

ENERGIKVALITET

Rapport av STU-projektet
Energikvalitetsbegreppet och dess användning i
energisystemstudier, projektnr 80-3085.

Leif Andersson
Roger Fredriksson
Lars Ljung
Mats Söderström
Göran Wall

November 1981

Förord

Denna rapport utgör en förkortad omarbetning av en tidigare redovisad lägesrapport, med samma namn, för etapp 1 av STU-projektet: Energikvalitetsbegreppet och dess användning i energisystemstudier, projektnr 80-3085.

Min förhoppning, som redaktör av denna rapport, är att det nödvändiga arbetet med att färdigställa en "lärobok" om exergi härigenom påskyndas och effektiviseras ytterligare.

Göran Wall

Teckenförklaring

a	aktiviteten
a	essergi
c	ljushastigheten
c	värmekapacitivitet eller specifikt värme
c_p	värmekapacitivitet vid konstant tryck
c_v	värmekapacitivitet vid konstant volym
c_l	summan av antalet mol joner per liter lösning
e	exergi
g	Gibbs fria energi per massenhet
g	gravitationen
h	entalpi per massenhet
h	Plancks konstant
k	Boltzmanns konstant
k'	Boltzmanns konstant $\cdot \ln 2$
m	massa
n	antal mol
p	tryck
q	energi per massenhet
r	radie
s	entropi per massenhet
u	inre energi per massenhet
v	hastighet (fart)
x	molandel av ett givet ämne i en blandning
z	höjd
A	konstant
A	yta
B	konstant
C	värmekapacitet
E	exergi
F	Helmholtz fria energi
G	tyngd
G	Gibbs fria energi
G^*	Gibbs fria energi per massenhet då den kemiska potentialen ej utnyttjas
G_0	Gibbs fria energi vid nolltillstånd
H	entalpi
I	elektrisk ström
I	informationskapacitet
K	kinetisk energi
M	massa
P	elektrisk effekt
Q	energi
R	allmänna gaskonstanten
S	entropi
T	temperatur
U	elektrisk spänning
U	inre energi
V	volym
W	tekniskt arbete
α	konstant
β	medelvärde av volymutvidgningskoefficienten

$\gamma = \frac{a}{x}$	aktivitetskoefficienten
δ	deltafunktion
ϵ	effektivitet
ν	antal molekyler
η	verkningsgrad
π	osmotiskt tryck
ρ	densitet
σ	Stefan Boltzmanns konstant
μ	kemisk potential
Ω	tillgänglighetsfunktionen
Λ	tillgänglighet enligt Keenan (availability)
\mathcal{E}	tillgängligt arbete (available work)
$\phi = \frac{c}{v}$	lägesenergi
ϕ	tillgänglighetsfunktionen vid tryckreaktioner
Ξ	tillgänglighetsfunktionen vid tryckreaktioner och kemiska reaktioner
φ	Carnotvärme faktor

<u>Innehållsförteckning</u>		sida
	Syfte	1
	Sammanfattning	1
	Slutsatser	4
1	Inledning	6
1.1	Bakgrund	6
1.2	Exempel på tillämpning av energikvalitet	6
2	Genomgång av existerande energikvalitetsbegrepp	9
2.1	Historik och definitioner	9
2.2	Jämförelser av begreppen	12
3	Ett antal energikvalitetsbegrepp	13
3.1	Resursmått med dimensionen energi (exergi)	13
3.2	Verkningsgrad och effektivitet	13
3.3	Entropiproduktion	14
3.4	Information	15
3.5	Temperaturspektrum	15
3.6	Energislag	16
3.7	Användningen av termodynamiken utan speciella energikvalitetsbegrepp	16
4	Exergi och andra resursmått med dimensionen energi	17
4.1	Olika systemtyper	17
4.2	Definitioner av exergi för olika energiformer	19
4.2.1	Mekanisk energi	19
4.2.1.1	Två omgivningar	21
4.2.1.2	Två energiformer	22
4.2.1.3	Begränsad omgivning	22
4.2.1.4	Relativistiska effekter	23
4.2.1.5	Mikroskopiska begränsningar	23
4.2.2	Elektrisk energi	24
4.2.3	Värme flöde	25
4.2.4	Värme i substans	25
4.2.5	Hydraulisk energi	28
4.2.6	Strömmande medium	29
4.2.7	Omgivningskomponent eller osmotisk energi	30
4.2.8	Flöde av blandade omgivningskomponenter	33
4.2.9	Begränsad mängd av blandade omgivningskomponenter	36
4.2.10	Kemisk exergi	37
4.2.11	Värmestrålning	40
4.2.12	Material	42
4.2.13	Kärnenergi	44
4.3	Information och exergi	44
4.4	Generell härledning av exergibegreppet	47

5	Potential och flödesmetoder	51
5.1	Beskrivning av olika energiformer med ström-spänninganalogin	51
5.1.1	Värmefflöde	51
5.1.2	Värmebärande trycklöst medium	52
5.1.3	Värmebärande medium som återcirkuleras	53
5.1.4	Värme och tryckbärande medium	55
5.2	Kravspecifikationen för ström-spänninganalogi	59
6	Referenser	61

Syfte

Denna rapport syftar till:

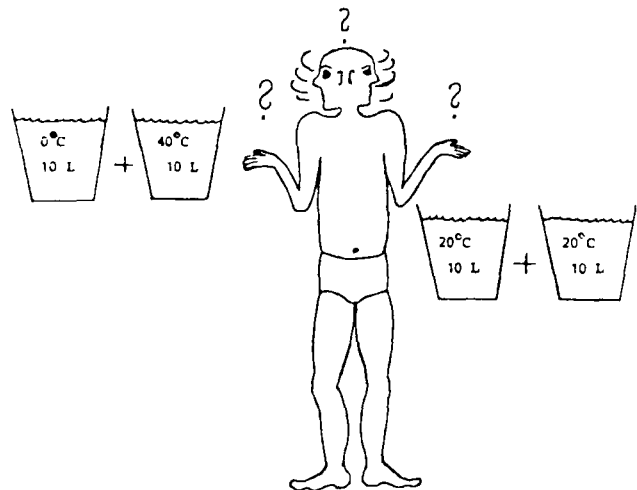
1. att beskriva några energikvalitetsbegrepp som används eller bör användas idag.
2. att beskriva begreppens användbarhet
3. att sprida kunskap om relevanta energikvalitetsbegrepp för att därigenom verka för en effektivare energi-användning och
4. att belysa några problem med energikvalitetsbegreppen

Sammanfattning

Det finns olika former av energi med olika kvalitet. Med energikvalitet avses här den andel av energin som kan omvandlas till mekaniskt arbete. Hydraulisk energi solljus, nukleär energi och spillvärme är ju i olika grad omvandlingsbara till mekaniskt arbete. Med kvalitet avses något som inte är beroende av kvantitet.

Energimängd är otillräckligt som resursmätt. Ett skäl till detta är att energin är oförstörbar. Om exempelvis varmt vatten blandas med kallt vatten, är det totala energiinnehållet konstant. Det blandade vattnet är dock mindre användbart för exempelvis uppvärmning. En resurs har alltså förbrukats. Detta kan illustreras med en person som vill värma sig.

Antag att personen har två hinkar, en med 40-gradigt vatten och en med 0-gradigt vatten. Skall han blanda vattnet i hinkarna till 20°C eller skall han värma sig med det 40-gradiga vattnet? Energimängden är lika i båda fallen, men uppvärmningsresursen är större, om personen använder det 40-gradiga vattnet istället för det blandade 20-gradiga vattnet. (Om han ej blandar vattnet, kan den kalla hinken ju också användas för kylning.)



Några olika metoder att beskriva energikvalitet som presenteras i rapporten är:

- Exergi per energienhet
- Verkningsgrad (avseende energi eller exergi)
- Entropiproduktion
- Informationskapacitet
- Temperaturspektrum
- Energislag
- Användning av termodynamiken utan speciella kvalitetsbegrepp
- Potential- och flödesmetod.

Av dessa är sannolikt exergi det mest använda energikvalitetsbegreppet.

Arbete kan betraktas som en ordnad och fullständigt omvandlingsbar energiform. Ordnade energiformer, som elektricitet, mekaniskt arbete och potentiell energi kan betraktas som olika former av arbete.

Värme kan betraktas som en delvis oordnad energiform. Värme kan energimässigt endast delvis omvandlas till arbete. Arbete kan däremot energimässigt fullständigt omvandlas till värme (genom exempelvis friktion eller i en elektrisk resistans)

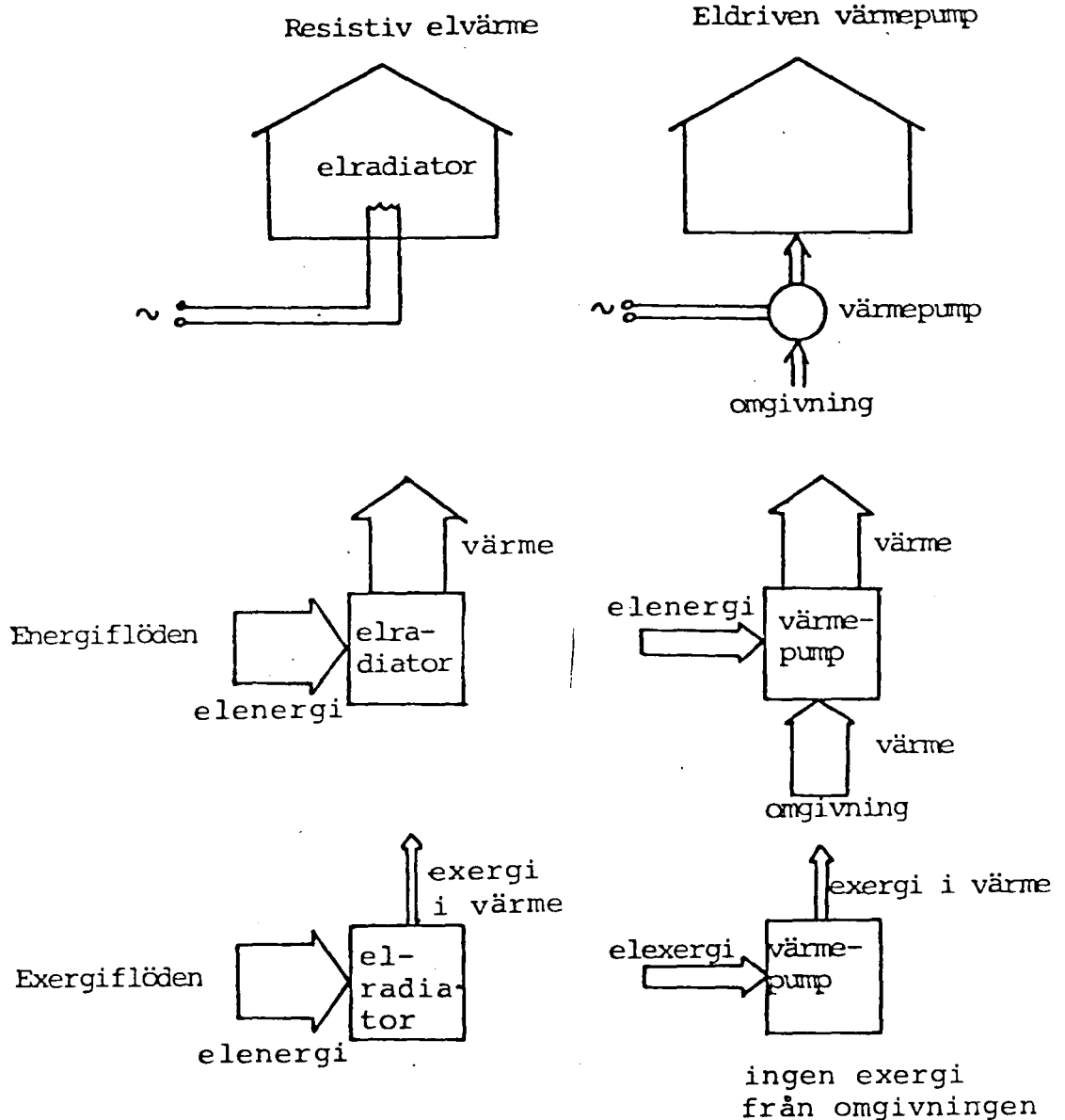
Exergi anger hur mycket av en energimängd, som maximalt kan omvandlas till arbete.

Värme är alltså inte fullständigt omvandlingsbart till arbete. Den oordning (entropi), som finns i värme måste överföras till omgivningen för att erhålla ordnad energi (arbete). Ett värmekraftverk måste sålunda släppa ut entropi till omgivningen för att kunna producera elenergi. Vid värmeprocesser måste man alltså fastlägga en omgivningstemperatur för att kunna ange hur mycket arbete som kan produceras.

Uppvärmning av bostäder kan användas som ett belysande exempel på värdet av att tillämpa exergibegreppet. Att värma bostäder med direktverkande elvärme förefaller mycket effektivt, om man energimässigt jämför producerad värme från elradiatorerna med förbrukad elektrisk energi. Om energimängd används som resursmått, är det alltså svårt att inse att någon bättre uppvärmningsmetod skulle existera

Värme finns emellertid tillgängligt i omgivningen och kan därifrån utnyttjas för uppvärmning med hjälp av värmepumpar. För en elmotordriven värmepump behövs ordnad energi, elenergi. Värmepumpen kan sedan avge många gånger mer värmeenergi till huset än vad den förbrukar som elektrisk energi.

Med exergi som resursmätt kan man tydligare än med energi beskriva skillnaden i effektivitet för de olika uppvärmningssystemen.



Med exergi som resursmätt framgår det dels att elrad'atorn är mycket ineffektiv, dels att värmepumpen är effektivare men dessutom också att båda systemen har en (exergi-) verkningsgrad, som är mindre än 100%. Analys med hjälp av exergi erbjuder alltså en klarare jämförelse av alternativen.

Utöver redan existerande begrepp som exergi och exergiverkningsgrad finns ett behov av nya metoder för att bättre beskriva energianvändningen ur energikvalitetssynpunkt.

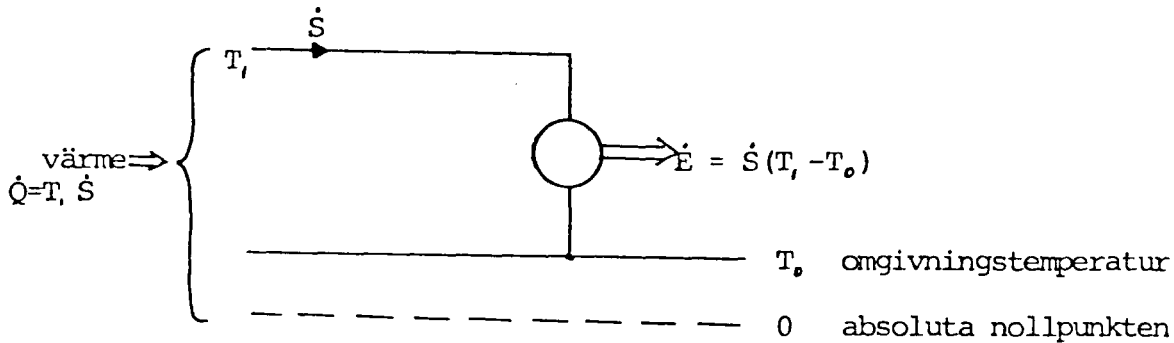
Ett förslag är en analogi mellan olika energiformer och elektrisk energi. I elläran beskrivs ju olika processer med

kopplingsscheman och komponenter. För varje komponent råder ett visst samband mellan ström och spänning och t ex produkten av ström och spänning anger den effekt som förbrukas av ett motstånd.

För värme som transporteras genom ledning kan uppdelningen i potential och flöde göras så att den absoluta temperaturen (T) betraktas som en potential och entropiflödet (\dot{S}) som motsvarande flöde. Effekten blir då

$$\dot{Q} = T \dot{S}$$

Det arbete (exergi) som kan erhållas ur en entropiström, kan illustreras med ett kopplingsschema:



Ellärens symbol för motor används här i betydelsen värmemotor. På motsvarande sätt kan resistanser användas för att beteckna temperaturfall vid värmeledning. Eftersom det inte råder fullständig likhet mellan ellära och värmelära, återstår mycket arbete på detta område:

- o Vilka symboler skall användas?
- o Hur skall olika energiformer representeras samtidigt?
- o Hur behandlas energiformer som är bundna till ett flöde av någon substans?
- o Hur skiljer man på reversibla respektive irreversibla processer vid representation i ett kopplingsschema?

Denna okonventionella metodik, har ett stort pedagogiskt värde, då ju energiresursen som en produkt mellan entropiflödet S och, kontrasten mot omgivningen, temperaturskillnaden $T_1 - T_0$ betonas.

Slutsatser

1. Det finns ett stort behov av en ökad medvetenhet om olika energiformers kvalitet.

2. Det finns också ett behov av nya metoder för att tillämpa befintliga energikvalitetsbegrepp.
3. För exergibegreppet gäller att beroendet av ett omgivningstillstånd kan försvåra begreppets praktiska användbarhet. Samma energimängd kan vara olika mycket värd vid olika omgivningstillstånd och i vissa fall är det svårt att definiera ett omgivningstillstånd.
4. Olika energikvalitetsbegrepp som exergi, entropi och informationskapacitet bör sammanfattas i ett enhetligt **FYSISKT RESURSMÅTT** (som modifieras med hänsyn till typ av system, energiformer och omgivningstillstånd)
5. Det är av pedagogiskt värde att beskriva energikvalitet som en kontrast eller potentialskillnad mot omgivningen. En energiresurs kan då beskrivas som en produkt av ett flöde och en potentialskillnad.
6. Det är angeläget att utveckla olika metoder för att grafiskt presentera energikvalitet.
7. Ett resursmått bör kunna inkludera även icke-energi-storheter som tillgänglighet i tid och rum och ekonomiskt värde.
8. Optimering av verkliga processer ur energikvalitetssynpunkt är mycket angelägen för att förbättra effektiviteten.

1 Inledning

1.1 Bakgrund

Resursanvändningen blir en allt viktigare fråga i samhället. För en effektivare användning av våra naturresurser krävs en förbättrad kunskap om hur denna användning är beskaffad.

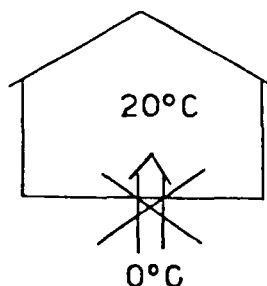
Energiresurserna har under senare år blivit föremål för en allt intensivare forskningsinsats världen över framförallt tillförsel men även användning och återanvändning av energi. Däremot saknas oftast energikvalitetsaspekten trots att det finns väldokumenterad kunskap på detta område.

Ett allmänt användande av energikvalitetsbegrepp skulle underlätta energiplaneringen så att den totala energi-användningen blir effektivare.

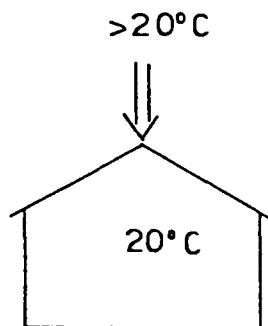
1.2 Exempel på tillämpning av energikvalitet

Olika energiformer har olika kvalitet, dvs de är i olika grad användbara för en viss uppgift, t ex att värma ett hus.

