

FYS 3320 Fysikk og energiressurser (kap. 6)

Vår 2013

Fusjon er grunnlaget for H-bomben

På 1940- og 50-tallet var det et intenst kappløp om å utvikle hydrogenbomben: en bombe basert på fusjon, med en fisjonsbombe som "tennsats". Milepæler:

- Første fullskala H-bombe testet av USA på Eniwetok i i Stillehavet 1951: "Ivy Mike", 10.4 Megatonn.

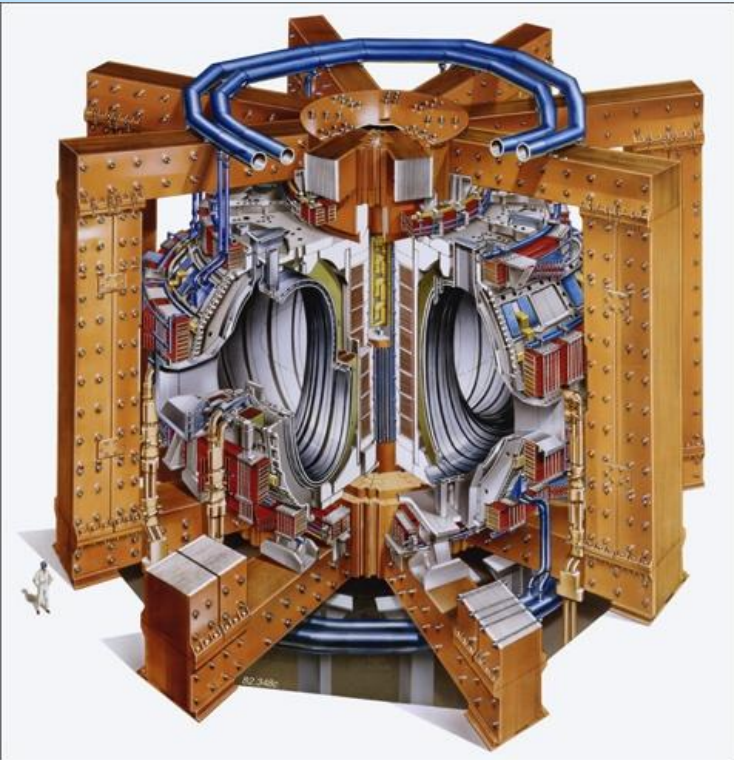
- Første fullskala H-bombe testet av Sovjetunionen i 1955, 1.6 Megatonn.

- Største bombetest noensinne: "Tsar Bomba" testet på Novaja Zemlya 1961: 50 Megatonn, hvorav 97 % fra fusjon. >>>



Kontrollert termonukleær fusjon

Tokamak



Forkortelse av “toroidal chamber with magnetic coils” på russisk.

Ble oppfunnet rundt 1950 av Igor Tamm og Andrei Sakharov, og bygget av Lev Artsimovich i 1956 ved Kurchatov Institute i Moskva.

Ladde partiklers dynamikk

Plasmafysikk

Omhandler egenskaper ved varme, ioniserte gasser.

Newtons 2. lov og Lorentzkraften gir:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{v}}{dt} \text{ og } \vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} \text{ gir } m\frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B}$$

Lorentzkraften utfører ikke arbeid, farten er konstant.

Dermed er også den kinetiske energien $E = 1/2mv^2 =$ konstant. Vi definerer gyroradien (*Larmor-radien*) og gyroomløpsfrekvensen som:

$$r_C = \frac{mv_\perp}{|q|B} \text{ and } \omega_C = \frac{|q|B}{m}$$

Den ladde partikkel gir opphav til et magnetisk moment pga den strømsløyfe den ladde partikkel går i:

$$m = iA, \text{ der } i = \frac{q\omega_C}{2\pi} \text{ og } A = \pi r_C^2 \Rightarrow m = \frac{1}{2} \frac{mv_\perp^2}{B}$$

Partikkeldrift (I)

Inhomogeniteter i magnetfeltet eller andre effekter kan gi en ekstra kraftkomponent ***F loddrett på feltet***

B:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B} + \vec{F} \text{ med løsning antatt å være } \vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_D$$

Dette gir en drift på tvers av magnetfeltet gitt ved:

