt azt a műveletet értjük, amely során egy rendszer intenzív tulajdonság(ok)beli inhomogenitását mechanikai munka árán szüntetjük meg. Ide tartozik az is, ha két vagy több egymástól eltérő tulajdonságú anyag kényszeráramlással történő egyesítését, homogenizálását hajtjuk végre. A keverés addig tart, míg az inhomogenitást okozó intenzív tulajdonság gradiense a rendszerben nullává nem válik. Ezt úgy is fogalmazhatjuk, hogy a megfelelő homogenitást, a lehető a legtökéletesebb kevertségi állapotot el nem érik.

A keverendő anyag lehet gáz, folyadék és szilárd halmazállapotú. A feladattól függően keverni lehet gázt gázzal, gázt folyadékkal, gázt szilárd anyaggal, folyadékot folyadékkal, folyadékot szilárd anyaggal és szilárd anyagot szilárd anyaggal.

A keverés célja a homogenizáláson túlmenően az anyagátadás-, a biológiai folyamatok-, a hőcsere intenzifikálása valamint az emulziók és szuszpenziók készítése.

Például az egyfázisú folyadékok keverésénél a keverés célja a fázison belüli koncentráció és hőmérsékletkülönbségek kiegyenlítése. Egy homogén fázisú kémiai reakciónál azért, hogy homogén végterméket kapjunk, minden fáziselemnek azonos tulajdonságú környezetet kell biztosítani, ezért kevertetjük a fázist. Ha a keverés elég intenzív, akkor a fázisban a koncentráció és a hőmérséklet homogén eloszlású.

Folyadék-folyadék extrakciónál a két egymással nem elegyedő folyadékfázis sűrűségkülönbség szerint rétegződik. Ha a nagyobb sűrűségű folyadékfázist a kisebb sűrűségű fázisban akarjuk diszpergálni,

a komponensátadás meggyorsítása céljából, akkor intenzív keveréssel élénk áramlást kell biztosítani.

A folyadékánál nagyobb sűrűségű szilárd szemcsék kiülednek a tartály aljára. A vertikális folyadékáramlás a szilárd részecskéket magával ragadja. A mikro méretű szemcsék keverésével szuszpenzió állítható elő. Szilárd anyagok, sók oldási ideje jelentősen csökken keverés hatására. Keveréssel előidézett erős folyadékáram elszállítja a só felületét beborító telített oldatot, lecsökkenti a lamináris határréteg vastagságát, amelyen keresztül az oldott anyag csak diffúzióval megy keresztül.

Viszkózus homogén folyadékok melegítésekor, a folyadékot a tartályban mozgatni kell, hogy ne alakulhasson ki a fal környezetében a folyadék tömegétől eltérő, indokolatlanul magas hőmérséklet, ami károsíthatja a keverendő anyagot. Ebben az esetben egy horizontális folyadékmozgatást tartanak fenn.

A keverés megvalósítása két különböző módon történhet. Az egyik módszernél a keverés előtt a két összekeverendő rendszert felosztjuk kis mennyiségekre, és ezeket a kis mennyiségeket keverjük össze. A másik módszernél az egyik rendszer részeit felgyorsítjuk nagy sebességre, és bevezetjük ezzel a nagy sebességgel a másik rendszerbe. Ez az úgynevezett sugárkeverés. Gyakran alkalmazzák a két elv kombinációját is.

Gázok keverése

A gázok keveredése önként végbemenő folyamat. Gázok homogenizálódása bizonyos idő eltelte után teljesen végbemegy. Vannak azonban nagy sebességgel lejátszódó kémiai reakciók, például az égés,

metán parciális oxidációja acetilénné vagy szintézis gázzá stb., ahol szükségessé válik a gázok gyors keverése. Ebben az esetben nem elég a lassú keveredés, hanem gázkeverő berendezéseket kell beépíteni.

A keverés történhet úgy, hogy a kismennyiségekre való felosztás elvét, a sugárkeverés elvét vagy mindkét keverési elv együttesét alkalmazzuk. A kémiai technológiában alkalmazásra kerülő, viszonylag nagy térfogatot igénylő gázok keverését úgy valósítják meg, hogy a keverendő gáz útjába valamilyen töltetet helyeznek, rendszerint Rashig gyűrűket, és ily módon keverik össze a gázokat. Az igen gyors kémiai gázreakciónál (hidrogén és klór reakciója sósavvá, a metán parciális oxidációja oxigénnel acetilénné és szintézis gázzá) a gázok összekeverésére sugárkeverőket alkalmaznak.

Folyadékok keverése

A folyadékok keverése során hőmérséklet és koncentráció kiegyenlítés a cél. Folyékony heterogén rendszerekben (szuszpenzió, emulzió) gravitációs rétegződés következhet be, de keveréssel a dinamikus egyensúlyi állapot biztosítható. A koncentráció csak addig azonos mindenütt, ameddig a folyadékot keverik.