Enbart värme vid temperaturen 0°C är således odugligt för direkt uppvärmning av ett hus till inomhustemperaturen 20°C .

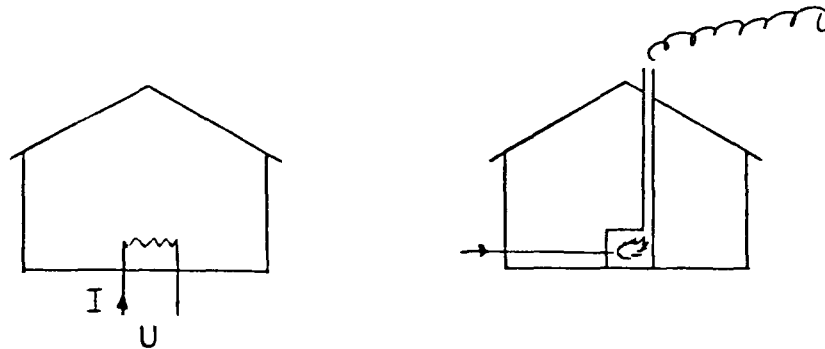


Värme vid högre temperatur än 20°C kan däremot användas för att direkt värma huset.



Om värme endast tillförs genom värmeledning är det enda kvalitetskravet för uppvärmning att temperaturen är större än 20°C .

Om elenergi eller ett bränsle som olja finns tillgängligt kan båda dessa energibärare direkt användas för att värma huset.

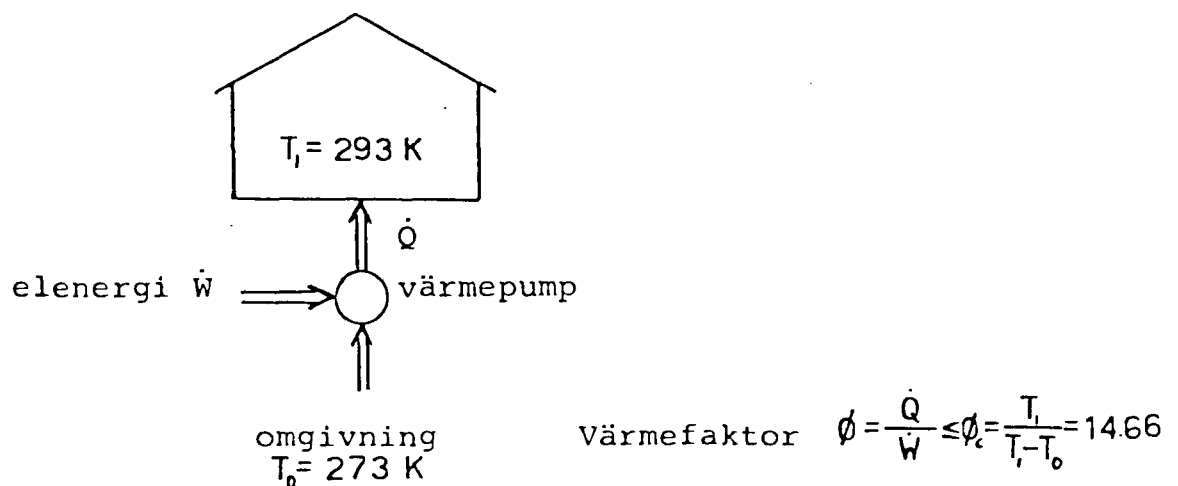


Ett primitivt sätt att ange energikvalitet vore att betrakta en viss energimängd från elenergi, förbränningsvärme och värme varmare än 20°C som lika värdefulla. Värme vid lägre temperatur än 20°C skulle då betraktas som värdelös.

Elenergi och bränslen kan dock utnyttjas mer effektivt för uppvärmning med hjälp av värmepumpar. En värmepump pumpar i princip värme från omgivningen till huset med hjälp av någon form av drivenergi. Hur mycket drivenergi som krävs för att pumpa värme beror dels på hur stort temperatursteget från omgivningen till huset är och dels på vilken form av drivenergi som används.

En eldriven värmepump som pumpar värme från omgivningstemperaturen 0°C till rumstemperaturen 20°C skulle teoretiskt avge en värmemängd till huset som är $(273.15 + 20)/20 = 14.66$ gånger den förbrukade elektriska energin.

Denna teoretiska värmefaktor (= erhållen värmemängd/använd drivenergi) kan dock inte uppnås med verkliga värmepumpar.



Användningen av värmepumpar för husuppvärmning motiverar ett bättre energikvalitetsbegrepp än att enbart likställa

en viss värmemängd (av tillräcklig temperatur) med en lika stor mängd elektrisk energi.

Ett bättre kvalitetsbegrepp bör värdera exempelvis elenergi jämfört med värme vid rumstemperatur så många gånger mer än som anges av en värmepumps värmefaktor. Eftersom olika värmepumpar kan ha olika värmefaktorer (vid samma temperaturer) och eftersom dessa faktorer alltid är mindre än Carnotvärmefaktorn $\phi = T_1/(T_1-T_0)$ så bör just denna teoretiska gräns kunna användas i energikvalitetsbegreppet.

Exergi är ett begrepp för energikvalitet som anger hur stor del av en energimängd, som kan omvandlas till arbete med hjälp av en ideal omvandlingsprocess och med hjälp av omgivningen. För elektrisk energi kan man definiera exergiinnehållet lika med energimängden. För värmeenergi vid temperaturen $T_1 > T_0$ och med omgivningstemperaturen T_0 är däremot exergin

$$E = \frac{T_1 - T_0}{T_1} \cdot Q$$

Kvoten mellan exergin för en viss mängd elenergi och en lika stor mängd värmeenergi (vid rumstemperaturen T_1) är just Carnotvärmefaktorn

$$\phi_c = \frac{T_1}{T_1 - T_0}$$

Exergi anger bättre än enbart energi den teoretiska gränsen för hur mycket värme till uppvärmning som kan erhållas ur olika energibärare (i en viss omgivning).

Energikvalitetsbegreppet bör också användas för att prissätta olika energiformer. Värme och elenergi som produceras samtidigt i ett kraftvärmeverk bör värderas efter energikvalitet. Om exempelvis fjärrvärmevatten produceras med framledningstemperaturen $T_1 = 120 + 273 = 393$ K och returtemperaturen $T_2 = 60 + 273 = 333$ K så är exergiandelen (vid omgivningstemperaturen $T_0 = 273$ K)

$$\begin{aligned} \frac{E}{Q} &= \frac{h_1 - h_2 - T_0(s_1 - s_2)}{h_1 - h_2} = \frac{T_1 - T_2 - T_0 \ln(T_1/T_2)}{T_1 - T_2} = \\ &= 1 - \frac{T_0}{T_1 - T_2} \ln(T_1/T_2) = 1 - \frac{273}{60} \ln(293/333) = 0.25 \end{aligned}$$

Priset på fjärrvärme bör alltså vara 25% av priset på elenergi.

En sådan prissättning tar inte hänsyn till den exergiinvestering, som krävs för att bygga ett kraftvärmeverk. Termoekonomi och energianalys är metoder, som används i dessa sammanhang, vilka kan kompletteras med energikvalitetsbegrepp.

2 Genomgång av existerande energikvalitetsbegrepp

2.1 Historik och definitioner

I takt med utvecklingen av termodynamiken har också utvecklats begrepp som anger hur mycket nytta, som kan produceras ur en given resurs.

De existerande begreppen kan indelas i två grupper, en där man söker värdesätta energimängder (tillstånd hos system) såsom bränslen, till- eller frånflöden i processer och en där man anger processens verkningsgrad, entropiproduktion eller liknande.

1824 beskrev S. Carnot (Carnot 1824) sambandet mellan arbete och värme i formeln:

$$W_{12} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \cdot Q$$

där W_{12} är det maximala arbete, som kan utvinnas när värmen Q förs från en värmereservoir med temperaturen T_1 till en värmereservoir med temperaturen T_2 .

Under åren 1873-78 publicerade den amerikanske fysikern och matematikern J.W. Gibbs tre verk (Gibbs 1948) där han bl a behandlade villkoren för jämvikt.

Ett systems tekniska värde utgörs av dess förmåga att uträtta arbete. I sina arbeten angav Gibbs ett flertal s_k tillgänglighetsfunktioner (availability functions). Här behandlas de tre som kommit att få störst betydelse för det fortsatta arbetet på området.

1. För ett givet system i en omgivning definieras tillgänglighetsfunktionen Ω så att förändringen hos värdet av Ω mellan tillstånden 1 och 2 blir lika med det reversibla tekniska arbetet, $W_{12,rev}$.

$$\Omega_2 - \Omega_1 = -W_{12,rev}$$

$$\text{där } \Omega_i = U_i - T_0 S_i$$

där U är inre energi, T_0 omgivningstemperaturen och S entropin.

Det tillgängliga arbetet är alltså den största möjliga minskningen av $\Omega_i = U_i - T_0 S_i$ då systemet övergår till jämvikt med sin omgivning.

2. Om systemet omges av en atmosfär med trycket p_0 vid alla begränsningsytor erhålles det maximala arbetet som minskningen av tillgänglighetsfunktionen Φ , definierad som

$$\phi = U + p_0 V - T_0 S$$

$$\text{och } W_{\max} = \phi_1 - \phi_2$$

Det maximala arbetet är alltså den största möjliga minskningen av ϕ då systemet övergår till jämvikt med sin omgivning.

3. Om man dessutom tänker sig att systemet och omgivningen kan utbyta material med varandra så att den kemiska potentialen utjämnas så erhålls tillgänglighetsfunktionen Ξ , vars minsta värde är 0.

$$\Xi = U + p_0 V - T_0 S - \sum \mu_{i0} n_i$$

där μ_{i0} betecknar den kemiska potentialen hos komponent i vid omgivningstillståndet.

Dessa tillgänglighetsfunktioner är grundläggande, eftersom alla senare arbeten vilar på dem.

År 1941 definierade den amerikanske fysikern J.H. Keenan begreppet "tillgänglighet" ("Availability", Λ) (Keenan 1941) som "det maximala arbete, som kan åstadkommas genom växelverkan mellan systemet och omgivningen". Tillgänglighet sammanfaller definitionsmässigt med förändringen av Gibbs funktion ϕ , $\phi - \phi_0$

$$\Lambda = \phi - \phi_0 = U + p_0 V - T_0 S - (U_0 + p_0 V_0 - T_0 S_0)$$

Tillgänglighet vid konstant flöde ("Availability in steady flow") är enligt Keenan

$$\Lambda_{sf} = H - T_0 S - (H_0 - T_0 S_0)$$

Tillgängligt arbete ("Available work") har av Hatsopoulos och Keenan definierats som

$$\mathcal{E} = U - T_0 S$$

Som vi ser är detta uttryck likvärdigt med Gibbs tillståndsfunktion Ω .

Under början av 1950-talet utvecklade Baehr, Bosnjakovic, Grassmann och Rant sina teorier om exergi, här betecknad med E (Gasparović 1961) (Tribus et al 1966)

Z.Rant föreslog 1953 att termen exergi (ty Exergie) (Rant 1956) skulle användas för att beteckna "teknisk arbetsförmåga". En fullständig definition gavs av H.D. Baehr (Baehr 1965):

"Exergi är den i alla energiformer omvandlingsbara delen av energi" (Die Exergie ist der unbeschränkt, d.h. in jede andere Energieform umwandelbare Teil der Energie).

Exergi har använts för att beteckna olika saker, exempelvis den användbara delen av en viss mängd värmeenergi, $E = (T - T_0) / T \cdot Q$. Exergin definieras vanligen som "teoretiskt uppnåeligt arbete erhållet genom att föra ett system i jämvikt med sin omgivning i en reversibel process" (Baehr 1965 BWK).

$$E = U + p_0 V - T_0 S - \sum \mu_{i0} n_i$$

Exergibegreppet är definitionsmässigt lika med Gibbs tillgänglighetsfunktion Ξ .

I början av 60-talet definierade Obert och Gaggioli (Obert & Gaggioli 1963) "tillgänglig energi" ("available energy", A även kallad "potential energy") som "den maximala delen av den tillförda energin, som kan omvandlas till arbete genom en ideal process, där systemet övergår till ett jämviktstillstånd* med jorden och dess atmosfär". Denna definition skiljer sig från Keenans så till vida att man här underförstår att den kemiska potentialen inkluderas i den inre energin (Gaggioli 1962).

$$A = U + K + \phi + p_0 V - T_0 S - (U_0 + p_0 V_0 - T_0 S_0)$$

där $U = U_{\text{termisk}} + U_{\text{kemisk}}$

$$\text{och } U_{\text{kemisk}} = \int \rho G^* dV - G_0$$

där $\rho =$ densitet

$G^* =$ Gibbs fria energi per massenhet då den kemiska potentialen ej utnyttjats

$G_0 =$ Gibbs fria energi vid nolltillstånd

$K =$ kinetisk energi

$\phi =$ lägesenergi

Tribus och Evans (Tribus et al 1966) har i begreppet essergi, a , (eng. essergy, essence of energy, vilket är en språkligt olämplig benämning) sökt innefatta alla tidigare begrepp

$$a = U + p_0 V - T_0 S - \sum \mu_{i0} n_i$$

Vi ser att $E \equiv a$.

* Observera dock att jorden (litosfären och hydrosfären) ej är i termodynamisk jämvikt med atmosfären. Atmosfären är ej heller i jämvikt med sig själv, t ex kan kväve och syre förbrännas till kväveoxider.

2.2 Jämförelser av begreppen

I princip är alla de ovan redovisade uttrycken för arbete lika (Evans 1969). Skillnaderna mellan dem beror antingen på vilka energiformer som inbegrips eller valet av omgivning.

Ändringar i potentialerna ϕ, Ξ, Λ, E och a är även lika med förändringen i tillgänglig energi A om den kinetiska och potentiella energin inbegrips. Dessutom måste också omgivningstillstånden vara lika.

Skillnaderna mellan de olika begreppen beror på något olika val av omgivning. "I jämvikt med jorden och dess atmosfär" (available energy) eller "i jämvikt med sin omgivning" (exergi, tillgänglighet, Gibbs funktioner ϕ, Ω och Ξ).

Gemensamt för alla energikvalitetsbegrepp är att de måste vara relaterade till ett referenstillstånd. Detta tillstånd är oftast ett sluttillstånd eller ett jämviktstillstånd med omgivningen, men det kan naturligtvis också vara ett godtyckligt definierat tillstånd.

Detta kan ses både som en svaghet och en styrka. Man är tvungen att noga definiera sitt referenstillstånd eller sin omgivning men begreppen har alltid en anknytning till den omgivande verkligheten.

Vad menar man då med uttryck som "i jämvikt med jorden och dess atmosfär"? Här finns ett flertal problem, exempelvis:

Vad menar vi med jorden, hela planeten eller bara en del av jordskorpan? Om vi menar jordskorpan, vilken tjocklek skall vi räkna med?

En genomsnittssammansättning av jordskorpan ger kanske helt felaktiga beräkningsresultat för den aktuella processen, där sammansättningen kan vara annorlunda.

Vad menar vi med "atmosfär"? Se fotnoten på föregående sida.

Omgivningar och referenstillstånd har i litteraturen bl a behandlats av Fratzscher och Grün (1965), Eisermann (1978) och Szargut (1980).

3. Ett antal energikvalitetsbegrepp

Några av energikvalitetsbegreppen som presenteras nedan kan betraktas som etablerade, dvs används vid optimering av t ex kraftverksprocesser. Utöver dessa finns mindre etablerade energikvalitetsbegrepp, vilka också presenteras.

Etablerade energikvalitetsbegrepp:

- resursmätt med dimensionen energi (exergi)
- verkningsgrad enligt andra huvudsatsen

Mindre etablerade energikvalitetsbegrepp:

- entropiproduktion
- information
- temperaturspektrum
- energislut

3.1 Resursmätt med dimensionen energi (exergi)

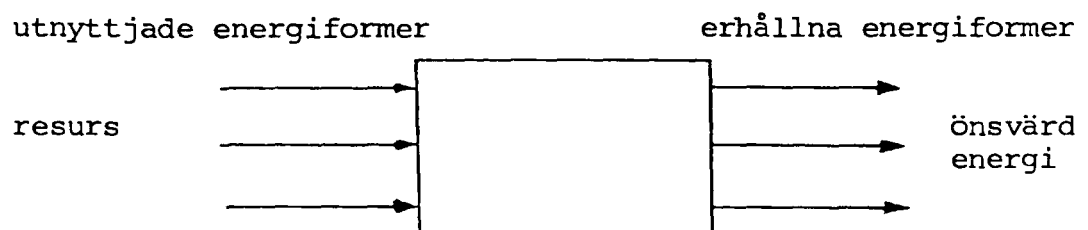
Olika former av en given energimängd kan representera helt olika resurser. Vissa energiformer är fullständigt omvandlingsbara i varandra. Dessa energiformer kan gemensamt benämnas arbete. Andra energiformer kan endast delvis omvandlas till arbete. Denna omvandlingsbara del kan betraktas som ett energikvalitets- eller resursmätt för energin och benämns tillgängligt arbete eller exergi.

Karakteristiskt för resursmåten exergi eller tillgängligt arbete är att:

- de har dimensionen energi,
- de representerar den till arbete omvandlingsbara delen av energin,
- de är beroende av ett omgivningstillstånd.

3.2 Verkningsgrad och effektivitet

Energiverkningsgrad definieras som kvoten mellan den producerade energiformen (av de energiformer som erhålles) och den av de utnyttjade energiformerna, som betraktas som resurs.



$$\eta_{en} = \frac{\text{önskvärd energi}}{\text{använd energiresurs}}$$

Eftersom energin är oförstörbar är energiverkningsgraden oftast mindre än 1 (100%). Undantag är sådana omvandlingsprocesser, där endast en av flera använda energiformer betraktas som en resurs. En värmepump utnyttjar exempelvis både drivenergi och värme från omgivningen. Energiförbrukningsgraden för en värmepump (värmefaktorn) definieras som "erhållen värme"/"förbrukad drivenergi" kan därför vara större än 1 vilket kan verka förbryllande.

Energiverkningsgraden är alltså ofta missvisande. Direktverkande elvärme har oftast en energiverkningsgrad som ligger nära 100%, en eldriven värmepump kan däremot ha en verkningsgrad nära 300%. Inga av dessa talvärden säger dock något om hur nära den teoretiska gränsen processerna ligger. För att verkningsgrad skall bli ett meningsfullt begrepp bör i stället exergiverkningsgrad användas.

Exergiverkningsgrad definieras

$$\eta_{ex} = \frac{\text{exergi i önskvärd energiform}}{\text{total använd exergi}}$$

Till skillnad från energiverkningsgrad är exergiverkningsgrad alltid mindre eller lika med 100%. Exergiverkningsgraden 100% anger att omvandlingen sker idealt dvs fullständigt förslustfritt.

Begreppet verkningsgrad bör därför reserveras just för exergiverkningsgrad.