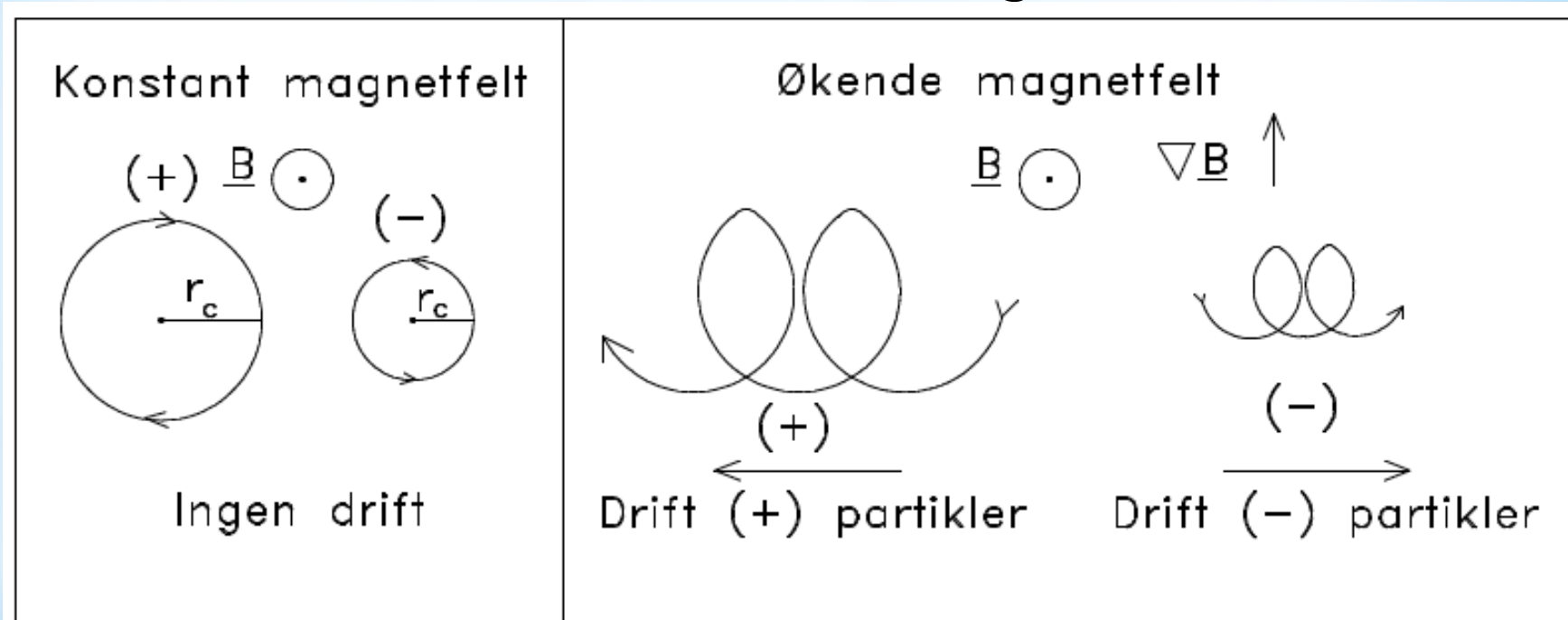
$$\vec{v}_D = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{qB^2}$$

Hvis tilleggskraften skyldes et elektrisk felt med $\vec{F} = q\vec{E}$, så blir:

$$\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$$

Partikkeldrift (II)

Ladde partiklers driftsbevegelse i et inhomogent magnetfelt. *Merk: feltet B har retning ut av arket!*



Den midlere kraften over en periode gir en gradientkraft og gradientdrift gitt ved:

$$\vec{F}_G = -m\nabla B \text{ og } \vec{v}_G = \frac{m}{qB^2} \vec{B} \times \nabla B$$

Plasmaets trykk-komponenter

Plasmaet består av elektroner (e) og positive ioner (i). Utad er plasmaet relativt nøytralt med $n_e \sim n_i = n$.

$$m_e n_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -en_e(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - \nabla p_e$$

$$m_i n_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = +en_i(\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) - \nabla p_i$$

Vi adderer disse to likningene og får:

$$\vec{j} \times \vec{B} = \nabla p, \text{ der vi har brukt at}$$

$$\vec{j} = e(n_i \vec{v}_i - n_e \vec{v}_e) \text{ og at } \vec{p} = \vec{p}_i + \vec{p}_e \text{ med } p = 2nkT.$$

Magnetisk trykk

Ampères lov gir:

$$\nabla \times \vec{B} = m_0 \vec{j} \Rightarrow \nabla \left(p + \frac{B^2}{2m_0} \right) = 0 \Rightarrow p + \frac{B^2}{2m_0} = \text{konstant}$$

Dermed er det naturlig å definere det magnetiske trykk som:

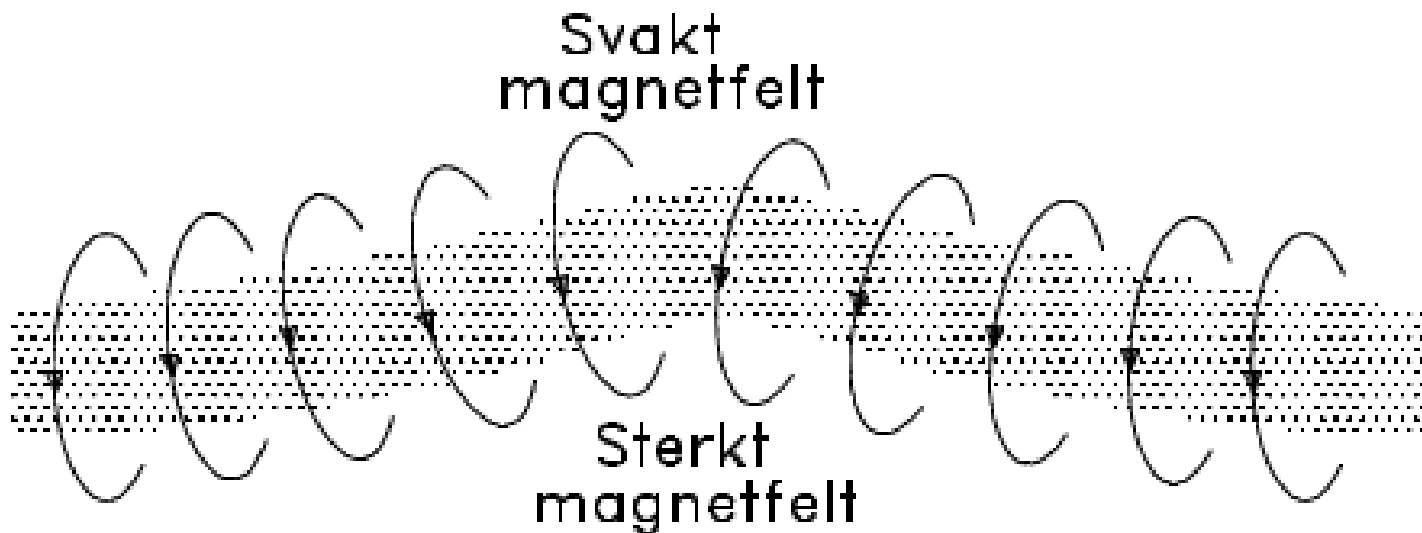
$$p_m = \frac{B^2}{2m_0}$$

og vi har $p + p_m = \text{konstant}$
for rette magnetiske feltlinjer, hvor magnetfeltet har konstant retning.

Plasma-ustabiliteter

Generelt sett vil det oppstå ustabiliteter i et plasma, selv om det var stabilt i en kort periode. Dette kalles en ustabil likevekts-konfigurasjon.

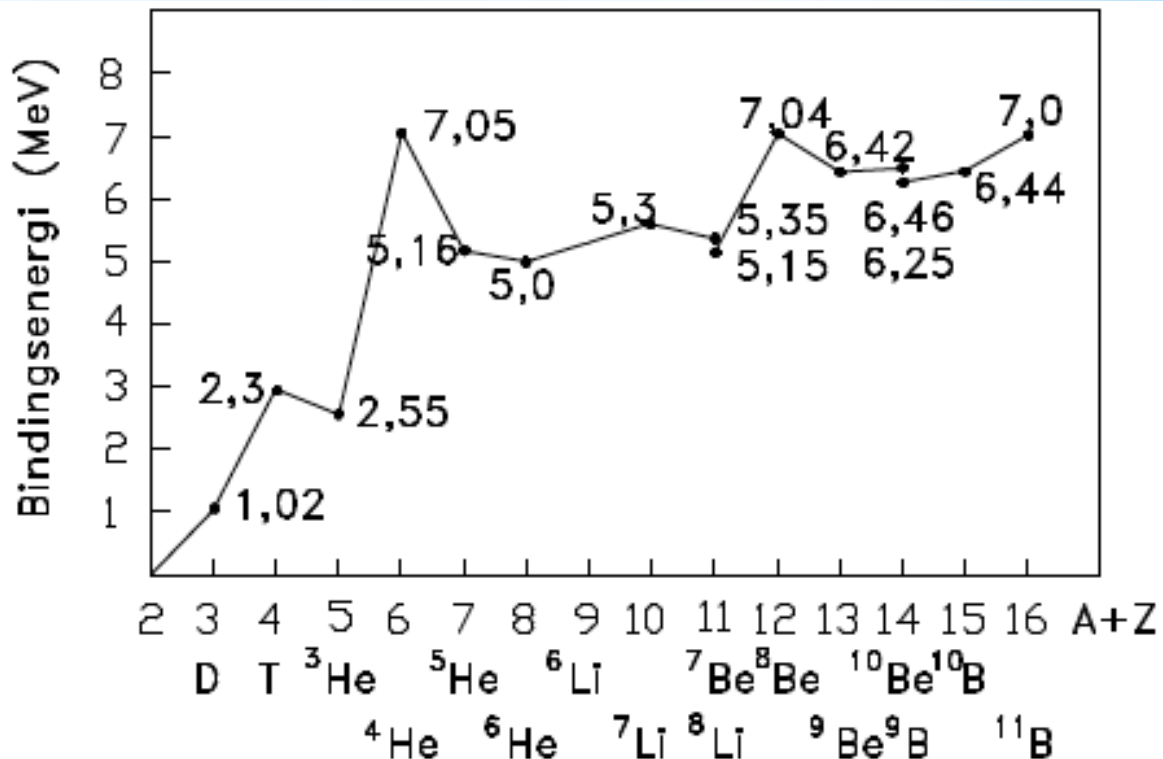
For eksempel, kan dette oppstå når det kinetiske trykk har økt slik at sylinderen presses utover, og dermed reduksjon i det magnetiske trykk. Hvis ikke disse to trykk kompensere hverandre, vil plasmaet bryte sammen.