A keverés megvalósításánál fontos tényező a folyadék viszkozitása. Newtoni folyadékok esetén ez azt jelenti, hogy a keverés magasabb hőmérsékleten kevésbé energiaigényes. Plasztikus vagy pszeudoplasztikus folyadékok viszkozitása függ a keverőnek a folyadékban való mozgásának sebességétől, azaz a folyadékban levő sebesség gradienstől. Plasztikus, Bingham folyadékok viszkozitása lassú keverés esetén nagy, de a sebesség növelésével csökken. Ez a jelenség

arra mutat, hogy bizonyos minimális keverési sebesség betartása célszerű. Az invertált folyadékoknál a viszkozitás kis sebességeknél kicsi, de a sebesség gradiens növelésével ugrásszerűen nő. Ebben az esetben a keverés sebessége nem lehet túl nagy.

A folyadékok keverésére mechanikus keverőket használunk, amelyeket elektromos motor forgat.

4.4.1. Keverők teljesítményszükséglete

A keverésnél a legfontosabb mérnöki feladat keverő energiaszükségletének meghatározása.

A keverésnél impulzus áram lép fel, és az impulzusra felírt általános mérleg egyenletből három tag szerepel: konvekció + vezetés – forrás = 0

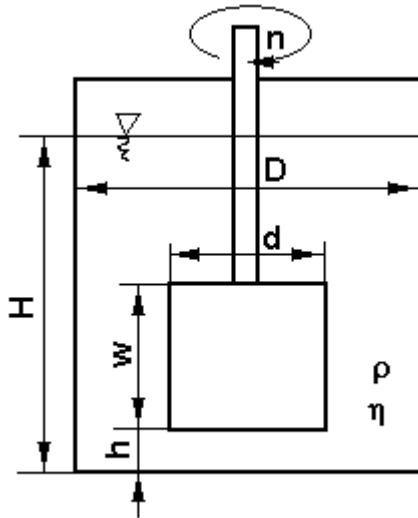
A forrás negatív előjelű, mert a kevert folyadék "nyeli el" a keverőelem impulzusát. Ha az egyenletet elosztjuk a konvektív taggal, akkor két dimenziómentes szám közötti összefüggéshez jutunk, amit dimenziómentes számokkal, Reynolds számmal és Euler számmal kifejezve:

$$\frac{1}{Re} = f(Eu) \quad (137)$$

A folyadékok keveréséhez szükséges teljesítmény számítását, vagyis a (126) egyenletben a dimenziómentes számok közötti összefüggést dimenzióanalízis segítségével határozták meg. Tételezzük fel, hogy a P teljesítményszükséglet a következő paraméterektől függ:

$$P = f(d, w, D, H, h, n, \rho, \eta, g) \quad (138)$$

ahol d a keverő átmérője, w a keverőlapát szélessége, D a tartály átmérője, H a nyugvó folyadék magassága a tartályban, h a keverő magassága a tartály aljától, n a keverő fordulatszáma, ρ a folyadék sűrűsége, η a folyadék viszkozitása, g a gravitációs gyorsulás. A keverő elvi rajzát a 23. ábrán szemléltetjük.



22. ábra
A keverő elvi rajza

Ezen adatokból a teljesítményszükségletre a következő összefüggést kapjuk:

$$P = k' d^5 n^3 \rho \left(\frac{d^2 n \rho}{\eta} \right)^{-m} \left(\frac{dn^2}{g} \right)^{-n} \left(\frac{w}{d} \right)^c \left(\frac{D}{d} \right)^e \left(\frac{H}{d} \right)^f \left(\frac{h}{d} \right)^i \quad (139)$$

ahol k' konstans jelöli. Ha a tervezendő készülékekre betartjuk a kísérleti készülékeknek megfelelő geometriai hasonlóságokat, vagyis w/d , D/d , H/d , h/d azonosságokat, akkor ezek a k konstansban vonhatók össze, és a (139) egyenlet az alábbiak szerint egyszerűsödik:

$$P = k d^5 n^3 \rho \left(\frac{d^2 n \rho}{\eta} \right)^{-m} \left(\frac{dn^2}{g} \right)^{-n} \quad (140)$$

Nézzük meg a (140) egyenletben a zárójelben levő dimenziómentes mennyiségeket. A folyadék mozgása a keverést biztosító alkatrészhez (kar, lapát, propeller) képest lehet nyugodtan áramló (lamináris áramlású) vagy a mozgó alkatrész mögött örvény keletkezhet (turbulens áramlású). Az áramlás jellegét a keverési Re -számmal, Re_k jellemezzük, amit úgy kapunk, hogy a Re -számot definiáló egyenletben a jellemző lineáris méret a keverő lapát d hossza (átmérője), és sebességet a keverőlapát kerületi sebességével adjuk meg, $v = d\pi n$, ahol n a keverő fordulatszáma. A π szorzót elhagyva, illetve a bevonva a (8.54) egyenlet k konstans szorzótényezőjébe, kapjuk a keverési Re -számot:

$$Re_k = \frac{vd\rho}{\eta} = \frac{nd^2\rho}{\eta} \quad (141)$$

Megállapították, hogy $Re_k < 50$ esetén a keverővel előidézett áramlás lamináris.