Effektivitet kan dels vara relaterad till en given process eller en given funktion. Hur mycket kan en process förbättras dvs hur nära en idealprocess arbetar den verkliga processen? Genom att relatera den producerade nyttigheten till den förbrukade resursen kan vi svara på denna fråga. Effektiviteten (eng. effectiveness) definieras på följande sätt (Gaggioli 1961), (Evans 1969):

$$\varepsilon = \frac{\text{Utbyte av tillgänglig energi (eller exergi)}}{\text{Insats av tillgänglig energi (eller exergi)}}$$

För ett slutet system minskar alltid den tillgängliga energin för alla verkliga processer (och förblir konstant för alla reversibla processer).

3.3 Entropiproduktion

Ett annat sätt att ange hur effektivt energiomvandlingen i en process sker är att ange den interna entropiproduktionen.

Entropiproduktionen är ett mått på hur mycket en verklig process avviker från en ideal reversibel process eller hur mycket exergi som förbrukas i processen.

Antag att omgivningstemperaturen är T_0 och att entropiproduktionen är S då blir det arbete eller den exergi som förloras

$$W_{\text{förlust}} = ST_0$$

Att använda entropiproduktion som energikvalitetsbegrepp ger alltid i princip samma resultat som att använda exergibegreppet.

Entropiproduktion eller irreversibilitet innebär att ordning skapas och att exergi förbrukas.

3.4 Information

Information (egentligen informationskapacitet) kan också användas som ett begrepp för energikvalitet. Information kan betraktas som ordning. Att förstöra information innebär att ordning eller entropi skapas (negentropi förbrukas).

Ovan beskrevs entropiproduktionen som ett mått på hur ineffektiv eller irreversibel en process är. Detta kan också uttryckas med informationsbegreppet, vilket presenteras i avsnitt 4.3.

3.5 Temperaturspektrum

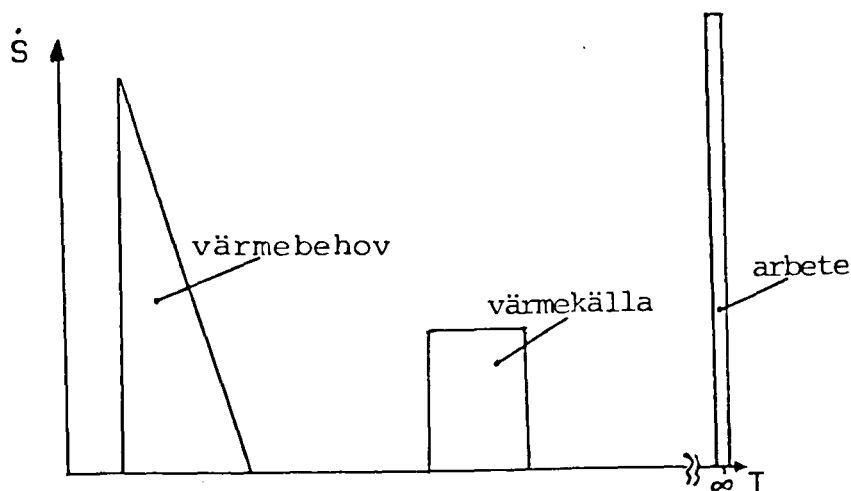
Ett förenklat sätt att ange energikvalitet för energiformerna värme och arbete är att ange vid vilka temperaturer energin är tillgänglig.

Metodiken är dock endast tillämpbar för värme vid viss temperatur (t ex ett värme flöde), värmeenergi i ett medium (vid t ex konstant tryck) och arbete. Arbete kan betraktas som värme vid en oändligt hög temperatur.

Praktiskt kan metoden fungera på så sätt att ett temperaturspektrum för den tillgängliga energiformen och den önskvärda energiformen anges i diagramform, exempelvis enligt figuren nedan.

Att på detta vis ange temperaturspektrum för "energikällor" och -behov kan vara speciellt lämpligt för att direkt avläsa om en tillgänglig energiform har tillräckligt hög

temperatur för att med enbart "passiva" processer t ex värmeledning täcka ett värmebehov.



Temperaturspektrum för "energikällor" och -behov
(ytorna motsvarar effektmängderna)

3.6 Energislag

En metod för att ange energikvalitet är att dela upp energin på olika energislag. För energislaget värme kan dessutom en indelning på olika temperaturområden göras. En indelning skulle kunna se ut på följande sätt:

- mekaniskt energi
- elektriskt energi
- kemisk energi
- högtemperaturvärme
- lågtemperaturvärme

3.7 Användningen av termodynamiken utan speciella energikvalitetsbegrepp

Genom att använda termodynamiken och speciellt 2:a huvudsatsen kan man alltid få samma resultat eller information som med de ovan beskrivna energikvalitetsbegreppen.

Man kan alltså hävda att de olika energikvalitetsbegreppen är onödiga, det är ju bara att tillämpa 1:a och 2:a huvudsatserna inom termodynamiken. Detta är sannolikt ett viktigt skäl till att energikvalitetsbegrepp som exergi har fått liten användning bland dem som verkligen arbetar med värmeteknik eller termodynamik. I de flesta fall finns dock uppenbara fördelar med att använda någon form av energikvalitetsmetodik. Dels kan funktionen av en process framgå tydligare och dels kan de verkliga förlusterna lättare identifieras.

4 Exergi och andra resursmått med dimensionen energi

Exergi, tillgängligt arbete, essergi är olika namn på i princip samma sak, nämligen det maximala arbete, som teoretiskt kan uträttas med en given energiresurs och ett givet omgivningstillstånd. I de följande avsnitten betecknas samtliga "exergilika" storheter med E, och benämnes exergi.

4.1 Olika systemtyper

Beroende på vilka energiformer som utnyttjas och vilken systemtyp som används får uttrycket för exergi olika utseende.

Vi har valt en indelning i två olika systemtyper: begränsade system (B) och flödessystem (F).

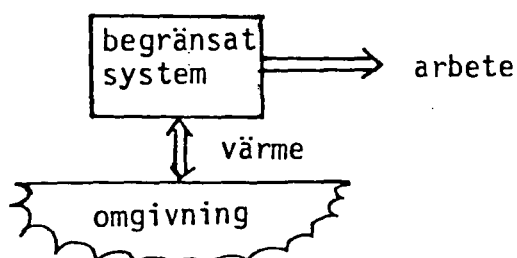
Växelverkan med omgivningen antas ske med följande energiformer:

- 1) enbart värme
- 2) värme och volymarbete
- 3) värme, volymarbete och substansutbyte samt
- 4) värme, volymarbete och selektivt substansutbyte (t ex med hjälp av semipermeabla membran).

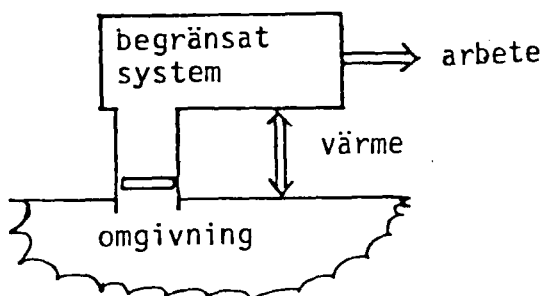
Vi får då följande kombinationer:

B. Begränsade system (ett ändligt system i en oändlig omgivning)

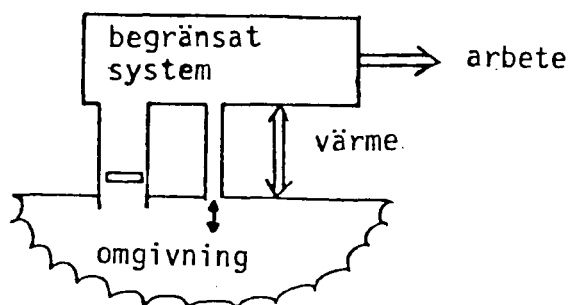
B1. Utbyte av värme



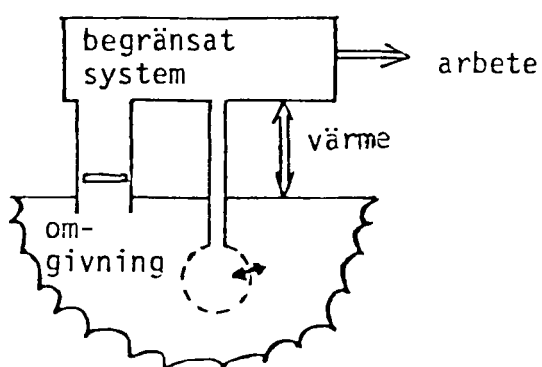
B2. Utbyte av värme och volymarbete



B3. Utbyte av värme, volymarbete och substansmängd

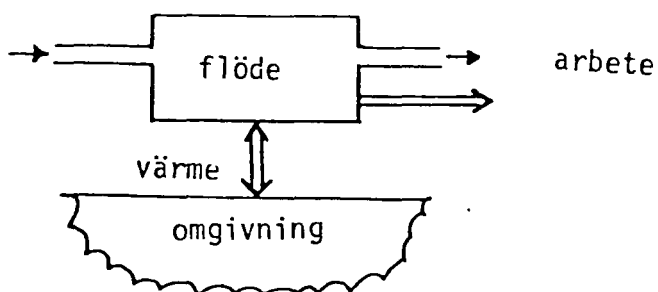


B4. Utbyte av värme, volymarbete och substansmängd genom ett semipermeabelt membran



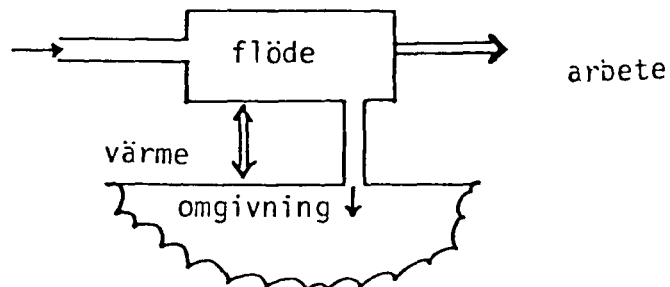
F. Flödessystem (ett flöde i en oändlig omgivning)

F1. Utbyte av värme

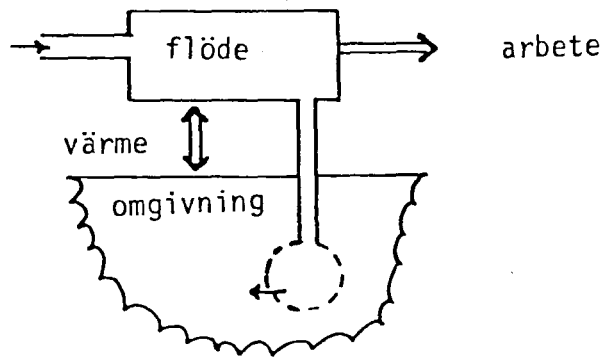


(F2. Utbyte av värme och volymarbete utgår, eftersom "volym" inte kan tillföras eller bortföras kontinuerligt till en oändlig omgivning utan att substans överförs.)

F3. Utbyte av värme och substans



F4. Utbyte av värme och substans genom semipermeabla membran



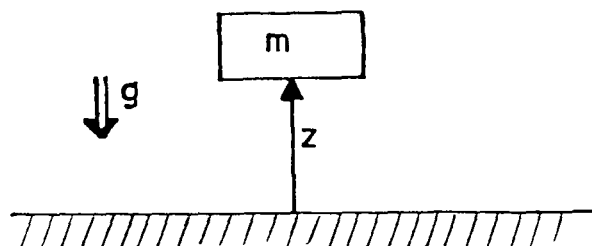
Att skilja på systemtyper med och utan semipermeabla membran har endast betydelse för system, flöden eller omgivningar som innehåller flera komponenter. Kestin (Kestin 1980) har angivit en liknande systemindelning.

Det här angivna förslaget till indelning av systemtyper skulle behöva kompletteras för sådana fall då omgivningen är begränsad eller saknas.

4.2 Definitioner av exergi för olika energiformer

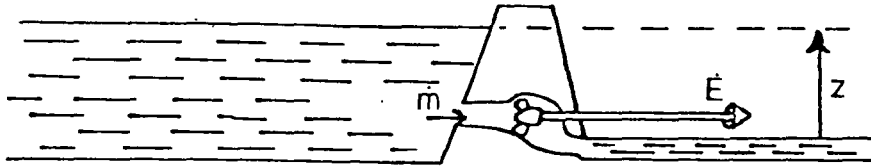
4.2.1 Mekanisk energi

Anta en vikt med massan m på höjden z över omgivningen.

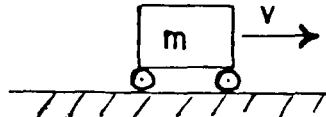


I ett gravitationsfält med styrkan g kan vikten uträtta arbetet mgz (massans potentiella energi eller tyngd). Om hela detta arbete är tillgängligt, kan exergin för systemet definieras som $E = mgz$.

För ett flödessystem som vattenkraft får vi att ett massflöde \dot{m} på höjden z kan ge effekten och energiflödet $\dot{E} = mgz$.

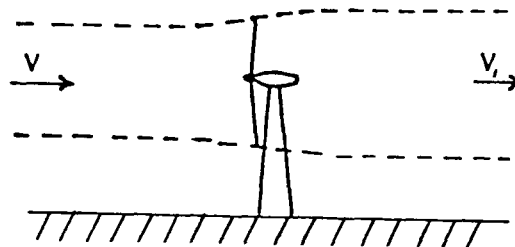


Anta en massa m med hastigheten v relativt en fixerad omgivning.



Den rörliga massans exergi är $E = 1/2mv^2$ (massans kinetiska energi).

För ett flödessystem som vindkraft får vi att om ett



massflöde \dot{m} av luft bromsas från hastigheten v till noll, skulle effekten $1/2\dot{m}v^2$ erhållas. Låt oss anta att luften måste lämna turbinen, vilket medför att lufthastigheten v_1 efter turbinen är skild från noll. Maximal effekt från vindturbinen erhålls, då hastigheten efter turbinen är $v_1 = v/3$. Exerginnehållet per tidsenhet i vinden kan alltså vid effektoptimering skrivas som

$$\dot{E} = \frac{1}{2} \dot{m}(v^2 - v_1^2) = \frac{1}{2} \dot{m}v^2(1 - \frac{1}{9}) = \frac{4}{9} \dot{m}v^2$$

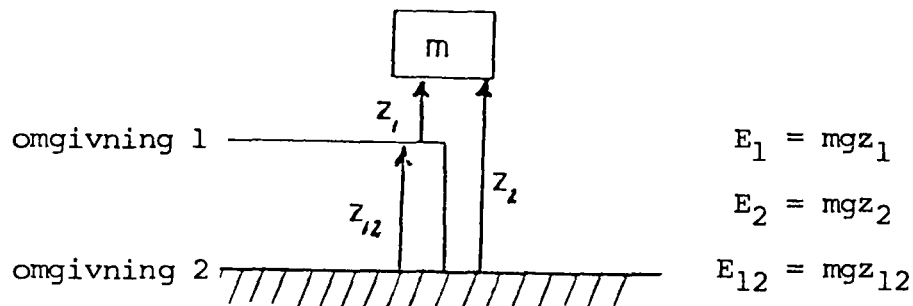
Massflödet genom turbinen är $\dot{m} = \rho A(v + v_1)/2 = 2/3\rho Av$, där ρ är luftens täthet och A är den av turbinen svepta

ytan, vilket ger Betz formel för den tillgängliga effekten:

$$\dot{E} = \frac{8}{27} \rho A v^3$$

4.2.1.1 Två omgivningar

Vi ser att exergibegreppet förutsätter en väldefinierad omgivning. Om en vikt kan släppas ned till två olika markytor på olika nivå, kan givetvis olika stora mängder arbete erhållas.

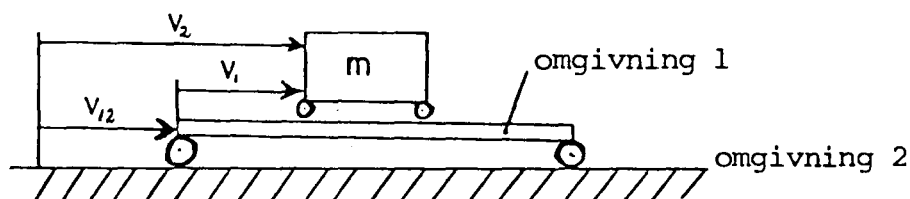


Sambandet mellan exergierna blir:

$$E_2 = E_1 + E_{12}$$

$$E_2 = E_1 \frac{z_1 + z_{12}}{z_1}$$

Samma problem att välja referenstillstånd gäller också för den rörliga massans exergi.



Relativt omgivning 1 har massan exergin $E_1 = 1/2mv_1^2$

Relativt omgivning 2 har massan exergin $E_2 = 1/2mv_2^2$

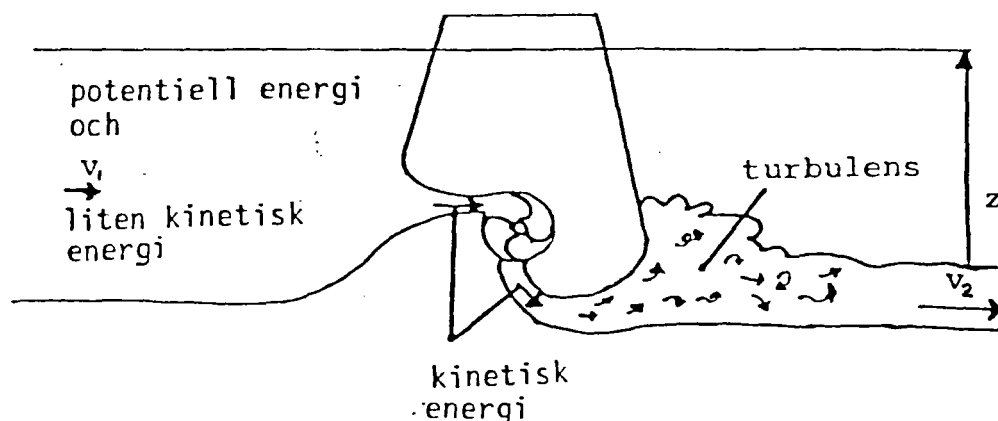
Observera att sambandet mellan exergierna här blir:

$$E_2 = E_1 + m\vec{v}_1 \cdot \vec{v}_2 + E_{12}$$

$$E_2 = E_1 \cdot \frac{(\vec{v}_1 + \vec{v}_{12})^2}{v_1^2}$$

4.2.1.2 Två energiformer

Låt oss återvända till vattenkraftverket ovan. Potentiell energi utvinns här genom omvandling till kinetisk energi, vilket sker i en vattenturbin. Kinetisk och potentiell energi förekommer alltså samtidigt. För att den kinetiska och den potentiella energin skall kunna utnyttjas fullständigt, måste omvandlingen till kinetisk energi göras förlustfritt. I praktiken är detta omöjligt, eftersom vi har friktionsförluster och turbulens och vattnet måste transporteras vidare efter turbinen.



