Per Amund Amundsen
Institutt for matematikk og naturvitenskap
UNIVERSITETET I STAVANGER

Notater til forelesningene i BIT 390 Energifysikk 31.08 2011

Tillegg og kommentarer til læreboken *Fysikk og energiressurser* av Øyvin Holter, Finn Ingebretsen og Hugo Parr (3. utgave, 2010).

1.4.3

For å presisere: For en *vilkårlig* kjølemaskin definerer vi kjølefaktoren (ytelseskoeffisienten) som:

$$K = \frac{Q_L}{W} = \frac{Q_L}{Q_H - Q_L}\,, \tag{1.31a}$$

der Q_L er varmen absorbert fra det kalde reservoaret, Q_H varmen avgitt til det varme. Vi har da at K må være mindre enn verdien for en reversibel syklisk prosess som arbeider mellom de samme varmereservoarene med temperaturene $T_H = T_0 > T_L = T_0 - \Delta T$ ($\Delta T = T_H - T_L > 0$). For en *reversibel* prosess gjelder Kelvins definisjon av absolutt temperatur, $Q_H/Q_L = T_H/T_L$, så vi har:

$$K < K_{max} = \frac{T_L}{T_H - T_L} = \frac{1}{\frac{T_H}{T_L} - 1} = \frac{T_0}{\Delta T} - 1\,. \tag{1.31b}$$

Hvis kjølemaskinen blir brukt som varmepumpe, får vi tilsvarende varmefaktoren som:

$$V = \frac{Q_H}{W} = \frac{Q_H}{Q_H - Q_L} = K + 1\,, \tag{1.32a}$$

og vi har:

$$V < V_{max} = \frac{T_H}{T_H - T_L} = \frac{1}{1 - \frac{T_L}{T_H}} = \frac{T_0}{\Delta T}\,. \tag{1.32b}$$

1.5

Varmen en varmepumpe gir kan skrives, fra lign. (1.31a) og (1.32a):

$$Q_H = VW = (K+1)W = W + KW\,.$$

I denne summen er W bidraget fra den tilførte eksergien alene. Dersom vi ikke har noen varmepumpe, men bare en ovn, er $Q_H = W$. Bidraget til oppvarmingen som skyldes varmepumpen er følgelig KW, og er bestemt av kjølefaktoren alene for en gitt eksergitilførsel W. Av lign. (1.31b) ser vi at K_{max} blir større jo nærmere forholdet T_H/T_L er 1, dvs jo mindre ΔT er.

Tillegg til 1.5.

Den sentrale komponenten i kjølesyklusen i fig. 1.8 er ekspansjonsventilen, D. Fra termodynamikken [A1, avsnitt 6.4] vet vi at når en gass eller væske ekspanderer fritt, er (den spesifikke/molare) entalpien, H, bevart. Dette betyr at sammenhengen mellom T og p er bestemt av *Joule-Thomson-koeffisienten*:

$$\mu = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_H \approx \left(\frac{\Delta T}{\Delta p}\right)_H\,.$$

Hvis $\mu > 0$ vil temperaturen falle når trykket faller, som er det vi ønsker for en kjølemaskin. Dersom $\mu < 0$ vil T i stedet stige i ekspansjonsventilen.

For en ideal gass gjelder *Joules lov*, som sier at den molare (og den spesifikke) indre energien bare avhenger av T, $U = U(T)$. Dette betyr at det samme gjelder for H siden $pV = nRT = RT$ for $n = 1\,\mathrm{mol}$, så:

$$H = U(T) + pV = U(T) + RT = H(T)\,.$$

Følgelig er $\mu = 0$ for en ideal gass. For reelle gasser er imidlertid $\mu \neq 0$. Opp til en karakteristisk temperatur, *inversjonstemperaturen* T_i, er $\mu > 0$, mens for høyere temperaturer er $\mu < 0$. For de aller fleste gasser, inklusive luft, er T_i langt høyere enn romtemperaturen ($T_i = 386\,°\mathrm{C}$ for luft), og de kan altså anvendes som arbeidssubstanser i kjølemaskiner. Et viktig unntak er hydrogen, som har er $T_i = -68\,°\mathrm{C}$. For fryseanlegg og kjøleskap er det viktig å finne gasser med høye verdier av μ som arbeidssubstans, mens for de fleste varmepumper for oppvarming av bygninger brukes luft av praktiske årsaker.

1.6.1

Legg merke til at i dette avsnittet er definisjonen av virkningsgrad, η, og eksergivirkningsgrad, ϵ, generalisert utover anvendelsen på varmekraftmaskiner. Dette er OK, så lenge vi innser at det ikke gir mening å sammenligne en slik generalisert η med noen reversibel η_{Rev}. Den prosessen vi betrakter trenger ikke engang å ha noen reversibel analog, som f. eks. i tilfellet av en varmeovn.