A (140) egyenlet másik zárójelben levő dimenziómentes mennyisége a keverési Froude szám, ami egy rendszeren belül a

tehetetlenségi- ($\rho v^2/2$) és a nehézségi erő (ρgh) viszonya. A $\pi^2/2$ szorzót bevonva a (140) egyenlet k konstansába kapjuk:

$$Fr_k = \frac{v^2}{gh} = \frac{d^2 n^2}{gd} = \frac{dn^2}{g} \quad (142)$$

A kísérletek azt mutatják, a Fr_k szám kitevője nulla, vagyis a teljesítmény független a Fr_k számtól mindaddig, míg a keverő nem kever levegőt a folyadékba, vagyis a keverésnél kialakult tölcser el nem éri a keverőlapátot. Ilyenkor a teljesítményszükséglet a következő összefüggéssel adható meg:

$$P = kd^5 n^3 \rho Re_k^{-m} \quad (143)$$

A keverő teljesítményét a keverési Euler szám, Eu_k , is tartalmazza. Az Euler szám a rendszeren belül az impulzus forrás és az impulzus konvekció hányadosa, az áramló fluidumban ható nyomó és tehetett lenségi erő viszonyának mérőszáma:

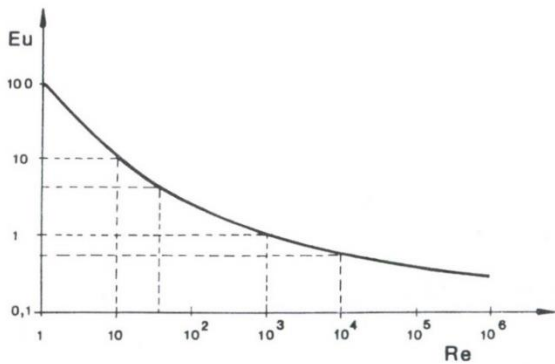
$$Eu_k = \frac{\Delta pd^2}{\rho v^2 d^2} = \frac{F}{\rho v^2 d^2} = \frac{Fd}{\rho v^2 d^3} = \frac{W}{\rho d^2 n^2 d^3} = \frac{W}{\rho n^2 d^5} = \frac{P}{\rho n^3 d^5} \quad (144)$$

A (144) egyenletben a $\Delta pd^2 = F$, (az erő egyenlő a nyomás és a felület szorzata), $W = Fd$, (a munkát az erő és a lineáris méret szorzata adja) $v^2 = d^2 \pi^2 n^2$, (a kerületi sebesség négyzete) és $P = Wn$ (a teljesítmény az időegység alatt elvégzett munka, amit a munka és a fordulatszám szorzatával adunk meg). Az $1/\pi^2$ állandót beépítjük a k konstansba. Mindezek figyelembevételével a (137) egyenlet:

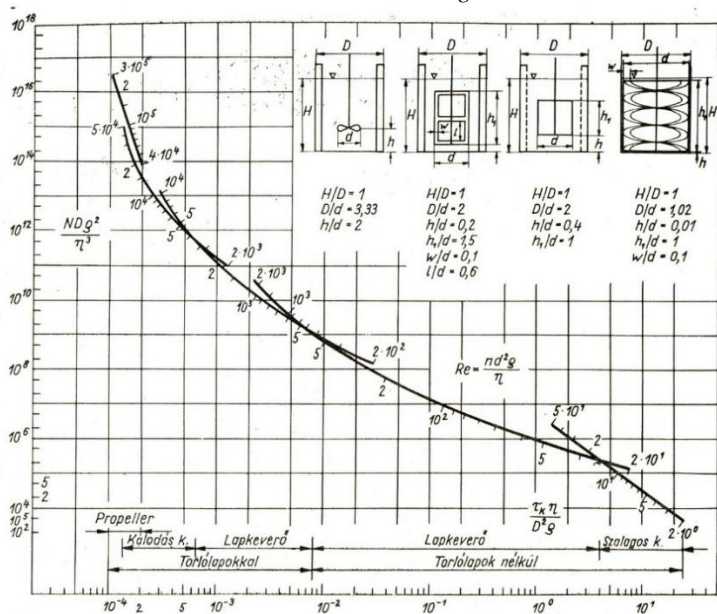
$$Eu_k = \frac{P}{\rho n^3 d^5} = \frac{k}{Re_k^m} \quad (145)$$

Az (145) egyenletben a k szorzót és az m kitevőt kísérletileg kell meghatározni, amelyek adott keverőtípusra, csak adott Re_k intervallumon belül állandó. Mérési eredményeket táblázatosan adják meg. Például kétlapátos keverőnél lamináris tartományban, ha $Re_k < 50$, $k = 111$ és $m = 1$, átmeneti és turbulens tartományban, ha $Re_k > 50$, $k = 14,3$ és $m = 0,31$. Anker keverőnél: $k = 6,2$, és $m = 0,25$. Propeller keverőnél $k = 0,94$ és $m = 0,05$. Szokás a teljesítményszükséglet számítására $Eu_k - Re_k$ diagramokat használni. A (8.59) egyenlet szerint a keverő teljesítményszükséglete P és az Eu_k -szám között egyenes arányosság van. Tehát az a keverő dolgozik a legkisebb teljesítményszükséglettel, amelynél a k konstans és az m kitevő értéke a legkisebb. Az előbb felsorolt keverők közül a propellerkeverő a legjobb.