Den effekt som kan utvinnas ur det strömmande vattnet blir

$$\dot{E} = \dot{m}(gz + \frac{v_1^2}{2} - \frac{v_2^2}{2})$$

Exergin per tidsenhet kan här alltså antingen definieras som

$$\dot{E} = \dot{m}(gz + \frac{v_1^2}{2} - \frac{v_2^2}{2})$$

eller som

$$\dot{E} = \dot{m}(gz + \frac{v_1^2}{2})$$

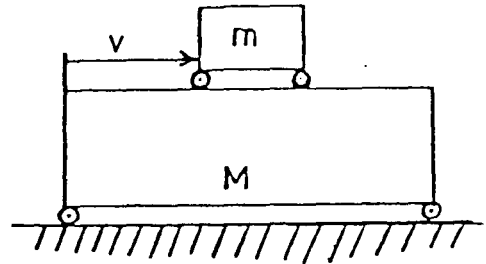
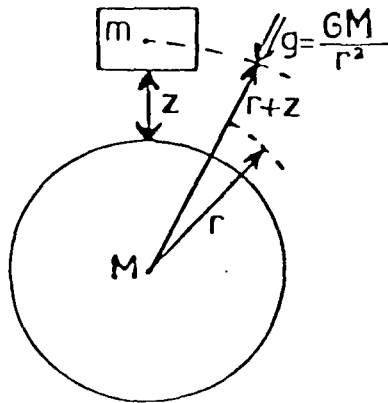
Vid jämförelse med vindkraftverket ovan bör dock den förra definitionen väljas. Exerginnehållet har alltså här definierats som maximalt uttagbart arbete vid effekt-optimering

4.2.1.3 Begränsad omgivning

I alla processer som på något sätt utnyttjar omgivningen, kommer också omgivningen att påverkas. Denna påverkan blir märkbar om systemet inte har en försumbar storlek (massa) i förhållande till omgivningen.

För potentiell energi är det tillgängliga arbetet mellan två ändliga massor som kan falla sträckan z mot varandra

$$E = \int_r^{r+z} m \frac{GM}{r^2} dr \approx \frac{mMGz}{r^2} \quad \text{om } z \ll r$$



Det tillgängliga arbetet påverkas alltså av omgivningen dvs massan M:s storlek. Samtidigt kommer tyngdpunkten för denna massa att förskjutas sträckan $\frac{m}{m+M} z$.

För kinetisk energi gäller likaså att exergin är beroende av båda massornas storlek enligt

$$E = \frac{mM}{m+M} \cdot \frac{v^2}{2}$$

samt att den ändliga omgivningsmassan M ändrar hastighet med beloppet $\frac{m}{m+M} v$.

4.2.1.4 Relativistiska effekter

Uttrycken ovan för potentiell och kinetisk energi gäller endast då alla relativa hastigheter är mycket mindre än ljushastigheten och så länge alla gravitationsfält är svaga (dvs då $v^2 \ll c^2$ och $gz \ll c^2$).

Relativistiska effekter behöver normalt inte beaktas för de energiformer som används i praktiken.

4.2.1.5 Mikroskopiska begränsningar

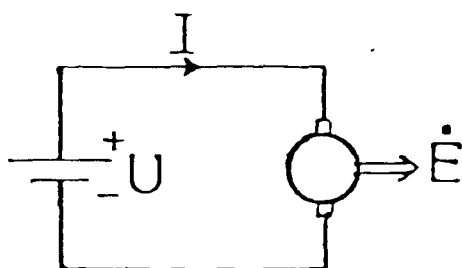
Mikroskopiska begränsningar kan vara av två olika slag, termiska eller kvantmekaniska.

Termiska effekter blir märkbara om energin per partikel mgz eller $1/2mv^2$ är jämförbar med den termiska energin kT per frihetsgrad.

Detta är fallet exempelvis för ett litet dammkorn, som faller i luften. På grund av molekylrörelserna kommer dammkornet inte att falla rakt ned utan röra sig oregelbundet med en medelhastighet nedåt. Detta medför att ett (eller många) dammkorn på en höjd av ca $z = kT/(mg)$ * inte kan uträtta något arbete. Exerginnehållet för ett dammkorn kan alltså skrivas som $E = mgz - \alpha kT$, där α är en konstant av storleksordningen 1.

Kvantmekaniska effekter blir märkbara om produkter av energi och tid eller rörelsemängd och läge är så små att de är av samma storleksordning som Plancks konstant $h = 6.6 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$. Dessa effekter har normalt ingen betydelse för makroskopiska system.

4.2.2 Elektrisk energi



Ett batteri, som avger strömmen I över en spänning U , avger ett exergiflöde, som är lika med den elektriska effekten.

$$\dot{E} = P = UI$$

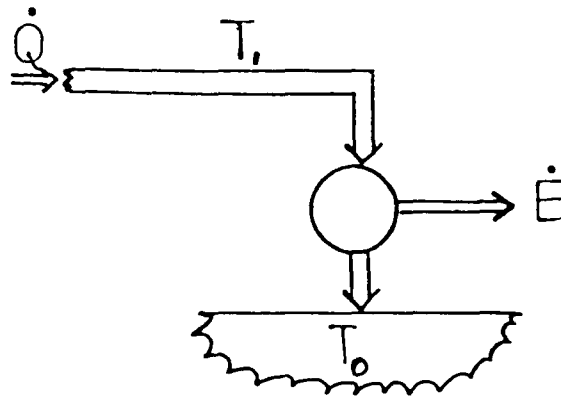
Liksom för mekanisk energi gäller för elektrisk energi att den kan betraktas som fullständigt omvandlingsbar till arbete.

För system som arbetar med så låga spänningar att de är jämförbara med det termiska bruset gäller inte sambandet ovan.

* Anm. för ett dammkorn med massan 10^{-15} kg är höjden

$$\frac{kT}{mg} = \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{10^{-15} \cdot 9.81} = 0.4 \text{ } \mu\text{m}$$

4.2.3 Värmefflöde



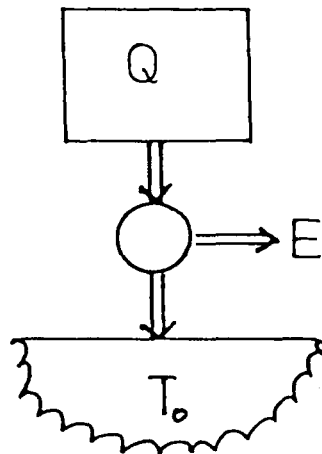
Antag att ett värmefflöde \dot{Q} finns tillgängligt vid temperaturen T_1 i en värmeledare. Med hjälp av en ideal värmemotor och en oändlig omgivning vid temperaturen T_0 kan detta värmefflöde uträtta arbetet (per tidsenhet)

$$\dot{E} = \frac{T_1 - T_0}{T_1} \dot{Q}$$

4.2.4 Värme i substans

För värme i substans kan både begränsade system och flödessystem studeras.

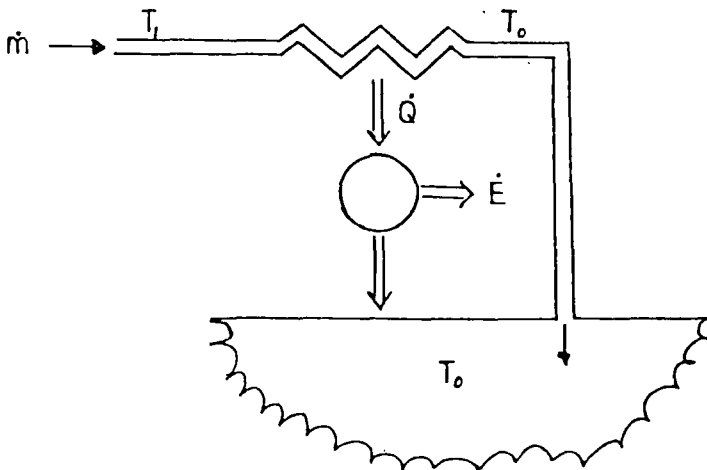
Begränsat system:



$$Q = \int_{T_0}^{T_1} c(T) dT$$

$$E = \int_{T_0}^{T_1} \frac{T - T_0}{T} c(T) dT$$

Flödessystem:



$$\dot{Q} = \dot{m} \int_{T_0}^{T_1} c_p(T) dT$$

$$\dot{E} = \dot{m} \int_{T_0}^{T_1} \frac{T-T_0}{T} c_p(T) dT$$

I det begränsade systemet finns värme tillgängligt i en kropp, som från början har temperaturen T_1 .

Innehållet av värmen i förhållande till omgivningstemperaturen T_0 är

$$Q = \int_{T_0}^{T_1} c(T) dT$$

Det maximala arbetet, som kan utvinnas ur temperaturskillnaden mellan kroppen och omgivningen, är

$$E = \int_{T_0}^{T_1} \frac{T-T_0}{T} c(T) dT$$

För några olika specialfall erhålls:

a) Konstant värmekapacitet

$$c(T) = c$$

$$Q = c(T_1 - T_0)$$

$$E = c(T_1 - T_0 - T_0 \ln \frac{T_1}{T_0}) = (1 - \frac{T_0}{T_1 - T_0} \ln \frac{T_1}{T_0}) \cdot Q$$

b) Konstant entropikapacitet

$$C(T) = AT$$

$$Q = A\left(\frac{T_1^2}{2} - \frac{T_0^2}{2}\right) = \frac{A(T_1 - T_0)(T_1 + T_0)}{2}$$

$$E = A\left(\frac{T_1^2}{2} - \frac{T_0^2}{2} - T_0 T_1 + T_0^2\right) = \frac{A(T_1 - T_0)^2}{2} = \frac{T_1 - T_0}{T_1 + T_0} Q$$

c) Latent värme t ex smältning vid T_s

$$C(T) = B\delta(T_s) \quad (T_0 < T_s < T_1)$$

$$Q = \int_{T_0}^{T_1} B\delta(T_s) dT = B$$

$$E = \int_{T_0}^{T_1} \frac{T - T_0}{T} B\delta(T_s) dT = B \frac{T_s - T_0}{T_s}$$

Kvoten mellan exergi och värme får alltså samma principiella utseende för en latent lagrad värmemängd som för ett värmefflöde.

I flödessystemet transporteras värmets av en fluid (vätska eller gas). Om denna har omgivningens tryck eller hela tiden har konstant tryck, kan endast värmeenergin omvandlas till mekaniskt arbete.

Ett massflöde m av en substans med temperaturen T_1 motsvarar, relativt en omgivningstemperatur T_0 , ett energiflöde

$$\dot{Q} = \dot{m}(h_1 - h_0) = \dot{m} \int_{T_0}^{T_1} c_p(T) dT$$

Exergiflödet som kan utvinnas är

$$\dot{E} = \dot{m} \int_{T_0}^{T_1} \frac{T - T_0}{T} c_p(T) dT = \dot{m}(h_1 - h_0 - T_0(s_1 - s_0))$$

Detta uttryck är helt likformigt med motsvarande uttryck för exergiinnehållet i en begränsad mängd. Specialfallen blir därför analoga. Om exempelvis värmekapaciteten c_p är konstant, gäller

$$\dot{E} = \left(1 - \frac{T_0}{T_1 - T_0} \ln \frac{T_1}{T_0}\right) \cdot \dot{Q}$$

Observera att exergiflödet för flödessystemet också kan uttryckas med hjälp av entalpi och entropi per massenhet.

4.2.5 Hydraulisk energi

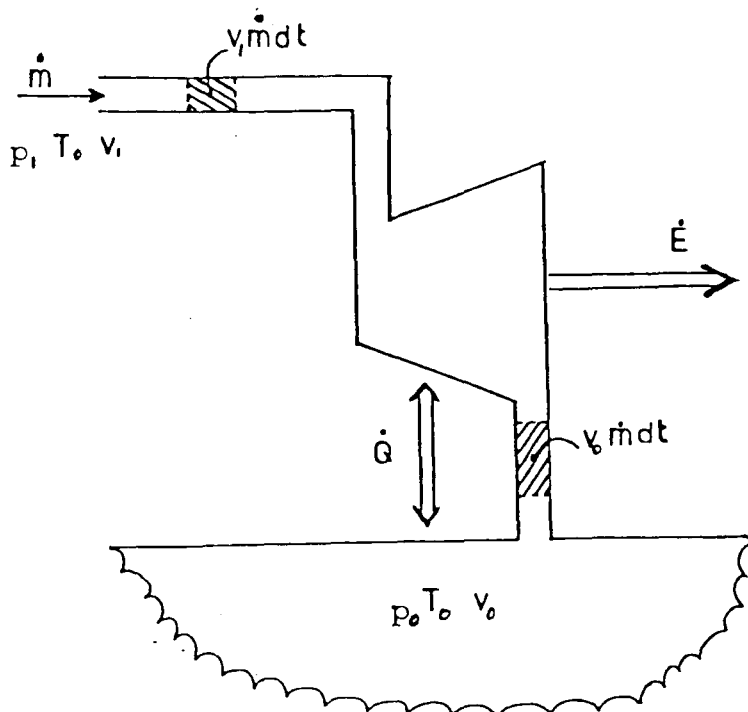
Med hydraulisk energi avses här endast tryckenergi.

Hydraulisk energi kan finnas tillgänglig både för begränsade system och flödessystem. Eftersom de senare har större praktisk betydelse, kommer endast flödessystem att behandlas.

Ett flöde av en vätska eller en gas med omgivningens temperatur kan inte transportera något nyttigt värme. Det termiska exerginnehållet är därför noll.

Om fluiden har ett tryck p , som är högre än omgivningstrycket p_0 , kan den med hjälp av en turbin uträtta arbete. Sker expansionen förlustfritt och isotermt genom värmeutbyte med omgivningen, blir arbetet lika med den hydrauliska exergin.

Det arbete som kan utvinnas med en sådan förlustfri turbin, kan delas upp i två delar. Dels erhålls arbetet från expansionen av varje masselement, som strömmar genom turbinen och dels uträttar den i tillflödet och avloppet omgivande fluiden ett arbete på varje masselement (det s k fulltrycksarbetet).



Ett masselement dm som strömmar genom den förlustfria turbinen uträttar arbetet

$$dm \int_{v_1}^{v_0} p dv$$

där v är volymen per massenhet.

Samtidigt uträttar den omgivande fluiden i tillopp och avlopp ett arbete på masselementet, som under den infinitesimala tiden dt är

$$\dot{m} dt (p_1 v_1 - p_0 v_0)$$

Per tidsenhet erhålls alltså arbetet

$$\dot{E} = \dot{m}(p_1 v_1 - p_0 v_0) + \dot{m} \int_{v_1}^{v_0} p dv = \dot{m} \int_{p_0}^{p_1} v dp$$

Flödet av exergi kan också uttryckas med värmestorheterna entalpi och entropi. Från första huvudsatsen $T ds = dh - v dp$ erhålls vid omgivningstemperaturen $T = T_0$:

$$\dot{E} = \dot{m} \int_{p_0}^{p_1} v dp = \dot{m} \int_0^1 (dh - T_0 ds) = \dot{m}(h_1 - h_0 - T_0(s_1 - s_0))$$

Observera att detta uttryck är identiskt med formeln för exergiinnehållet i en trycklös värmebärande fluid. Det bör alltså vara giltigt för en fluid som bär både värme och tryckenergi.

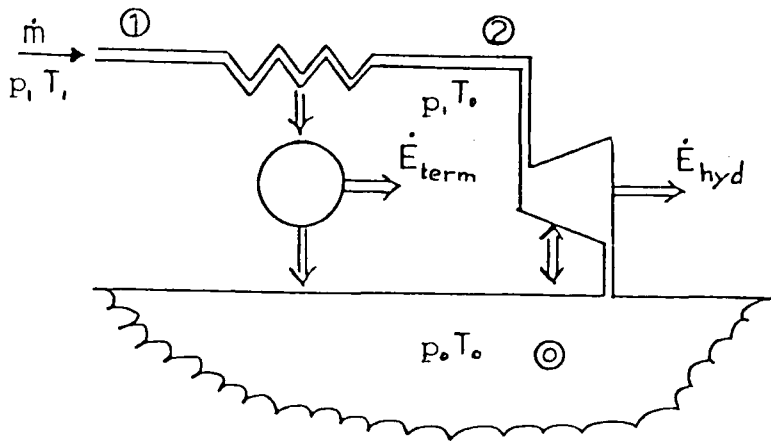
4.2.6 Strömmande medium

Antag att en medieström med en temperatur och ett tryck som skiljer sig från omgivningen finns tillgänglig. Fluidens exergiinnehåll kan utvinnas i två steg. Först med hjälp av en värmemotor från T_1 till $T_2 = T_0$, sedan med hjälp av en isoterm expansion från $p_2 = p_1$ till p_0 .

Enligt 4.2.4 och 4.2.5 ovan är det termiska respektive det hydrauliska exergiflödet

$$\dot{E}_{\text{term}} = \dot{m}(h_1 - h_2 - T_0(s_1 - s_2))$$

$$\dot{E}_{\text{hyd}} = \dot{m}(h_2 - h_0 - T_0(s_2 - s_0))$$



Den totala exergin är alltså

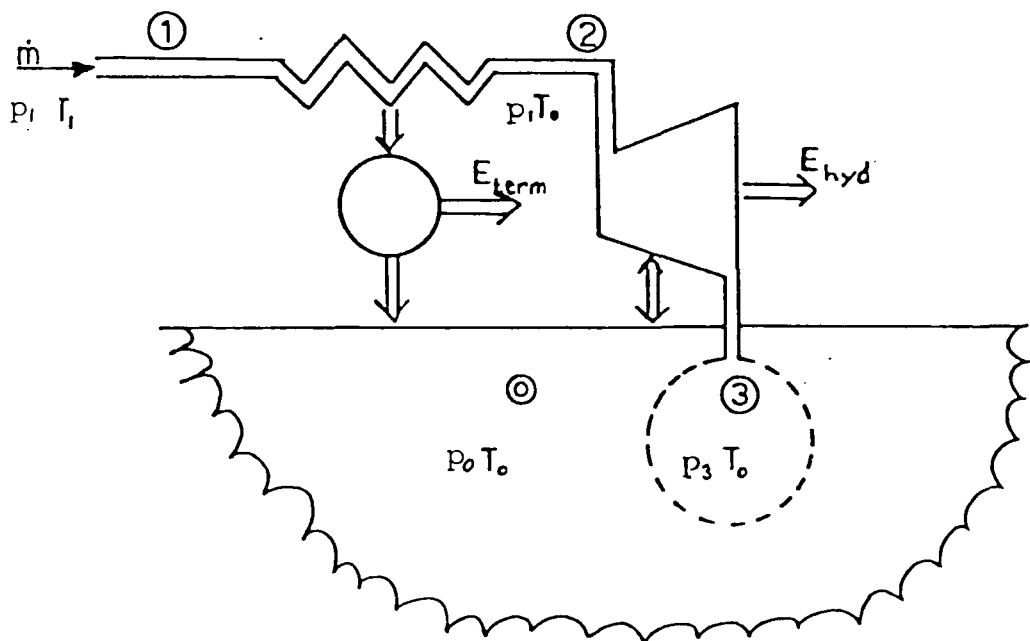
$$\dot{E} = \dot{m}(h_1 - h_0 - T_0(s_1 - s_0))$$

4.2.7 Omgivningskomponent eller osmotisk energi

En medieström av något ämne, som finns i omgivningen, kan uträtta arbete med hjälp av skillnader i temperatur, tryck eller koncentration.

Ämnet kan exempelvis vara koldioxid och omgivningen luft. Ett annat exempel är ett flöde av rent vatten till en omgivning av saltvatten. I bägge exemplen kan koncentrationsskillnaden, med t ex semipermeabla membran, omvandlas till tryckenergi och arbete.