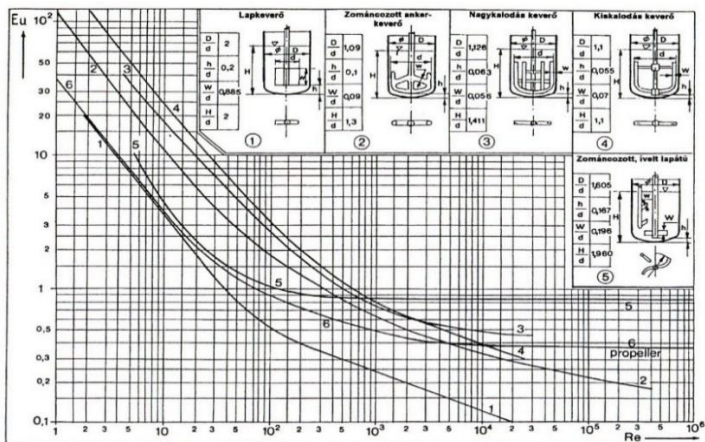
A keverés teljesítményszükségleténél mindig nagyobb a keverő teljesítményszükséglete, mivel a keverés beindításához eleve nagyobb teljesítmény szükséges, és a teljesítmény átvitel hatásfoka $\eta < 1$.



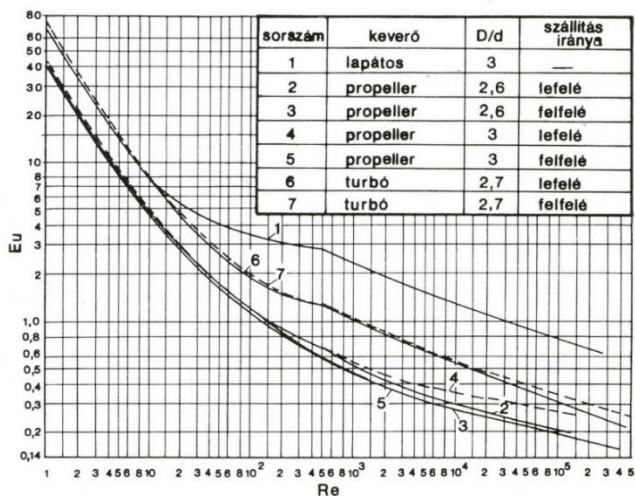
23. ábra
A keverési Eu – Re diagram



24. ábra Különféle folyadékkeverők optimális munkaterülete
Zlokarnik szerint
(Fejes: Ipari keverőberendezések 1970)



25. ábra Különböző keverők Eu- Re diagramja
(Fonyó-Fábrý: Vegyipari műveletteni alapismeretek, 2014)



26. ábra Különböző keverők Eu- Re diagramja (torlólap nélküli edényben)

(Fonyó-Fábrý: Vegyipari műveletteni alapismeretek, 2014)

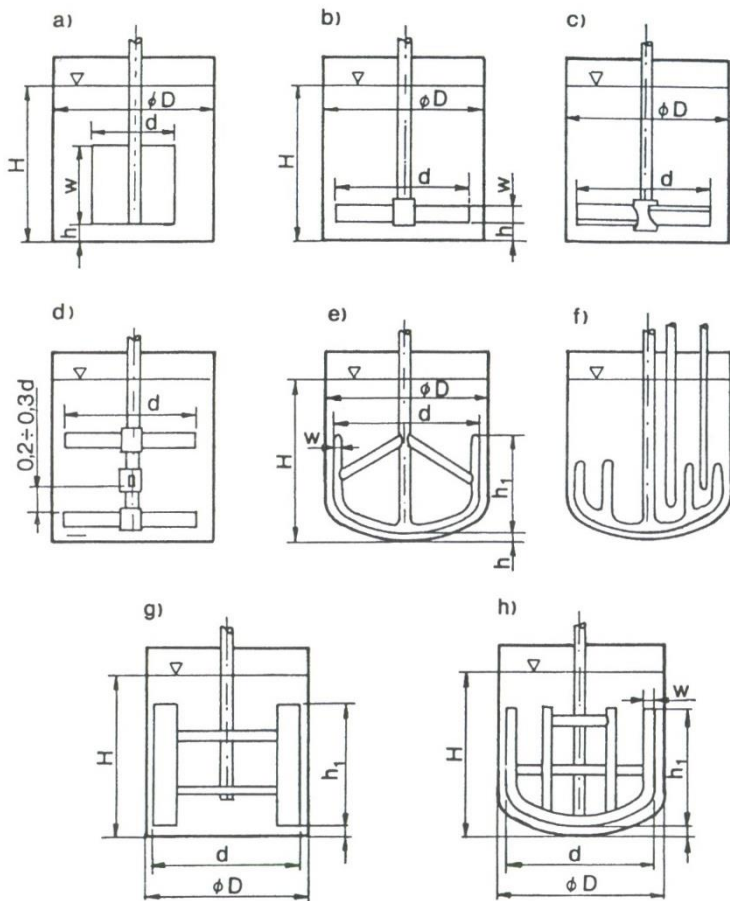
4.4.3. Keverők típusai

A keverőkészülékek kialakítása a keverendő anyagok halmazállapotától, állagától függ. A keverendő anyagok közül a legnagyobb tömegű legtöbbször folyadék, ahol folyadékkeverőket alkalmazunk. Sok esetben azonban csak szilárd szemcsés anyagokat keverünk, ezek a száraz és porkeverők. Közbülső eset a nedves porok, nedves szilárd szemcsés anyagok keverése. Ilyenek a dagasztók és homogenizáló gépek is.

Pneumatikus keverésnél a befúvatott levegő- (gáz- vagy gőz-) áram idézi elő a keverőhatást. A sztatikus vagy álló keverők pedig forgó alkatrész nélküli csőszerű berendezések.

4.4.3.1. Mechanikai keverők

A legtöbb keverős készülék függőleges tengelyre szerelt, forgó mozgású keverőelemes szerkezet. A lassú, vagyis kisebb fordulatszámú síklapátos keverők a legegyszerűbbek. A 28. ábra lapátos keverőket mutat be.



27. ábra

Lapátos keverőtípusok

a- lapkeverő, b- karos keverő, d- többkarú karos keverő, e- horgonykeverő, f- újjkeverő, g- kalodás keverő sík fenekű edényben, h- kalodás keverő

(Fonyó-Fábrý: Vegyipari műveletteni alapismeretek, 2014)

A forgótengely majdnem mindig középtengelyes elhelyezkedésű (centrikus), de vannak excentrikus keverőszerkezetek is. Nagy folyadéktömegek megmozgatására propeller keverőket használnak, melyek szárnylapátjai mértani csavarfelületek.

A keverős készülékek sokszor kémiai reaktorként is használatosak. Ezekben a készülékekben a keverőt a hő- és a komponenstraszport intenzifikálására alkalmazzák.

4.4.3.2. Statikus keverők

Folyadékok keverésére a csőáramlást is felhasználhatjuk. Turbulens tartományban egy üres csőben is jól lehet keverni, de az átmérőhöz viszonyítva hosszú szakaszra van szükség. Hartung és Hiby vízszintes csőben azonos sűrűségű folyadékok elkeveredését vizsgálta $Re = 3000-17000$ tartományban. Kielégítő homogenitást értek el, ha a keveredéshez a csőátmérő 50-100 –szorosát csőhosszban biztosították.

A statikus keverők forgó alkatrész nélküli csőbe sorozatban beépített, merev terelőlemezes szerkezetek. Főleg viszkózus folyadékok keverésére használják, de porkeverésre is alkalmazható. A legismertebbek a Kenics- féle (28. ábra) és a Yukiharu-féle (30. ábra) statikus keverők.

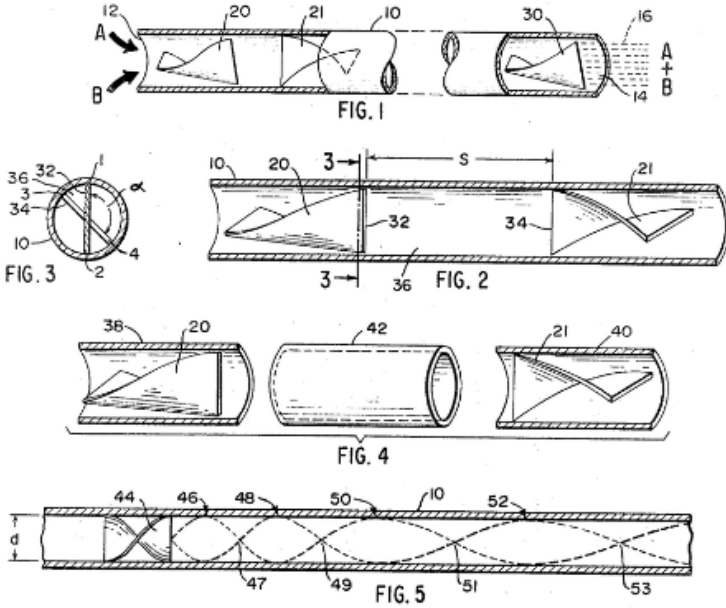
May 23, 1972

K. M. GROUT ET AL

3,664,638

MIXING DEVICE

Filed Feb. 24, 1970



28. ábra

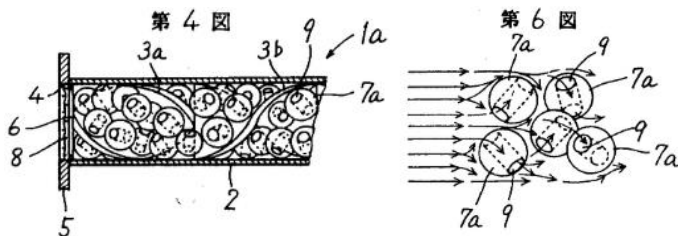
Kenics- keverő (Sztatikus keverő)

Energetikai szempontból ezen keverőket az üres csőben megvalósuló áramlás energiaszükségletéhez viszonyítjuk.