Följande modell kan användas för att beräkna exergiinnehållet:



Modellen består av tre steg:

- 1-2 utnyttjande av den termiska exergin med ideal värmemotor
- 2-3 utnyttjande av den hydrauliska exergin (tryckexergin)
- 3-0 reversibel diffusion av ämnet till omgivningen.

I det första steget utnyttjas det termiska exergiflödet mellan T_1 och T_0 .

$$\dot{E}_{\text{term}} = \dot{m} \int_{T_0}^{T_1} \frac{T-T_0}{T_0} c_p(T) dT = \dot{m}(h_1 - h_2 - T_0(s_1 - s_2))$$

I det andra steget utnyttjas tryckenergin mellan p_1 och p_3 .

$$\dot{E}_{\text{hyd}} = \dot{m} \int_{p_3}^{p_1} v dp = \dot{m} \int_3^2 (dh - T_0 ds) = \dot{m} (h_2 - h_3 - T_0(s_2 - s_3))$$

Det tredje steget ger inget arbete, men istället erhålls vid jämvikt ett undertryck p_3 i förhållande till omgivningstrycket p_0 . Det totala exergiflödet blir alltså

$$\dot{E} = \dot{m}(h_1 - h_3 - T_0(s_1 - s_3))$$

Villkoret för jämvikt är att den kemiska potentialen för ämnet i medieströmmen är lika stor både i punkt 3 och i omgivningen.

Beteckna substansen i medieströmmen med x . x skall alltså ingå som en komponent i omgivningen. Jämvikt mellan 3 och 0 innebär att $\mu_{x3} = \mu_{x0}$.

För det rena ämnet x är den kemiska potentialen $\mu_{x3} = H_3 - T_3 S_3$ där $H_3 = M_x h_3$, $S_3 = M_x s_3$ är entalpi och entropi per mol av x . M_x är molvikten.

Eftersom $T_3 = T_0$ och $h_3 - T_0 s_3 = h_3 - T_3 s_3 = g_3 = \frac{\mu_{x3}}{M_x} = \frac{\mu_{x0}}{M_x}$

så blir exergiflödet

$$\dot{E} = \dot{m}(h_1 - T_0 s_1 - \frac{\mu_{x0}}{M_x})$$

Den kemiska potentialen μ_{x0} för substansen i omgivningen kan alltså betraktas som en nollnivå för exergin.

Den kemiska potentialen μ_{xO} är beroende av koncentrationen av x i omgivningen.

Är omgivningen en ideal gasblandning i vilken x ingår, gäller att $\mu_{xO}^* = \mu_x^* + RT_O \ln(p_{xO}/p_O)$, där μ_x^* är den kemiska potentialen för den rena gasen x, p_{xO} partialtrycket i omgivningen och p_O totaltrycket i omgivningen.

För den rena gasen gäller $\mu_x^* = M_x g = M_x (h - Ts)$. Exergiflödet för en medieström av en komponent i en gasformig omgivning (atmosfären) kan alltså skrivas som

$$\dot{E} = \dot{m}(h_1 - h_O - T_O(s_1 - s_O)) - \frac{RT_O}{M_x} \ln \frac{p_{xO}}{p_O}$$

där h_O och s_O avser entalpi respektive entropi för den rena gasen vid omgivningens totaltryck p_O och temperatur T_O .

I luft är partialtrycken för exempelvis gaserna kväve, koldioxid och helium 0.76, 0.00027 respektive 0.000005 gånger totaltrycket.

Exergiförlusten på grund av irreversibel blandning med luften vid utsläpp av dessa gaser blir $-RT_O \ln(p_{xO}/p_O)$ per mol.

Vid $T_O = 273$ K är denna blandningsförlust för:

kväve $-RT_O \ln \frac{p_{N_2}}{p_O} = -8.314 \cdot 273 \cdot \ln 0.76 = 623$ J/mol

koldioxid $-RT_O \ln \frac{p_{CO_2}}{p_O} = -8.314 \cdot 273 \cdot \ln 0.00027 = 18650$ J/mol

helium $-RT_O \ln \frac{p_{He}}{p_O} = -8.314 \cdot 273 \cdot \ln 0.000005 = 27700$ J/mol

Dessa koncentrationsexergier kan jämföras med motsvarande exergimängder på grund av övertryck eller en från omgivningen skild temperatur.

Det övertryck, som motsvarar blandningsförlusten är helt enkelt

$$p_1 = \frac{p_O^2}{p_{xO}}$$

Att blanda helium av atmosfärtryck med luft innebär alltså en lika stor exergiförlust som att strypa heliumgas från trycket $1/0.000005 = 200000$ bar till 1 bar.

Blandningsförlusten kan också jämföras med den termiska energin. Resultatet blir (om $\kappa = c_p/c_v$ är konstant)

$$\frac{T_1}{T_0} - \ln \frac{T_1}{T_0} = 1 - \frac{\kappa-1}{\kappa} \ln \frac{P_{xO}}{P_0}$$

Att exempelvis blanda kvävgas med luft innebär därför en lika stor exergiförlust som att släppa ut värmen från gasen vid 122°C till omgivningen vid 0°C, ty

$$1 - \frac{\kappa-1}{\kappa} \ln \frac{P_{xO}}{P_0} = 1 - \frac{0.4}{1.4} \ln 0.76 = 1.078 = \frac{395}{273} - \ln \frac{395}{273}$$

Ytterligare ett exempel på koncentrationsexergi är blandningen av sött och salt vatten. I en omgivning av salt havsvatten har rent vatten ett positivt exergiinnehåll.

Koncentrationsdelen av exergi är per mol vatten

$$RT \ln(\gamma_{H_2O} x_{H_2O}).$$

Koncentrationsskillnaden mellan sött och salt vatten kan utnyttjas i form av ett osmotiskt tryck. (Det osmotiska trycket π kan betraktas som koncentrationsexergi per volymenhet.) För utspädda saltlösningar är det osmotiska trycket $\pi \approx RTc_{\pm}$ där c_{\pm} är summan av antal mol joner per liter lösning. Salthalten i havsvatten (vid västkusten) är ca 23 kg/m³, vilket ger $c_{\pm} = 2 \cdot 23 \cdot 1000 / 58.4 = 787 \text{ mol/m}^3$.

Det osmotiska trycket mellan söt- och saltvatten blir alltså av storleksordningen $\pi \approx 8.314 \cdot 273 \cdot 787 \approx 1.8 \cdot 10^6 \text{ Pa} = 18 \text{ bar}$.

Att separera sötvatten från saltvatten kräver därför ett minsta arbete som motsvarar arbetet att lyfta sötvattenmängden ca 180 meter.

4.2.8 Flöde av blandade omgivningskomponenter

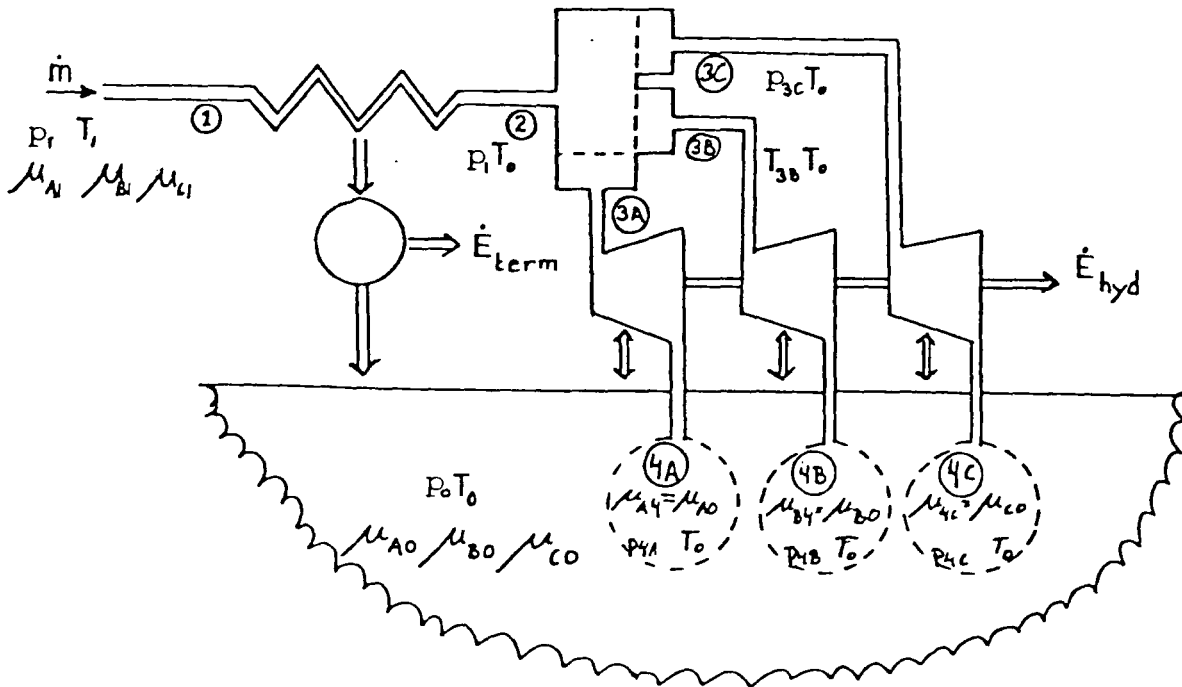
Många olika processer ger upphov till blandningar av ämnen, som redan finns i omgivningen. Ett exempel är förbränning, där produkterna kan vara H₂O, N₂ och CO₂.

Följande modell kan användas för att beräkna exergiinnehållet:

Modellen består av följande steg:

- 1-2 utnyttjande av den termiska exergin med ideal värmemotor
- 2-3A,B,C.. reversibel separation av medieströmmens komponenter
- 3A-4A.. utnyttjande av tryckenergin för varje komponent

4A,B,C-O reversibel diffusion av varje ämne till omgivningen



Separationen av medieströmmens komponenter är nödvändig för att processen skall vara reversibel.

Den termiska exergin är liksom i tidigare exempel

$$\dot{E}_{\text{term}} = \dot{m}(h_1 - h_2 - T_0(s_1 - s_2)) = \dot{m}(h_1 - T_0 s_1 - g_2)$$

(g_2 är Gibbs fria energi per massenhet i punkten 2. Observera att $g_1 = h_1 - T_1 s_1 \neq h_1 - T_0 s_1$.)

För system, där kemiska reaktioner eller blandningar av olika sammansättningar förekommer, är det praktiskt att använda mol som mått.

Följande beteckningar införs:

\dot{n}_j molflöde komponent j

$\dot{n} = \sum \dot{n}_j$ totalt molflöde

$H, S, \mu \equiv G$ entalpi, entropi, kemisk potential = Gibbs fria energi per mol blandning

$H_j, S_j, \mu_j \equiv G_j$ partiell entalpi osv

h, s, g entalpi osv per massenhet

$$x_j = \frac{\dot{n}_j}{\dot{n}} = \frac{n_j}{n} \quad \text{molandel av } j \text{ (} n_j \text{ och } n \text{ avser viss mängd, ej flöde)}$$

M_j molvikt för komponent j

$$H = \sum x_j H_j, \quad S = \sum x_j S_j, \quad \mu \equiv G = \sum x_j G_j = \sum x_j \mu_j,$$

$$H_j = \left(\frac{\partial(nH)}{\partial n_j} \right)_{p, T, n_{k \neq j}} \quad \text{osv}$$

Den termiska exergin är (uttryckt med molstorheter)

$$\dot{E}_{\text{term}} = \dot{n}(H_1 - T_0 S_1 - \mu_2)$$

Den hydrauliska exergin kan utvinnas genom att blandningen delas upp i olika komponenter. För komponent j erhålls

$$\dot{E}_{\text{hyd}, j} = \dot{n}_j (H_{j3} - H_{j4} - T_0 (S_{j3} - S_{j4})) = \dot{n}_j (\mu_{j3} - \mu_{j4})$$

För den reversibla separationen och för den reversibla blandningen med omgivningen gäller $u_{j3} = u_{j2}$ respektive $\mu_{j4} = \mu_{j0}$.

Den totala hydrauliska exergin, som kan utvinnas ur medieströmmen med hjälp av den givna omgivningen är

$$\dot{E}_{\text{hyd}} = \sum_j \dot{E}_{\text{hyd}, j} = \sum_j \dot{n}_j (\mu_{j2} - \mu_{j0}) = \dot{n} (\mu_2 - \mu_0)$$

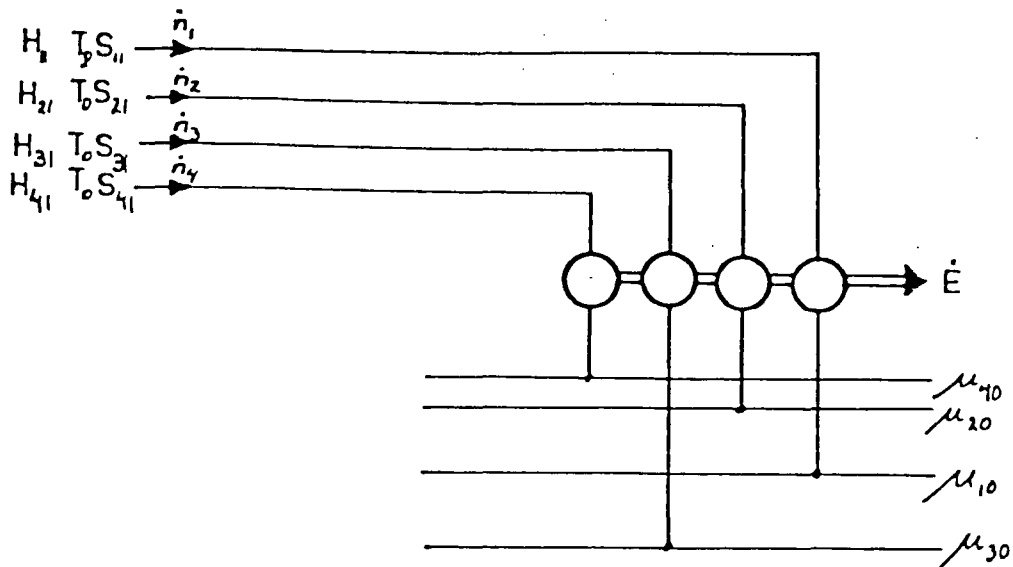
Det totala exergiflödet är

$$\dot{E} = \dot{E}_{\text{term}} + \dot{E}_{\text{hyd}} = \dot{n}(H_1 - T_0 S_1 - \mu_0)$$

där $\mu_0 = \sum x_j \mu_{j0}$ är den efter sammansättningen av medieströmmen viktade summan av omgivningens kemiska potentialer.

Exergiflödet kan följaktligen betraktas som en summa av produkter mellan molflöden \dot{n}_j för varje komponent med potentialskillnader mellan exergipotentialer $H_{j1} - T_0 S_{j1}$ och omgivningens kemiska potentialer μ_{j0} .

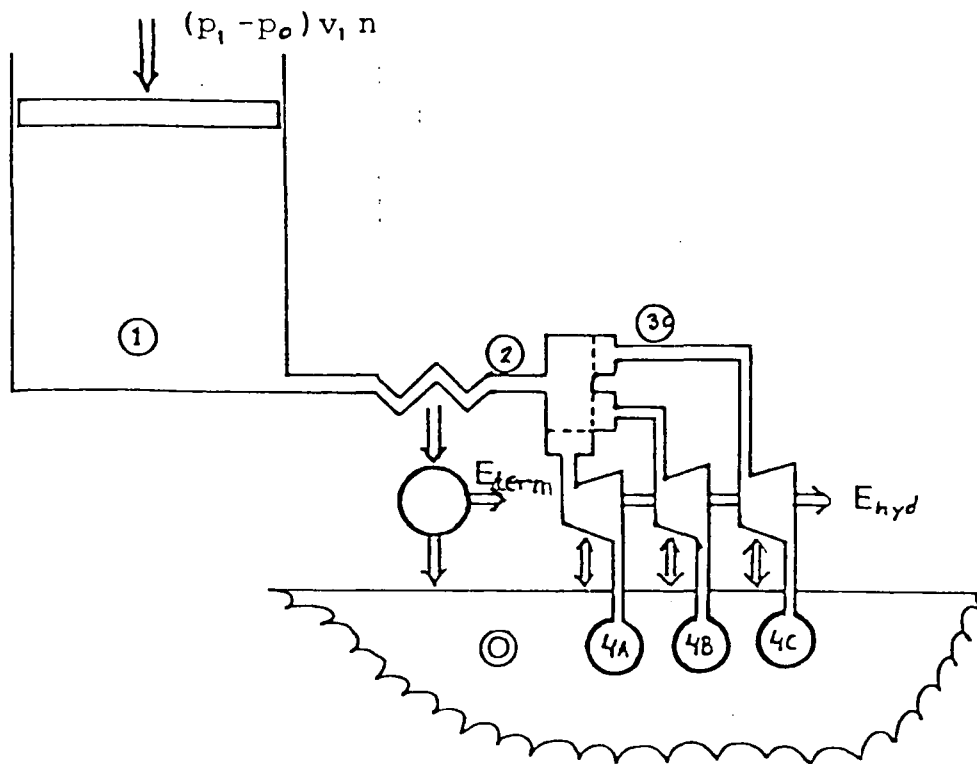
En analogi med elektriska kretsar skulle kunna se ut på följande sätt:



4.2.9 Begränsad mängd av blandade omgivningskomponenter

Liksom för värmeflöde och värmemängd är det skillnad mellan exergiinnehållet i ett medieflöde och i en mediemängd. Skillnaden beror på att arbete krävs eller erhålls när mediemängden förflyttas till omgivningen.

Modell:



Mediemängden kan tänkas vara en gas eller vätska med givet tryck och given temperatur innesluten i en behållare. Exergiinnehållet i mediemängden kan i princip utnyttjas genom att mediet får strömma genom en reversibel maskin, som utnyttjar den termiska och hydrauliska exergin för varje omgivningskomponent (se avsnitt 4.2.8 ovan). För att tömma behållaren under konstant tryck och temperatur, måste behållarens volym varieras. Om trycket är skilt från omgivningstrycket, kräver (eller ger) denna volymförändring ett arbete $(p_1 - p_o)V_1 n$, som skall subtraheras från den termiska och hydrauliska exergin.

Om den totala molmängden är n så erhålls, enligt ovan, ur medieflödet den totala flödesexergin

$$E_f = E_{\text{term}} + E_{\text{hyd}} = n(H_1 - T_o S_1 - \sum x_j \mu_{j_o})$$

Samtidigt krävs ett arbete $(p_1 - p_o)V_1 n$ för att driva ut mediet ur behållaren (V_1 är mediets volym per mol).

Den totala exergimängden, som kan utvinnas, är alltså

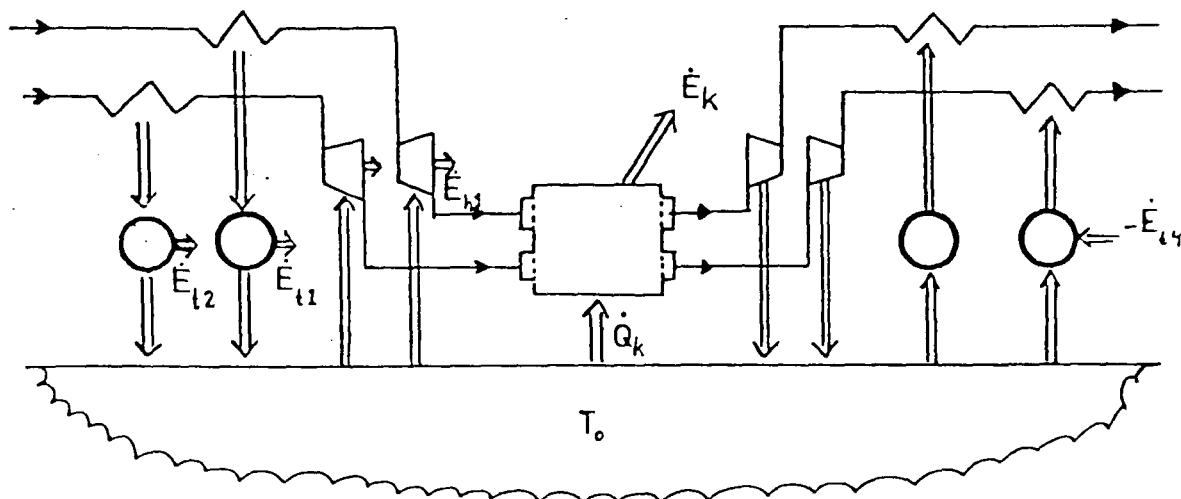
$$E = n(H_1 - T_o S_1 - \sum x_j \mu_{j_o} - (p_1 - p_o)V_1) = n(U_1 + p_o V_1 - T_o S_1 - \sum x_j \mu_{j_o})$$

Detta uttryck för exergi förekommer oftare i litteraturen än motsvarande uttryck $H_1 - T_o S_1 - \sum x_j \mu_{j_o}$ för en medieström. Eftersom de flesta verkliga system oftast betraktas som kontinuerliga (med flöden i stället för begränsade mängder) är sannolikt det senare uttrycket mer användbart.

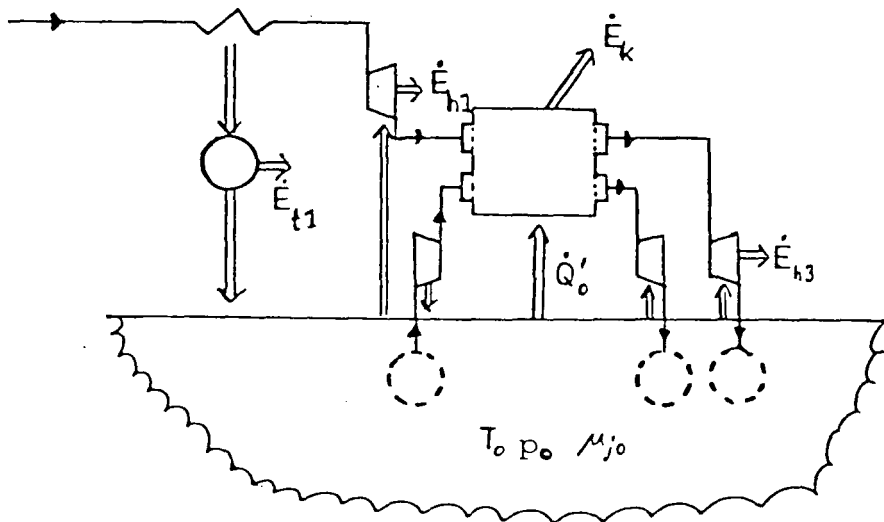
4.2.10 Kemisk exergi

Figurerna nedan är exempel på modeller, som kan användas för att härleda exergiinnehållet i medieströmmar, som reagerar kemiskt.

Modell A (sluten mot omgivningen)



Modell B (öppen mot omgivningen)



Modellprocesserna byggs upp av komponenter, som reversibla värmemotorer, värmepumpar, isoterma turbiner och kompressorer, semipermeabla membran samt en reversibel reaktionskammare.

I reaktionskammaren sker den önskade reaktionen vid omgivningens temperatur T_0 (med hjälp av en tänkt katalysator).

Arbete utvinns eller förbrukas med de olika värmemaskinerna och strömningsmaskinerna. Arbete kan också tänkas utvinnas direkt från den reversibla reaktionskammaren (t ex med hjälp av en bränslecell). Detta är dock inte nödvändigt, eftersom partialtrycken i kammaren kan väljas så att motsvarande arbete utvinns med strömningsmaskinerna.

Beteckna grupperna av råvaror (reaktanter), produkter och omgivningskomponenter R, P respektive O.

En kemisk reaktion kan alltid skrivas symboliskt som en summa

$$\sum_{j \in RUP} \nu_j J$$

där ν_j är antalet molekyler J , som ingår i reaktionsformeln $\nu_j > 0$ för produkter ($j \in P$) och $\nu_j < 0$ för råvaror ($j \in R$).

Varje substans J har en viss absolut bildningsentropi och bildningsentalpi, så att en energi- och entropibalans kan göras för reaktionen. Dessa bildningsstorheter definieras oftast vid ett standardtillstånd (t ex 25°C och 1 atm.). Här betecknas bildningsstorheterna vid standardtillståndet med H_j^* , S_j^* respektive μ_j^* . Oftast avses då rena substanser.

De olika råvarorna och produkterna kan vara tillgängliga respektive avges vid temperaturer och tryck, som är helt skilda från omgivningens T_0 och p_0 . Eventuella omgivningskomponenter ($j \neq 0$) tas eller avges givetvis vid T_0 och p_0 .

Inför följande beteckningar:

H_j, S_j, μ_j	partiell entalpi, entropi och kemisk potential till eller från hela modellprocessen
H'_j, S'_j, μ'_j	motsvarande storheter innan respektive efter reduktionskammaren
T_0, p_0, μ_{j0}	omgivningsstorheter
\dot{Q}	värme från omgivningen till hela processen
\dot{Q}_k	värme från omgivningen till reaktionskammaren
\dot{E}	totalt arbete (exergi) från processen
\dot{E}_k	arbete från reaktionskammaren (kan vara = 0)
\dot{n}_j	molflöde <u>från</u> processen ($j \in R \Rightarrow \dot{n}_j < 0$)

Antag att alla flöden till och från reaktionskammaren har omgivningstemperaturen T_0 . Trycken p_j kan vara skilda från p_0 . För själva reaktionskammaren kan en energi- och entropibalans göras. Genom att fixera temperaturen till T_0 så gäller för den kvasistatiska processen att entropiflödet till kammaren blir

$$\dot{S}_k = \frac{\dot{Q}_k}{T_0}$$

$$\text{Energibalans} \quad \dot{E}_k = \dot{Q}_k - \sum_{j \in R \cup P} \dot{n}_j H'_j$$

$$\text{Entropibalans} \quad \dot{S}_k = \frac{\dot{Q}_k}{T_0} = \sum \dot{n}_j S'_j$$

$$\text{Eliminering av } \dot{Q}_k \text{ ger} \quad \dot{E}_k = \sum \dot{n}_j (T_0 S'_j - H'_j) = - \sum \dot{n}_j \mu'_j$$

Till denna "kemiska" exergi kommer dock bidrag från termisk och eventuellt hydraulisk exergi på grund av att alla flöden inte har omgivningens tryck och temperatur.

Den exergi, som kan utvinnas ur t ex en reaktantström är (i analogi med tidigare exempel)

$$\dot{E}_j = \dot{E}_{tj} + \dot{E}_{nj} = -\dot{n}_j (H_j - T_0 S_j - \mu'_j)$$

Från hela modellprocessen erhålls den totala effekten

$$\dot{E} = \dot{E}_k + \sum \dot{E}_j = - \sum_{j \in RUP} \dot{n}_j (H_j - T_0 S_j)$$

Observera att denna formel är mycket lik den enkla definitionen av exergi utan "diffusionstermen" $\sum x_j \mu_{j0}$.

Formeln gäller för alla typer av kemiska reaktioner, även sådana där både reaktanter och produkter tillhör omgivningen. För de fall omgivningskomponenter ingår i reaktionen, kan $H_j - T_0 S_j$ ersättas med μ_{j0} (helt enkelt på grund av att omgivningens temperatur är T_0). Formeln för exergiflödet skulle alltså kunna skrivas som

$$\dot{E} = - \sum_{j \in (RUP)/O} \dot{n}_j (H_j - T_0 S_j) - \sum_{j \in O} \dot{n}_j \mu_{j0}$$

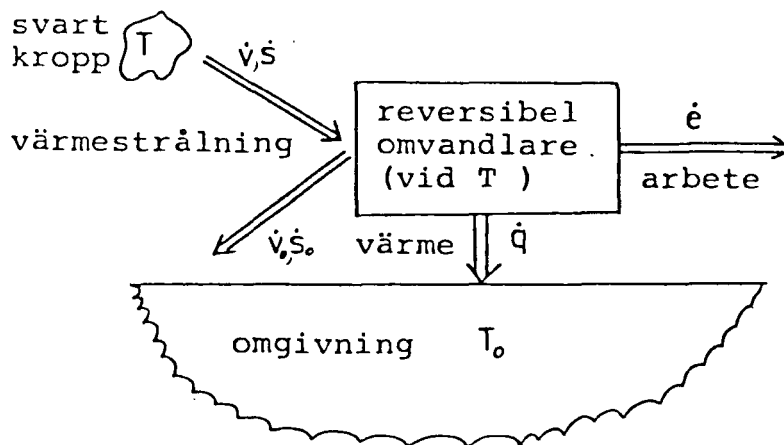
4.2.11 Värmestrålning

För värmestrålning från en svart kropp gäller att energi respektive entropiflöde per yt- och tidsenhet är

$$\dot{u} = \sigma T^4 \text{ respektive } \dot{s} = \frac{4}{3} \sigma T^3$$

där $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/K}^4$

Den reversibla omvandlaren kan illustreras med följande figur:



Exergiflödet \dot{e} som är associerat med värmestrålningen härleds enklast genom att första och andra huvudsatsen tillämpas på en ideal reversibel process. Denna process omvandlar värmestrålningen till arbete och värme vid omgivningens temperatur. Omvandlaren kan inte ta emot värmestrålning utan att själv stråla ut värme, principen om detaljerad balans.

Om man bortser från problemet med formfaktorer, absorberar omvandlaren (svart kropp) energi- och entropiflödena

$$\dot{u} = \sigma T^4 \quad \text{respektive} \quad \dot{s} = \frac{4}{3} \sigma T^3$$

Samtidigt emitteras (eftersom omvandlaren har omgivningens temperatur och kan antas vara en svart kropp) flödena $u_o = \sigma T_o^4$ respektive $s_o = \frac{4}{3} \sigma T_o^3$ till omgivningen.

1:a huvudsatsen ger $\dot{u} = \dot{u}_o + \dot{q}$.

Eftersom omvandlaren är reversibel, sker ingen entropiproduktion.

2:a huvudsatsen ger då $\dot{s} = \dot{s}_o + \frac{\dot{q}}{T_o}$

Arbetet eller exergiflödet som kan utvinnas ur värmestrålningen blir

$$\begin{aligned} \dot{e} &= \dot{u} - \dot{u}_o - \dot{q} = \dot{u} - \dot{u}_o - T_o(\dot{s} - \dot{s}_o) = \sigma(T^4 - T_o^4) - \frac{4}{3} T_o(T^3 - T_o^3) = \\ &= \sigma T^4 \left(1 + \frac{1}{3} \left(\frac{T_o}{T} \right)^4 - \frac{4}{3} \frac{T_o}{T} \right) \end{aligned}$$

Exergiandelen i värmestrålningen från en svart kropp som träffar en annan svart kropp är alltså

$$\eta = \frac{\dot{e}}{\dot{u}} = 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{T_o}{T} \right)^4 - \frac{4}{3} \frac{T_o}{T}$$

Detta är den högsta teoretiska verkningsgraden för omvandling av strålning mellan två svarta kroppar till arbete.

För exempelvis solljus gäller om solen och en solfångare på jorden jorden liknas vid två svarta kroppar med temperaturen $T = 6000 \text{ K}$ och temperaturen $T_o = 300 \text{ K}$, som också antas vara omgivningstemperaturen, att exergiandelen blir

$$\eta(\text{solljus}) = 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{300}{6000} \right)^4 - \frac{4}{3} \frac{300}{6000} = 0.933$$

Denna verkningsgrad är helt orealistisk att uppnå med de idag kända metoderna (fotoelektriskt, fotokemiskt, termiskt eller med biologisk fotosyntes) för omvandling av solljus till någon annan energiform.

Det finns en mängd olika orsaker som gör verkliga omvandlingsprocesser betydligt mindre effektiva än vad som är teoretiskt möjligt. För fotoelektrisk omvandling av solljus till elenergi med hjälp av halvledare kan nämnas geometrieffekter, reflektion, absorption, rekombination av elektron-hål-par, begränsad konduktivitet, att fotoner med lägre energi än bandgapet överhuvudtaget inte utnyttjas samt att fotoner med högre energi än bandgapet utnyttjas

mindre effektivt.

En relativt grundlig genomgång av de teoretiskt maximala verkningsgraderna för omvandling av värmestrålning till arbete har presenterats av Landsberg och Tonge (Landsberg och Tonge 1980).

4.2.12 Material

Material mäts vanligen i rent kvantitativa enheter som vikt, volym eller antal. Dessa mått är ofta valda av rent praktiska eller traditionella skäl. Det enda idag existerande gemensamma mått som används för att kvantifiera material eller varor är annars ekonomiskt värde, vilket också är kopplat till varans egenskaper.

Exergi, som ju definitionsmässigt är ett mått på varors fysiska värde, kan på motsvarande sätt användas för att erhålla ett annat jämförbart mått på olika varor.

Analogt med energins kvalitet kan kvaliteten hos en materialform anges som mängden exergi (per mängdenhet) för den aktuella materialformen. Den renaste materialformen har då en fullständigt bestämd sammansättning och inre struktur, vilket medför att entropin är nära noll. Verkliga ämnen har högre entropi och därmed lägre kvalitet, som avtar med graden av utspädning eller blandning. En mycket schematisk beskrivning av detta återges i tabellen nedan. Vi ser att en koncentrerad mineralfyndighet som förädlas till en vara får ett högre exergiiinnehåll. Sprids materialet ut i mark, luft eller vatten sjunker exergivärdet mot noll.

Genom att betrakta exergin som ett fenomen, vilket yttrar sig på olika sätt, ser man klarare hur exergin utnyttjas. Sålunda "växlar" man så att säga exergi i form av högvärdig energi mot exergi i form av högvärdigt material då man anrikas och förädlar en mineralförekomst.

En mycket förenklad beskrivning av hur exergiiinnehållet i material kan beräknas, ges nedan.

Anta att trycket p och temperaturen T hålls konstanta vid en omvandling dvs $p = p_0$ och $T = T_0$, då gäller från det generella uttrycket för exergin att

$$E = \sum n_i (\mu_i - \mu_{i0})$$

där E = exergin

n_i = antal mol av material i

μ_i = kemisk potential för material i i sitt aktuella tillstånd

och μ_{i0} = kemisk potential för material i i omgivningen

Materialform	kvalitetsindex*
Rent material med välordnad inre struktur ¹	mycket nära 100
Verkliga material som ovan ²	nära 100
Rik mineralförekomst ³	50-80
Malm	ca 50
Fattig mineralförekomst ⁴	20-50
Material löst i luft, vatten eller mark	nära 0

¹ t ex en fullständigt ren diamant

² t ex guld, stål eller plast

³ t ex havsnoduler eller en oljekälla

⁴ t ex bauxit eller oljesand

Anta vidare att det aktuella materialet endast avviker från omgivningen i kemisk potential μ och koncentration c . Anta också att den kemiska potentialen kan skrivas

$$\mu_i = \mu_i^0 + kT_0 \ln c_i$$

där μ_i^0 är kemiska potentialen för material (ämne) i relativt sitt givna referenstillstånd. Då kan exergin skrivas

$$E = \sum n_i (\mu_i^0 - \mu_{i0}^0) + kT_0 \sum n_i \ln \frac{c_i}{c_{i0}}$$

Har vi endast ett material blir alltså exergin

$$E = n \cdot (\mu^0 - \mu_0^0) + kT_0 \ln \frac{c}{c_0}$$

4.2.13 Kärnenergi

Då partiklarna i en atomkärna omgrupperas till ett entropiskt mer fördelaktigt tillstånd, dvs mer sannolikt tillstånd, frigörs exergi. Vid fissionsprocesser sker detta genom sönderdelning av tunga atomkärnor och vid fusionsprocesser slås lätta atomkärnor ihop till tyngre.

* Definierat som 100 gånger

Exergin i den aktuella materialformen per mängdenhet

Exergin i "rent" material med känd inre struktur per mängdenhet

Skillnaden i bindningsenergi mellan ursprungstillståndet och sluttillståndet frigörs därigenom och ger upphov till rörelseenergi hos partiklarna, företrädesvis neutroner. Energitillskottet kan också uttryckas som en ändring av massan genom sambandet

$$Q = \Delta m \cdot c^2$$

där c är ljusets hastighet i vakuum.

Den förlorade massan är dock mycket liten i förhållande till den ursprungliga massan. Vid fission förlorar således t ex uran-235 ca 1^o/100 av sin massa och vid fusion då deuterium (H^2) ombildas till helium blir massförlusten ca 64^o/100.

Eftersom en del av den frigjorda energin i de flesta fall återfinns som neutrinostrålning, vilken i praktiken kan betraktas som icke tillgänglig, kan exergin för kärnenergi skrivas

$$E = \Delta m \cdot c^2 - Q_{\text{neutrino}}$$

Neutrinoenergin kan i vissa fall uppgå till ca 5% av den totalt frigjorda energin.

4.3 Information och exergi

Exergi är ju ett mått på hur mycket ett system avviker från jämviktstillståndet med omgivningen. Ju mer ett system avviker från jämvikt desto mer information krävs för att beskriva det och desto större blir dess kapacitet att bära information. Exergi och information (eller informationskapacitet) är därför intimt förknippade med varandra. Denna koppling är av fundamental betydelse och en brygga mellan informationsteorin och den statistiska mekaniken, vilken ju utgör grunden för termodynamiken. Låt oss därför härleda detta samband.

Betrakta ett system som kan inta n tillåtna tillstånd, makrotillstånd. Låt sannolikheten för det j :te tillståndet vara p_j och följande gälla:

$$\left\{ \begin{array}{l} p_j \geq 0; j=1, \dots, n \\ \sum_{j=1}^n p_j = 1 \end{array} \right.$$

Denna sannolikhetsfördelning kan sägas beskriva systemets verkliga tillstånd.

Entropin för systemet är då definierad enligt statistisk mekanik som:

$$S = -k \sum_{j=1}^n p_j \ln p_j$$

där k är Boltzmanns konstant.