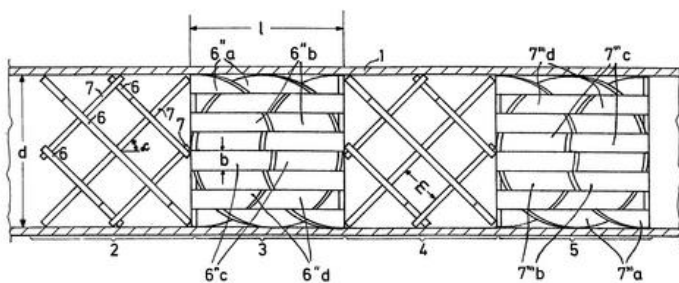
Általános alak:

$$\frac{\Delta p_{St}}{\Delta p} = f(Re) f(d) \quad (146)$$

Ezeknél a keverőtípusoknál valósul meg az „in-situ” energiafelhasználás, következésképpen az egységnyi anyag összekeverésére fordított energia kisebb, mint a dinamikus keverőknél.



29. ábra YUKIHARU statikus keverője



30. ábra

Sulzer-féle sztatikus keverő
a- elvi vázlat, b- axonometrikus rajz

5. Szeparációs műveletek energiaáramai

A komponens-szeparációjára tervezett műveleti egységekben olyan műveletek valósulnak meg, amelyek során két (vagy több fázist) hozunk létre, amelyben kémiai komponensek koncentrációeloszlása különbözik a kiindulásától.

5.1. Elegyítési munka

Bevezetésként vizsgáljunk meg egy olyan izoterm-izobár rendszert, melyben egy kétkomponensű ideális elegy stationer rendszert alkot. Amikor ezt tiszta anyagokból összekeverjük, akkor a rendszer p nyomásán az összetételnek megfelelően expandálnak, amely munkavégzéssel jár.

A komponensek parciális nyomása ekkor:

$$p_A = x_A p \qquad p_B = x_B p$$

Az expanzió során végzett munka pedig mólónként:

$$L_A = RT \ln \frac{p_A}{p} = RT \ln x_A, \qquad L_B = RT \ln x_B$$

amelyből figyelembe véve, hogy $x_A + x_B = 1$:

$$L = \sum RT \ln x_i = RT(x_A \ln x_A + x_B \ln x_B)$$

A folyamat izoterm mivoltának fenntartásához a rendszernek legalább ekkora mennyiségű hőt kell felvennie:

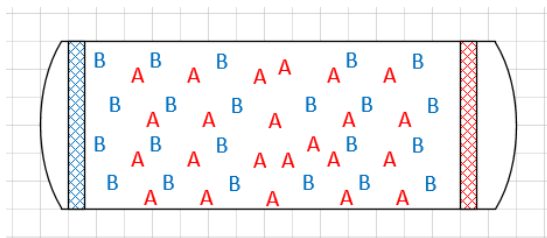
$$Q = -L$$

és ennek megfelelően a rendszer entrópiainövekménye:

$$\Delta S_{\text{elegyedési}} = \frac{Q}{T}$$

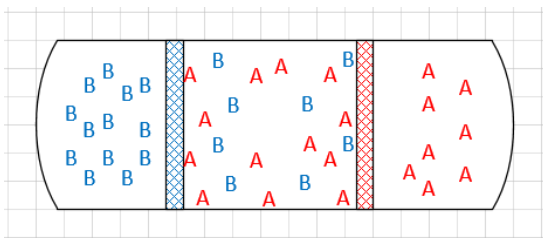
Annak érdekében, hogy az ezzel ellentétes folyamat lejátszódását modellezzük segítségül hívjuk az ún. van't Hoff-gépet.

Tehát az elegyítést egy olyan gépben hajtjuk végre, amelyben két elmozdítható szemipermeábilis membrán segítségével a keveréktől különálló térrészeket tudunk kialakítani.



31. ábra van't Hoff-gép alaphelyzet

Ezekbe a térrészekbe csak az egyik vagy csak a másik komponens juthat be az egyik vagy másik komponensre szelektív membránon keresztül.



32. ábra van't Hoff-gép, mozgó, komponensszelektív membránokkal elhatárolt terek

x független változó $0 \dots 1$ tartománybeli valós szám, amiből a határokon $x \ln x = 0$

Az összefüggés minimumhelyének meghatározásához az alábbi egyenlet használható: $\frac{d}{dx_A} [x_A \ln x_A + (1 - x_A) \ln(1 - x_A)] = 0$,

amelyből a minimumhely $x_A = 0,5$. Az elegyedési entrópia maximuma itt $\Delta S_{\text{elegyedési}} = R[x_A \ln x_A + (1 - x_A) \ln(1 - x_A)]$ alapján értéke $0,69R$

6. Munkavégzés, exergia és a hő fogalma

A korábbi fejezetekben megemlítésre kerültek különféle energiatípusok. Az exergia vagy másnéven a hasznosítható energia fontos szereppel bír, hiszen a gyakorlatban az egyik legfontosabb az, hogy rendelkezésre álljon akkora mennyiségű energia, olyan formában amellyel ténylegesen fedezni tudjuk a művelet működtetési igényét.

A műveletben leggyakrabban hő és munka formájában áll rendelkezésre az üzemeltetéshez szükséges energia. Ez utóbbi, munka mechanikai-, térfogati- vagy kémiai munkaként realizálódik a rendszerben.

Ha a Carnot-körfolyamatban nyerhető munka alappontját a környezeti hőmérsékletre adjuk meg, akkor az általa nyerhető munka egyenlő az exergiával(E):

$$L = H - H_0 - T_0(S - S_0) = E$$

Az entalpiaváltozás kifejezhető az entrópia segítségével, mert állandó hőmérsékleten:

$$H - H_0 = T(S - S_0)$$

ez alapján pedig a kinyerhető munka:

$$L = (T - T_0)(S - S_0) = E$$

A felvett hő ezek szerint a rendszernek munkavégző képességet ad. Mivel a rendszerünkben $T_0 \neq 0$ K, emiatt mindig marad egy bizonyos energiamennyiség, amelyet nem tudunk a rendszerből hasznos munkaként kivenni, kötött energiaként benne marad (melynek nagysága T_0S). Ez alapján tehát a rendszer munkavégző képessége az entalpia és a kötött energia különbsége.

$$E = H - T_0S$$

6.1. A hőenergia hasznosítása

A Carnot-ciklusban hőt alakítanak munkává, melyben T -ről T_0 -ra változtatjuk a hőmérsékletet. Ha ugyanekkora mennyiségű munkát fektetünk a rendszer T hőmérsékletre emelésébe, új munkaképessé tehetjük azt az ún. fordított Carnot-ciklusban. Ha ezt a két gépet egymáshoz kapcsoljuk úgy, hogy az egyiket a másikból nyert munkával működtetjük, akkor zárt energia áramkör keletkezik. Ha a két gép közti energiaátvitel veszteségmenetes lenne, akkor örökmozgót kapnánk. Ha a Carnot gépben elvont energiát pl. súrlódás útján hővé alakítanánk, akkor azt a környezetből nem tudná a fordított Carnot-gép nem tudná a környezetből felvenni. Ebből tehát az következik, hogy a rendszertől súrlódás útján kivett hő egy része (Q_0) irreverzibilisen került átalakításra, elértéktelenedett.

Ha az előbbi gondolatmenet alapján hőcserélők munkáját vizsgáljuk, akkor a munkaközeg T -ről T_0 -ra történő hőmérséklet-változásából Q_0 mennyiség megmarad benne így (Gouy-Stodola-egyenlet figyelembe vételével)

$$E = Q - Q_0 = (T - T_0)\Delta S$$

Mivel az izoterm és izentrópiás állapotváltozás megvalósítása problémás, izoterm helyett izobár folyamatokat tartanak fenn.

Ezek a folyamatok két izobár és két izentrópiás folyamatból állnak. Az izobár folyamatok során a hőmérséklet változik! Ez a Rankine-folyamat. A hőmérséklet kompresszió és expanzió közbeni változása miatt a számítás egyszerűsítéséhez átlagos hőmérsékleteket számolunk ki. Ezek alapján a két részfolyamat során a munka az alábbiak szerint adható meg:

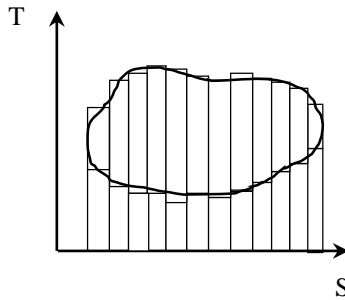
$$L_{kompresszor} = \frac{1}{\eta_{kompresszor}} RT_{m, komprimálás} \ln \frac{P}{P_0}$$

$$L_{expander} = \eta_{expander} RT_{m, expanszió} \ln \frac{P_0}{P}$$

A fentiek alapján tetszőleges körfolyamat leírható, ha helyettesítjük megfelelően kis működési tartományra értelmezett Carno-ciklusokkal. Az infinitezimális kiterjedésű entrópiatartományokra értelmezett ciklusok felhasználásával a teljes munka kiszámításához így az alábbi integrál meghatározásával juthatunk.

$$L = \int_{S_{min}}^{S_{max}} (T - T_0) dS$$

Gyorsan, kielégítő eredményre juthatunk, ha a $T(S)$ diagramban ábrázolt körfolyamat körvonala által bezárt terület grafikus integrálását hajtjuk végre. (33. ábra)