Sannolikheterna vid jämvikt p_j^0 är sådana att de maximerar entropin oavsett vilka yttre villkor som finns på systemet dvs:

$$S_{\text{jämvikt}} = S_{\text{max}} = -k \sum_{j=1}^n p_j^0 \ln p_j^0$$

Den tillgängliga negentropin (anentropin), $-S$, för systemet beskrivs då med hjälp av sannolikheterna p_j som:

$$S_{\text{jämvikt}} - S = k \left(\sum_{j=1}^n p_j \ln p_j - \sum_{j=1}^n p_j^0 \ln p_j^0 \right)$$

Den tillgängliga informationskapaciteten I blir då, enligt informationsteorin, i binära enheter (bitar):

$$I = \frac{1}{\ln 2} \left(\sum_{j=1}^n p_j \ln p_j - \sum_{j=1}^n p_j^0 \ln p_j^0 \right)$$

Som exempel kan vi anta att ett system består av N olika partiklar med vardera två möjliga tillstånd, mikrotillstånd. Då gäller att $n = 2^N$. Om det inte finns några ytterligare villkor så måste gälla att alla p_j^0 är lika med 2^{-N} . Totala informationen om systemet (t ex $p_j = 1$ och alla övriga lika med 0) ger då att $I = N$. För varje partikel finns alltså information som motsvarar ett ja- eller ett nej-svar till en speciell fråga. Varje sådant svar motsvarar ju en binär enhet (bit) av information.

Från de två ekvationerna närmast ovan ser vi att negentropi och informationskapacitet är nära relaterade:

$$S_{\text{jämvikt}} - S = k' I$$

där $k' = k \ln 2 \approx 1.0 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$

En bit informationskapacitet är alltså ekvivalent med $1.0 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ av negentropi.

Från härledningen av exergibegreppet har vi en relation mellan exergi och anentropi som är:

$$E = T_0 (S_{\text{jämvikt}}^{\text{tot}} - S^{\text{tot}})$$

tot står för det totala systemet vilket här endast kallas systemet.

Kombinerar vi denna relation med uttrycket för $I(S)$ ovan får vi följande relation mellan exergi och informationskapacitet:

$$E = k' T_0 I$$

Alltså gäller att $k' T_0 \approx 2.9 \cdot 10^{-21} \text{ J}$ är mängden exergi som är relaterad till en bit informationskapacitet vid rumstemperatur.

Det bör observeras att information eller snarare informationskapacitet, inte nödvändigtvis måste vara ett mått på meningsfull information. Informationskapacitet är endast ett mått på ordning, struktur eller variation.

Såsom exempel kan nämnas att nettoinflödet av informationskapacitet till jorden från solen per sekund är ungefär:

$$\frac{1.2 \cdot 10^{17} \cdot 0.933}{2.9 \cdot 10^{-21}} \approx 4 \cdot 10^{37} \text{ bitar}$$

Av detta utnyttjar mänskligheten endast en bråkdel av ca $5 \cdot 10^{13}$. Förhållandet mellan utnyttjad och tillgänglig informationskapacitet blir 10^{-24} . Samma förhållande för energiomsättning blir $1 \cdot 10^{-4}$. Det outnyttjade informationsflödet från solen är alltså enormt. En del av förklaringen till detta följer nedan.

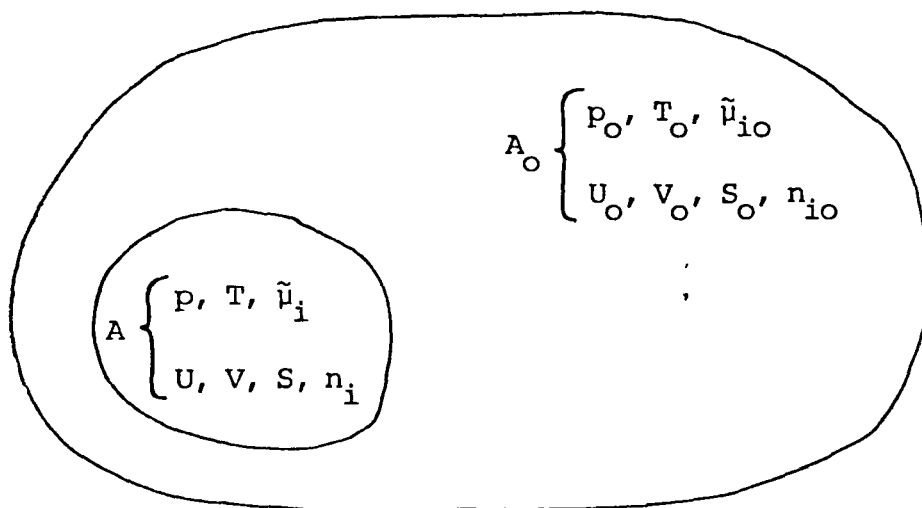
Information måste lagras och transporteras med hjälp av metoder som är så säkra som möjligt. För att uppnå detta använder man redundanta koder och vid kopiering tillåts dissipation av extra energi för att göra processen irreversibel (enkelriktad). Kvaliteten i överföringen ökar på bekostnad av en del informationskapacitet.

Vid vardagskommunikation av information är energianvändningen ganska hög. Därför blir exergi per bit-förhållandet högt, vilket medför att endast en liten del av den tillgängliga informationskapaciteten används. Som nämnts tidigare används därför endast en liten del av den till jorden instrålade informationskapaciteten. Om man tar i beaktande omvandlingen av exergi i solljuset till ordnade strukturer av växterna, inser man dock att trots att endast en liten del av det primära informationsflödet tas tillvara är det ändå enorma mängder.

4.4 Generell härledning av exergibegreppet

En härledning av exergibegreppet kan göras utifrån enkla termodynamiska samband för tillståndsförändringar som relateras till begreppet arbete.

Antag att vi har ett system A i en stor homogen referensomgivning (reservoir) A_0 som bestäms av de intensiva parametrarna p_0 , T_0 och $\tilde{\mu}_{i0}$ (tryck, temperatur och generaliserad kemisk potential*). Låt de intensiva parametrarna för A betecknas p , T och $\tilde{\mu}_i$. De motsvarande extensiva parametrarna för A och A_0 betecknas U , V , S och n_i (inre energi, volym, entropi och antal mol av olika ämnen) respektive U_0 , V_0 , S_0 och n_{i0} för A_0 , figuren nedan.



Systemet A i en omgivning A_0

Antag att alla extensiva parametrar för A är mycket mindre än motsvarande parametrar för A_0 och vidare att det totala systemet AUA_0 är isolerat från den övriga omgivningen fränsett arbetet W som på ett kontrollerat sätt tas ur det totala systemet,

$$\begin{cases} U \ll U_0 \\ V \ll V_0 \\ n_i \ll n_{i0} \end{cases}$$

* den generaliserade kemiska potentialen kan tänkas inkludera alla övriga intensiva fenomen som kemisk potential, elektrisk potential, magnetisk potential, mekanisk spänningspotential, tyngdkraftspotential, elektromagnetisk strålningspotential etc.

$$\left\{ \begin{array}{l} U+U_0+W = \text{konstant} \\ V+V_0 = \text{konstant} \\ n_i+n_{i0} = \text{konstant} \end{array} \right.$$

Antag vidare att A och A₀ var för sig är i inre jämvikt.

Växelverkan mellan A och A₀ antas kunna ske under kontroll längs den gemensamma systemgränsen. På grund av den relativa litenheten hos A, påverkas inte de intensiva parametrarna i A₀ av ändringen i A, dvs

$$dp_0 = dT_0 = d\tilde{\mu}_{i0} = 0$$

Differentialen av de extensiva storheterna ovan blir vidare

$$\left\{ \begin{array}{l} dU + dU_0 + dW = 0 \\ dV_0 + dV = 0 \\ dn_i + dn_{i0} = 0 \end{array} \right.$$

där dW är energi taget ur det totala systemet som yttre arbete.

Entropidifferensen för reservoiren A₀ är enligt termodynamiken

$$dS_0 = \frac{1}{T_0} (dU_0 + p_0 dV_0 - \sum \tilde{\mu}_{i0} dn_{i0})$$

som kan transformeras till

$$dS_0 = -\frac{1}{T_0} (dU + p_0 dV - \sum \tilde{\mu}_{i0} dn_i) - \frac{dW}{T_0}$$

Den totala entropidifferensen hos det totala systemet blir

$$\begin{aligned} dS^{\text{tot}} &= dS + dS_0 = \\ &= -\frac{1}{T_0} (dU + p_0 dV - T_0 dS - \sum u_{i0} dn_i) - \frac{dW}{T_0} \end{aligned}$$

Detta kan skrivas som

$$dS^{\text{tot}} = -\frac{1}{T_0} (dE+dW)$$

där $E = U + p_0 V - T_0 S - \sum \tilde{\mu}_{i0} n_i$

Om Gibbs relation

$$U = TS - pV + \sum \tilde{\mu}_i n_i$$

införs fås

$$E = S(T-T_0) - V(p-p_0) + \sum n_i(\tilde{\mu}_i - \tilde{\mu}_{i0})$$

av vilket vi klart ser att E försvinner vid jämvikt, dvs då

$$p = p_0$$

$$T = T_0 \quad \Leftrightarrow \quad E = 0$$

$$\tilde{\mu}_i = \tilde{\mu}_{i0}$$

Storheten E definierad i uttrycket ovan kallas exergi. För att förstå innebörden i detta begrepp låt oss anta att systemet A går mot jämvikt med sin omgivning A₀ och att arbetet ΔW utförs vid denna process. Antag också att den totala entropin S^{tot} ändras med ΔS^{tot}. Exergin ändras med mängden -E från E till 0. Då fås att

$$\Delta S^{\text{tot}} = -\frac{1}{T_0} (-E + \Delta W)$$

eller

$$\Delta W = E - T_0 \Delta S^{\text{tot}}$$

Eftersom

$$\Delta S^{\text{tot}} \geq 0$$

enligt termodynamikens andra huvudsats fås att

$$\Delta W \leq E$$

där likhet gäller endast då ΔS^{tot} = 0, dvs för reversibla processer.

Alltså är exergin E, så som den definieras ovan, det maximala arbete som kan utvinnas ur ett system under växelverkan med sin omgivning.

Omgivningen kan också representeras av ett godtyckligt sluttillstånd för det aktuella systemet. Detta kan t ex vara användbart då omgivningen är svårbestämbar eller saknar betydelse, som vid en ren tillståndsförändring av systemet.

Låt nu U_{jv}, V_{jv}, S_{jv} och n_{i,jv} beteckna de extensiva parametrarna för systemet A efter det att fullständig jämvikt med omgivningen har uppnåtts. Då gäller det att E_{jv} = 0 och enligt definitionen av exergi ovan fås

$$0 = U_{jv} + p_0 V_{jv} - T_0 S_{jv} - \sum \tilde{\mu}_{i0} n_{i,jv}$$

som subtraherat från uttrycket för exergin ger

$$E = U - U_{jv} + p_0(V - V_{jv}) - T_0(S - S_{jv}) - \sum \tilde{\mu}_{i0}(n_i - n_{i,jv})$$

Detta uttryck för exergin har också ofta förekommit i litteraturen och är en ofta enkel metod att bestämma exergin.

Utgående från uttrycken ovan för exergin kan ändringar i andra begränsade termodynamiska potentialer som Gibbs fria energi G , Helmholtz fria energi F samt entalpin H härledas som specialfall av ändringar i exergin E ,

$$G = U + pV - TS \quad \text{dvs} \quad \Delta E = \Delta G \text{ då } \Delta n_i = 0, p = p_0 \text{ och } T = T_0$$

$$F = U - TS \quad \text{dvs} \quad \Delta E = \Delta F \text{ då } \Delta n_i = 0, \Delta V = 0 \text{ och } T = T_0$$

$$H = U + pV \quad \text{dvs} \quad \Delta E = \Delta H \text{ då } \Delta n_i = 0, \Delta S = 0 \text{ och } p = p_0$$

Dessa samband ger direkt de begränsningar som gäller vid tillämpningar av de olika uttrycken för arbete.

5 Potential och flödesmetoder

5.1 Beskrivning av olika energiformer med ström- spänning- analogin

I analogi med elläran kan ett energiflöde delas upp i en produkt av ström och spänning, potentialskillnad. Ett första problem är att välja hur denna uppdelning skall ske. Andra problem är att hantera energiflöden med en eller flera energiformer.

I följande delavsnitt behandlas dessa problem för olika mer eller mindre komplicerade energiformer. Därefter följer i avsnitt 5.2 en specifikation på hur en ström-spänninganalogi bör utformas.

5.1.1 Värmefflöde

Det finns åtminstone två sätt att dela upp ett värmefflöde i en produkt av en potential och en ström. Antingen anges värmefflödet som en produkt av absolut temperatur och entropiflöde.

$$\dot{Q} = T\dot{S}$$

Alternativt betraktas entropiflödet som en produkt av inverterad temperatur och värmefflöde.

$$\dot{S} = \frac{1}{T} \dot{Q}$$

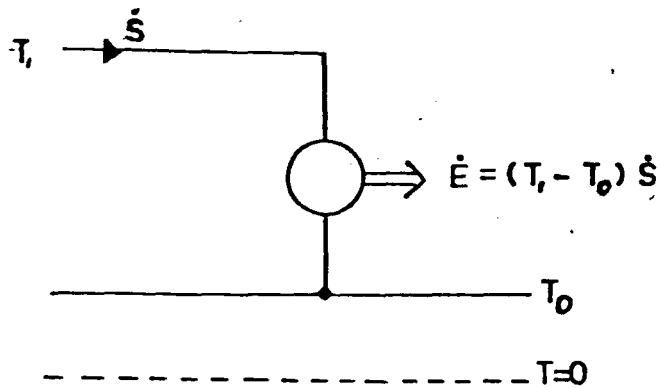
Det finns fördelar med båda dessa alternativ. Endast det första alternativet liknar dock elläran på så sätt att produkten av ström och spänning har dimensionen effekt. Fördelen med att produkten har dimensionen effekt är att jämförelser med andra energislåg förenklas.

Ett värmefflöde vid temperaturen T_1 kan alltså betraktas som en produkt av en entropiström S och en absolut potential T_1 (observera olikheterna med elläran där inga potentialer, utom möjligen universum, är absoluta).

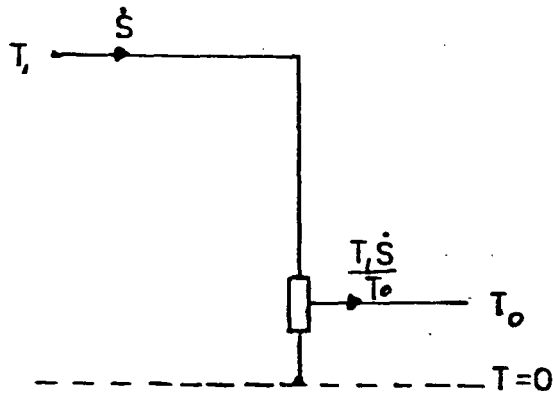
$$\dot{Q} = T_1 \dot{S}$$

Förmågan att uträtta arbete, dvs exergi, är beroende av omgivningens potential T_0 (temperatur).

Att utvinna exergi ur värmefflödet kan symboliseras med följande schema:



Att utvinna den totala värmeenergin kan symboliseras med följande schema:



5.1.2 Värmebärande trycklöst medium

Om värme utvinns ur en varm vätska eller gas så förändras temperaturen (såvida ingen fasomvandling sker). Att beskriva energiomsättningar med en ström-spänninganalogi ger alltså inte någon bra bild av hur energikvaliteten förändras. Ett förslag till angreppssätt är att definiera en flödestemperatur T_f och värmeström S_f med hjälp av energi- och exergiflödena.

Det totala värmeflödet skall lämpligen uppfylla

$$\dot{Q} = T_f \dot{S}_f = \dot{m} \int_{T_0}^{T_1} c_p(T) dT = \dot{m}(h_1 - h_0)$$

Samtidigt bör exergiflödet uppfylla

$$\dot{E} = (T_f - T_0) \dot{S}_f = \dot{m} \int_{T_0}^{T_1} \frac{T - T_0}{T} c_p(T) dT = \dot{m}(h_1 - h_0 - T_0(s_1 - s_0))$$

Subtraktion av dessa formler ger $\dot{S}_f = \dot{m}(s_1 - s_0)$

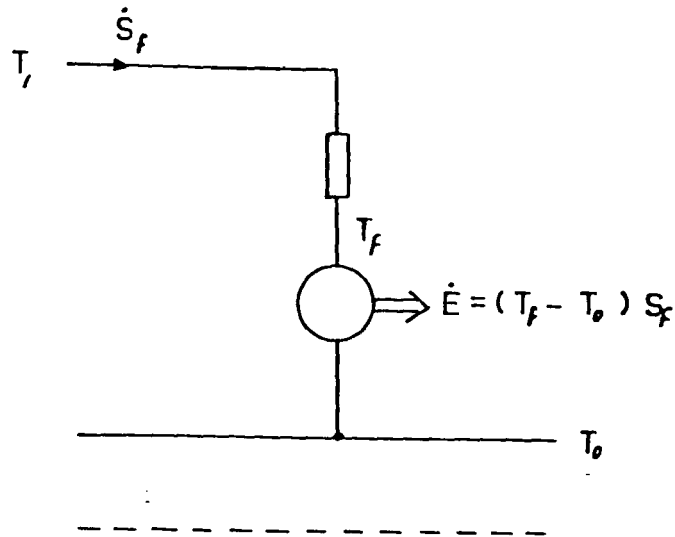
Flödestemperaturen blir alltså

$$T_f = \frac{h_1 - h_0}{s_1 - s_0} = \frac{\int_{T_0}^{T_1} c_p(T) dT}{\int_{T_0}^{T_1} \frac{c_p(T)}{T} dT}$$

För specialfallet att c_p är konstant erhålls

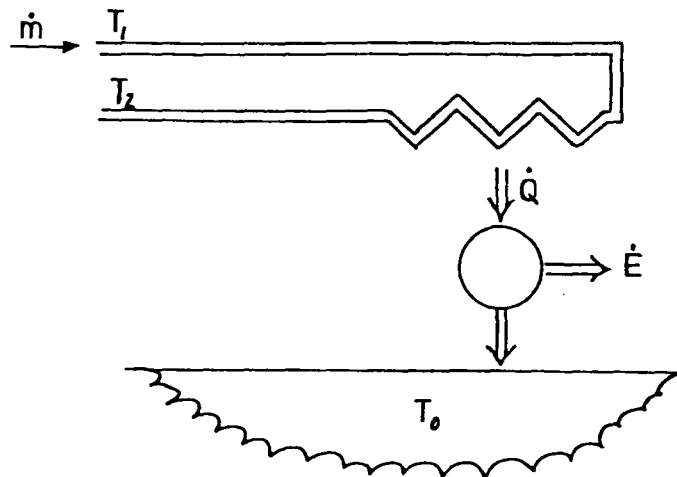
$$T_f = \frac{T_1 - T_0}{\ln \frac{T_1}{T_0}}$$

Energien kan tänkas utvinnas med följande symboliska schema:



5.1.3 Värmebärande medium som återcirkuleras

I praktiska processer används ofta värmebärande medier som återcirkuleras. Värmet är då tillgängligt mellan två temperaturer som oftast båda är skilda från omgivningstemperaturen. Det dubbelriktade medieflödet motsvarar både ett värmefflöde Q och ett exergiflöde E . Det senare kan tänkas utvinnas med följande modellprocess:



Värmefflödet är
$$\dot{Q} = \dot{m} \int_{T_2}^{T_1} c_p(T) dT = \dot{m}(h_1 - h_2)$$

Exergiflödet är

$$\dot{E} = \dot{m} \int_{T_2}^{T_1} \frac{T - T_0}{T} c_p(T) dT = \dot{m}(h_1 - h_2 - T_0(s_1 - s_2))$$

Det cirkulerande flödet representerar ett flöde av värme som finns tillgängligt inom ett temperaturintervall (T_1, T_2). Detta värmefflöde kan också representeras med en entropiström \dot{S}_f och en flödestemperatur T_f . Flödestemperaturen är en temperatur mellan T_1 och T_2 , vilken bestäms av hur specifika värmekapaciteten c_p varierar.