33. ábra Tetszőleges körfolyamat munkája

Tárgymutató

II tétel, 78

alapmennyiség, 43

állapotfüggvény, 18

állapotjelző, 27, 43

állapotnak, 26

Anizotrop rendszer, 13

áram, 45

áramsűrűség, 45

átadás, 50

belső energia, 26

Benedek-László

mérlegegyenlet, 66

biner elegy, 19

Biomassza, 6

bivariáns, 18

Buckingham, 78

Carnap kritériumok, 43

Carnot-ciklus, 102

Dalton-törvény, 20

Damköhler- szám, 76

Damköhler-egyenlet, 63

differenciális, 61

diffúzió, 48

Dimenzió, 44

dimenzióanalízis, 78

Egyensúlyi rendszer, 13

elegyedési entrópia, 100

Elemi munka, 29

első főtétel, 30

energia, 26

energiamegmaradás, 60

energiamegmaradás

törvénye, 30

energiaszétszóródás elve, 32

Entalpia, 34

entrópia, 32

entrópiamaximum, 32

erőnek, 26

Euler, 61

Euler- szám, 75

exergia, 101

extenzív, 27, 43

Fanning- szám, 75

fázis, 14

fázisegyensúly, 14

Fick I. törvény, 48

folytonossági tétel, 64

Fourier I. törvény, 49

Geotermikus, 5

Gibbs-egyenlet, 31

Gibbs-féle fázis szabály, 18, 19

Grashof- szám, 75

hármaspont, 15

hármasonvonal, 15

harmatpontgörbe, 21

hasonlóság, 72

hasonlóságelmélet, 72

Heterogén rendszer, 13

Homogén rendszer, 12

hő, 29

Hőátadás, 55

hőmérleg, 67

Hővezetés, 49

Impulzusátadás, 55

impulzusz mérleg, 68

Inhomogén rendszer, 13

Integrális mérlegegyenlet, 61
intenzív, 27
intenzív állapotjelző, 43
invariáns, 18
Izotrop rendszer, 13
Kenics
 keverő, statikus, 97
kétfilmelmélet, 51
 keverés, 84
komplex, 73
komponens, 14
 Komponensátadás, 55
 komponensátadási tényező, 53
konduktív, 48
 Konvektív, 47
kölcsönhatás, 11
környezet, 11
 kötött energia, 101
kritikus hőmérséklet, 15
kritikus nyomás, 15
kritikus pont, 15
Lagrange, 61
 Lewis, 51
 Lewis-szám, 77
makroszkopikus, 27
Massieu-függvény, 37
megmaradás, 60
megmaradó mennyiség, 60
mennyiség, 42
mérlegegyenlet, 60
mérőszám, 42
mikroszkopikus, 26
moláris hőkapacitás, 39
munka, 28
műveleti egység, 42
 Napenergia, 5
Navier-Stokes egyenlet, 68
 Newton súrlódási törvénye, 49
 Nusselt-szám, 76
Nyitott rendszer, 12
 Peclet-szám, 75
Planck-függvény, 38
 Prandtl-szám, 77
Rault törvény, 20
reakciósebesség, 65
 Reynolds- szám, 75
 Schmidt-szám, 77
 Stanton- szám, 76
Sulzer, 98
 Szabadenergia, 36
 Szabadentalpia, 37
 szabadsági fok, 18, 19
származtatott kritériumok,
 74
 szaturáció, 54
 Szélenergia, 5
Szigetelt rendszer, 12
szimplex, 73
sztoichiometriai állandó, 65
szuperkritikus fluid, 15
 Termodinamika, 11
termodinamikai rendszer, 11
tömegmegmaradás, 60
tranzitivitás tétel, 33
univariáns, 18
 van't Hoff-gép, 99
 vezetéssel, 48
 Vízenergia, 5
 Whitman, 51
 YUKIHARU, 98
Zárt rendszer, 12
zéruspont tétel, 33

Ajánlott irodalom

A jegyzet összeállításakor az alábbi szakkönyvek kerültek felhasználásra.

Dr. Benedek Pál, Dr. László Antal: A vegyészmérnöki tudomány alapjai, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1964

Coulson & Richardson: Chemical Engineering: Vol 1-2, Pergamon Press, 1990

⁶John H. Perry: Vegyészmérnökök kézikönyve (magyar nyelvű változat): McGraw-Hill, 1968,

Dr. Földes Péter, Dr. Fonyó Zsolt: Rektifikálás, Az ipari desztilláció tervezése és megvalósítása, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1978

Kaszatkin, A. G. : Alapműveletek, gépek és készülékek a vegyiparban, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1976

Dr. László Antal: A vegyészmérnöki tudomány klasszikusai, Tankönyvkiadó, Budapest, 1976

Dr. Pálfi Zoltán: Vegyipari készülékek – Szerkesztési atlasz, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1986

Dr. Szolcsányi Pál: Vegyészmérnöki számítások termodinamikai alapjai

Dr. Szolcsányi Pál: Vegyipari műveleti egységek energetikai analízise, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1972

Tanszéki munkaközösség: Vegyipari Műveletek I-V (jegyzetek), Veszprémi Egyetem, Vegyipari Műveletek Tanszék, Veszprém 1963-2019

Ezeket a forrásokat a témakörök részletes feldolgozásakor az olvasók haszonnal forgathatják.

⁶ Bár újabb kiadások elérhetők, de a magyar nyelvű kiadás végigböngészése segít a magyar szakmai nyelv megismerésében