Värme och exergiflödena skall uttryckt med entropiflöde och flödestemperatur vara $\dot{Q} = T_f \dot{S}_f$ respektive $\dot{E} = (T_f - T_0) \dot{S}_f$.

Subtraktion ger $T_0 \dot{S}_f = \dot{Q} - \dot{E} = \dot{m} T_0 \int_{T_2}^{T_1} \frac{c_p(T)}{T} dT = \dot{m} T_0 (s_1 - s_2)$

Entropiflödet är nettoskillnaden av de båda medieströmmarnas entropiflöden $\dot{S}_f = \dot{m}(s_1 - s_2)$, vilket är uppenbart då vi ju antagit en reversibel process.

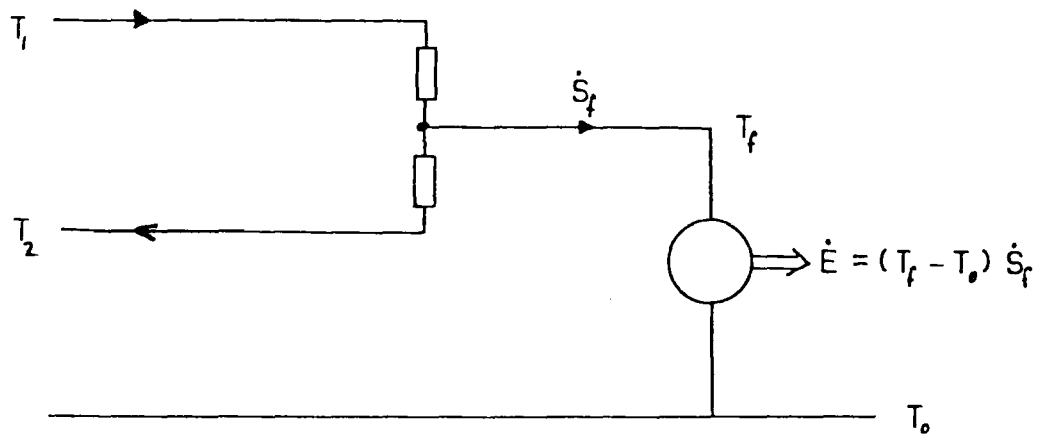
Flödestemperaturen är

$$T_f = \frac{\dot{Q}}{\dot{S}_f} = \frac{\int_{T_2}^{T_1} c_p(T) dT}{\int_{T_2}^{T_1} \frac{c_p(T)}{T} dT} = \frac{h_1 - h_2}{s_1 - s_2}$$

Om c_p är konstant så blir

$$T_f = \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{T_1}{T_2}}$$

Ett symboliskt schema för ström-spänninganalogin kan ha följande utseende:



Observera att flödestemperaturen i detta fall är oberoende av omgivningstemperaturen. Att använda entropiflöde och flödestemperatur för att ange energins kvalitet, har därför intressanta fördelar.

5.1.4 Värme och tryckbärande medium

En ström-spänninganalogi för värme och hydraulisk energi kan göras på olika sätt. Ett sätt är att generalisera formlerna så att den hydrauliska energin medräknas i entropiflödet \dot{S}_f och flödestemperaturen T_f . Ett annat sätt är att betrakta energin som uppdelad i två delar, en termisk och en hydraulisk. Energins "tillgänglighet" och "kvalitet" blir därmed lättare att överskåda.

De formler som tidigare härleddes för flödestemperatur och entropiflöde, i samband med en värmebärande fluid, är också

giltiga för en tryckbärande fluid. Entropiflöde och flödestemperatur kan alltså skrivas som

$$\begin{cases} \dot{S}_f = \dot{m}(s_1 - s_0) \\ T_f = \frac{h_1 - h_0}{s_1 - s_0} \end{cases}$$

Det kan vara intressant att studera vad dessa storheter blir för rent hydraulisk energi. Betrakta därför en ström av en ideal gas med trycket p_1 vid omgivningens temperatur T_0 . Om gasen stryps till omgivningstrycket $p_0 < p_1$ eller får uträtta arbete under isoterm expansion vid omgivningstemperaturen T_0 så är entalpin ändå konstant. Entropin ökar däremot med

$$s_0 - s_1 = \frac{R}{M} \ln \frac{p_1}{p_0}$$

Flödestemperaturen blir alltså noll samtidigt som entropiflödet

$$\dot{S}_f = -\dot{m} \frac{R}{M} \ln \frac{p_1}{p_0} \quad \text{är negativt.}$$

Det arbete som gasströmmen kan uträtta är dock positivt.

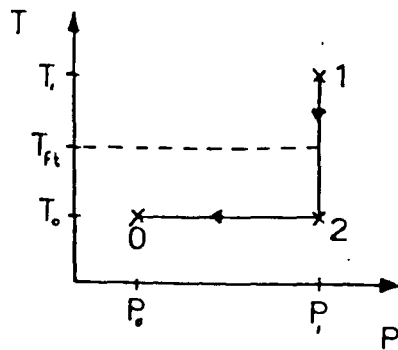
$$\dot{E} = (T_f - T_0) \dot{S}_f = -T_0 \dot{S}_f = \dot{m} \frac{RT}{M} \ln \frac{p_1}{p_0} = \dot{m} \int_{p_0}^{p_1} v dp$$

De generaliserade formlerna för entropiflöde och flödestemperatur ger visserligen korrekta resultat, men de leder knappast till att energins kvalitet blir lättare att identifiera.

Eftersom både temperatur och tryck är två storheter som kan varieras oberoende så är det lämpligt att beskriva detta kombinerade energiflöde med två potentialer och två strömmar.

Som potentialer väljs lämpligen flödestemperaturen för den termiska delen av energin samt trycket för den hydrauliska energin. Alternativt kan trycket anges med dimensionen temperatur.

Energien från en medieström kan tänkas utnyttjas i två steg. Först utnyttjas den termiska energin mellan T_1 och T_0 vid konstant tryck p_1 . Sedan utnyttjas den hydrauliska energin från p_1 till p_0 vid den konstanta omgivningstemperaturen T_0 .



För det första steget 1-2 anges energin med ett termiskt entropiflöde \dot{S}_{ft} och en termisk flödestemperatur T_{ft} .

$$\dot{S}_{ft} = \dot{m}(s_1 - s_2)$$

$$T_{ft} = \frac{h_1 - h_2}{s_1 - s_2}$$

$$(T_{ft} = \frac{T_1 - T_0}{\ln \frac{T_1}{T_0}} \text{ om } c_p \text{ är konstant})$$

För det andra steget 2-0 anges energin helt enkelt med (medel)volymflödet \dot{V} och trycket p_1 .

Medelvolymflödet definieras lämpligen enligt

$$\dot{V} = \frac{\dot{E}_{hyd}}{p_1 - p_0} = \frac{\dot{m}}{p_1 - p_0} \int_{p_0}^{p_1} v dp$$

Som ett alternativ kan även den hydrauliska energin betraktas som en produkt av ett entropiflöde och en flödestemperatur.

$$\dot{S}_{fh} = \dot{m}(s_2 - s_0)$$

För specialfallet att fluiden är en ideal gas gäller enligt ovan att $T_{fh} = 0$.

Allmänt gäller

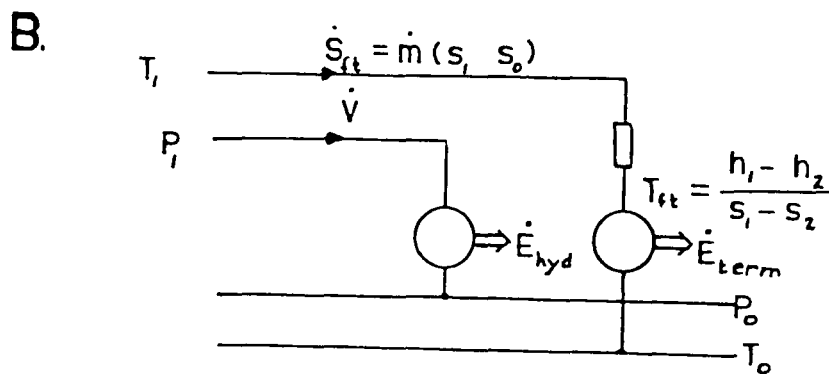
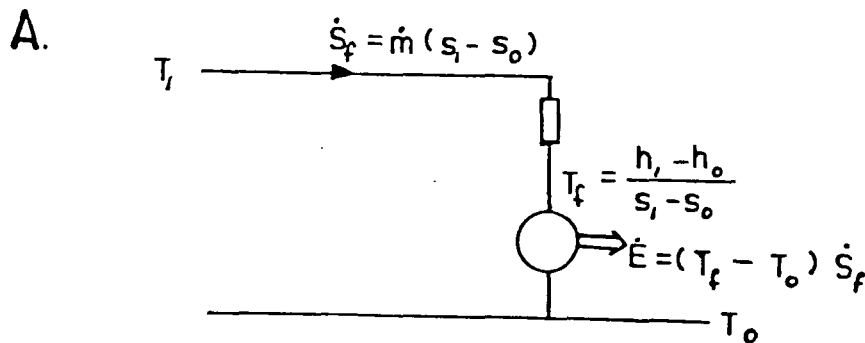
$$T_{fh} = \frac{\int_{P_0}^{P_1} (T_0 \frac{\partial v}{\partial T} - v) dp}{\int_{P_0}^{P_1} \frac{\partial v}{\partial T} dp} = T_0 - \frac{1}{\bar{\beta}}$$

$$\text{där } \bar{\beta} = \frac{\int_{P_0}^{P_1} \frac{\partial v}{\partial T} dp}{\int_{P_0}^{P_1} v dp}$$

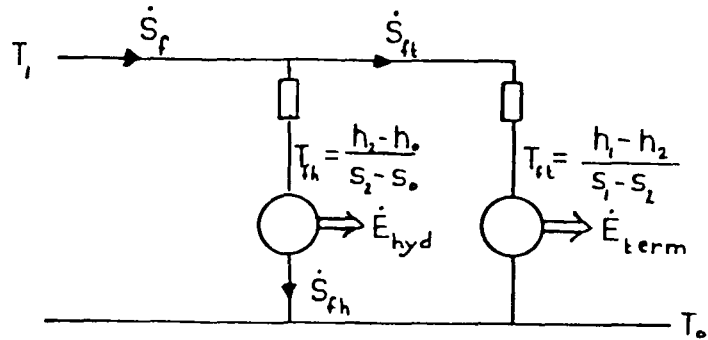
är ett medelvärde av volymutvidgningskoefficienten.

Flödestemperaturen T_{fh} säger ingenting om kvaliteten för den hydrauliska energin. Detta alternativ är därför inte speciellt användbart.

De alternativa ström- och spänninganalogierna för termisk och hydraulisk energi kan sammanfattas med följande scheman:



C.

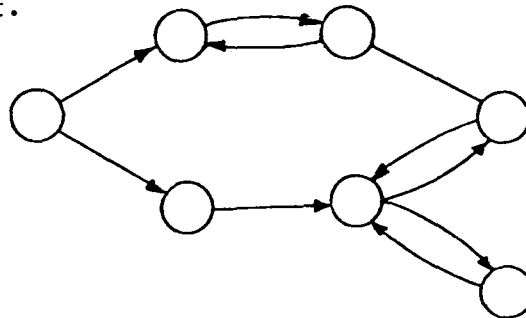


5.2 Kravspecifikationen för ström- och spänninganalogi

Syftet med en ström- och spänninganalogi är dels att användningen av energins kvalitet skall framgå, dels att markera likheten mellan olika energiformer samt dessutom att förhoppningsvis kunna hantera kombinationer av olika energislag på ett överskådligt sätt.

Analogin och dess användningssätt bör uppfylla följande krav:

1. Olika energiformer skall (liksom elektrisk ström och spänning) kunna delas upp i en produkt av kvantitet och kvalitet. Kvantiteten kan i sin tur vara en produkt av massa och en tillståndsstorhet.
2. De kvantitativa storheterna skall väljas på ett systematiskt sätt så att de alla antingen bevaras av verkliga processer, eller så att förbrukning eller produktion av samtliga kvantitativa storheter tillåts. (Det första fallet avser att de kvantitativa storheterna är antingen energi, massa eller molmängd.) I det senare fallet bör de symboler som används kunna ange om de kvantitativa storheterna bevaras, produceras eller konsumeras för en delprocess.
3. Processer skall kunna beskrivas med någon form av riktad graf.



4. Grafens noder skall representera delprocesser. Pilarna skall representera flöden eller strömmar mellan delprocesser.

5. Varje pil skall kunna specificeras med flödesvektor och en potentialvektor. Varje komponent i vektorerna kan representera en energiform. (Med energiform kan avses exempelvis tryckenergi, värme, kemisk energi för olika reaktioner m m.)
6. Begreppen jämvikt och irreversibilitet skall på ett naturligt sätt vara förknippade med storheterna och symbolerna i analogin. Detta medför följande två krav:
7. Som potentialer bör de intensiva storheter väljas som är lika i två system när jämvikt råder mellan systemen. Potentialerna bör därför vara ekvivalenta med eller funktioner av absolut temperatur, tryck eller kemisk potential.
8. För att irreversibilitet skall kunna behandlas med analogin så bör entropiflöde (eller möjligen något som är en funktion av både entropiflöde och temperatur) ingå som en av komponenterna i flödesvektorerna.
9. De använda storheterna skall så direkt som möjligt illustrera verkliga fenomen. (Att exempelvis räkna om tryck till temperatur för att kunna hantera både värme och tryckenergi på det sätt som visas ovan är alltså olämpligt.)
10. Inga delar av analogin får bygga på vaga definitioner eller begrepp. Den klassiska termodynamiken skall alltså vara tillräcklig för att definiera alla storheter.
11. En graf skall så mycket som möjligt likna ett schema för den verkliga processen. Olika potentialer och flöden (eller olika komponenter i potential- och flödesvektorerna) bör markeras med något intelligent system som dessutom är enkelt att rita.
12. Noderna i grafen skall beskriva delprocesser. Dessa bör ritas på ett sätt som dels illustrerar typen av delprocess och som också gärna markerar om delprocessen är reversibel (ideal), delvis eller helt irreversibel. (Delprocesserna kan också indelas i två kategorier; aktiva och passiva. De passiva är helt irreversibla.) Symbolerna bör också utformas med tanke på olika former av symmetri och asymmetri.
13. Pilarna i grafen bör skilja på materiebundna och icke materiebundna flöden. (Om helldragna linjer används för materiebundna flöden och streckade för icke materiebundna flöden, så blir grafen ganska lik ett schema för processen.)
14. Endast de typer av potentialer och flöden som förändras i en process bör markeras.

6 Referenser

- Ahrendts, J., "Die Exergie chemisch reaktionsfähiger Systeme", VDI-Forschungsheft 579, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1977.
- Andresen, B., Berry, R.S., Salamon, P., "Optimization of processes with finite-time thermodynamics". Proceedings of the International Conference Energy Use Management. Ed Fazzolare and Smith, Pergamon Press, 1977.
- Baehr, H.D., "Definition und Berechnung von Exergie und Anergie". Brennstoff - Wärme - Kraft (BWK), 17, Nr 1 Januar, s 1-6, 1965.
- Baehr, H.D., Energie und Exergie, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1965.
- Berg, C.A., "A Technical Basis for Energy Conservation". Technolog Review Feb, pp 15-23, 1974.
- Eisermann, W., "Thermodynamic Availability Analysis, Ways to implement the Second Law in Plant Analysis". Univ. of Kentucky, 1978.
- Eriksson, B., Eriksson, K-E., Wall, G., "Basic Thermodynamics of Energy Conservations and Energy Use". Chalmers Tekniska Högskola, Göteborg, 1978.
- Evans, R.B., "A Proof that Essergy is the only consistent measure of potential work (for work systems). Ph.D. Thesis, Dartmouth College, 1969.
- Evans, R.B., "Thermoeconomic isolation and essergy analysis". Energy Vol. 5, N8-9, pp 805-822, 1980.
- Ford, Rochlin, Socolow (ed), "Efficient Use of Energy". (The APS studies on the technical aspects of the more efficient use of energy), 1975
- Fratzscher, W., Grün, G., "Die Bedeutung und Bestimmung des Umgebungszustandes für exergetische Untersuchungen". Brennstoff - Wärme - Kraft 17 NT, 1965.
- Gaggioli, R.A., "The concept of available energy". Chemical Engineering Science 16, pp 87-96, 1961.
- Gaggioli, R.A., "The concepts of thermodynamic friction, thermal available energy, chemical available energy thermal energy". Chemical Engineering Science, Vol 17, pp 523-530, 1962.

- Gaggioli, R.A., et al., "Pinpointing Inefficiencies in Power Plants", Proceedings American Power Conference, pp 656 sq, 1975.
- Gaggioli, R.A., "Proper Evaluation and Pricing of Energy". Proceedings of the International Conference Energy Use Management. Ed Fazzolare and Smith. Pergamon Press, 1977.
- Gasparovic, N., "Schrifttum über Exergie". Brennstoff-Wärme - Kraft 13, Nr 11, 5 November, s 502-509, 1961.
- Grubbström, R.W., "Det ekonomiska värdet av energi i olika former". Forskningsrapport 54, Tekniska Högskolan i Linköping, Inst. för produktionsekonomi, Nov, 1979.
- Gibbs, J.W., "The collected works of J. Willard Gibbs". Yale University, New Haven, CT, 1948.
- Hatsopoulos, G.N., Gyftopoulos, E.P., "A Unified Theory of Mechanics and Thermodynamics". Foundations of Physics 6, N1 pp 15-31, N2 pp 127-141, N4 pp 439-455, N5 pp 561-570, 1976.
- Keenan, J.H., "Thermodynamics", New York, 1941.
- Keenan, J.H., Gyftopoulos, E.P., Hatsopoulos, G.N., "The Fuel Shortage and Thermodynamics - The Entropy Crisis". Energy. Editor S. Macrakis, 1973.
- Kestin, J., "Availability: The concept and associated terminology". Energy Vol. 5, N8-9, pp 679-692, 1980.
- Landsberg, P.T., Tonge, G., "Thermodynamic energy conversion efficiencies". J. Appl. Phys 51(7), 1980.
- Obert, E.F., Gaggioli, R.A., "Thermodynamics" 2nd ed. New York, 1963.
- Rant, Z., Forschung Ing.-Wesens 22, 36, 1956.
- Szargut, J., "International progress in second law analysis". Energy Vol. 5, N8-9, pp 709-720, 1980.
- Tribus, M., Evans, R., Crellin, G., "Thermoeconomics Considerations of Sea Water Demineralization" Chapter 2 of "Principles of Desalination" ed. by Spiegler, Academic Press, 1966.
- Wall, G., "Exergi - ett användbart begrepp inom resursräkenskap". Chalmers Tekniska Högskola, Göteborg, 1977.