Betingelser for fusjon

Hvis to lette atomkjerner (ca $Z < 25$) smelter sammen, blir det en fusjon. Dersom massen er mindre for den

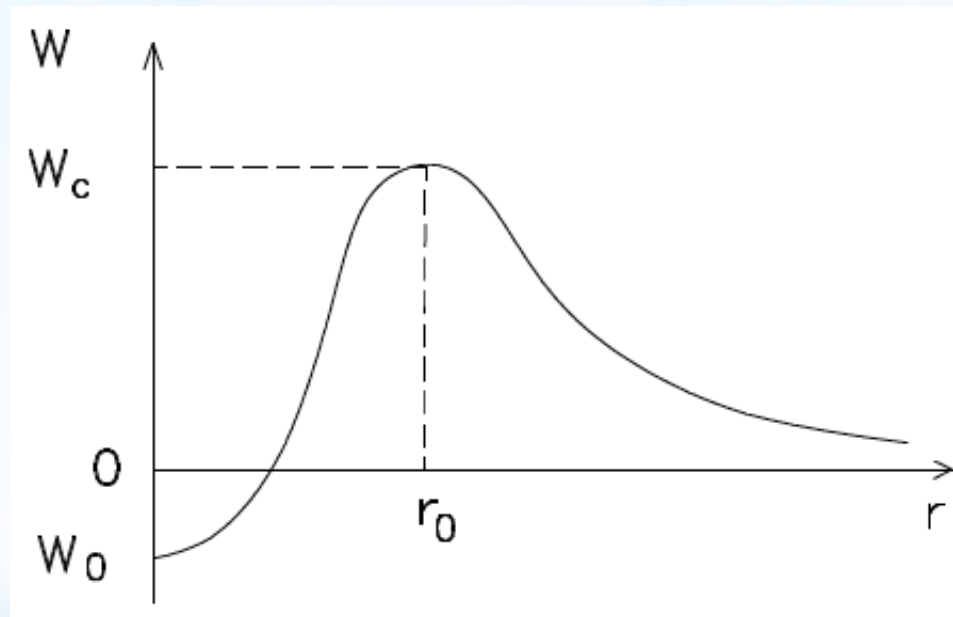
fusjonerte slutt-kjernen, vil det frigjøres energi. Fra den empiriske masseformel, kan vi plotte bindingsenergi per nukleon:



Problemet er å få to lette kjerner så nær hverandre at kjernekraften tilslutt holder dem sammen. Det trengs **svært høye temperaturer** for at den kinetiske energi overstiger den **frastøtende Coulombkraften**.

Termonukleær fusjon

Coulomb-barrieren for to lette kjerner med proton tall Z_a og Z_A er: $W_C = \frac{Z_a Z_A e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ med permeabiliteten i vakuum gitt ved $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$

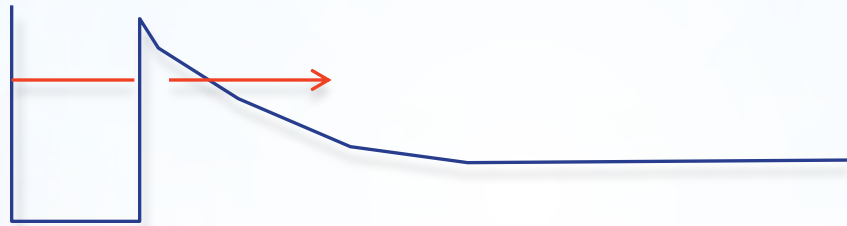


Kjernekraften tar overhånd når kjernene berører hverandre. Generelt er kjerne radien $R = r_0 A^{1/3}$ med $r_0 = 1.2$ femtometer. For hydrogen isotoper blir Coulomb-energien $W_C = 280 \text{ keV}$, eller 3 milliarder Kelvin! 2013.04.22

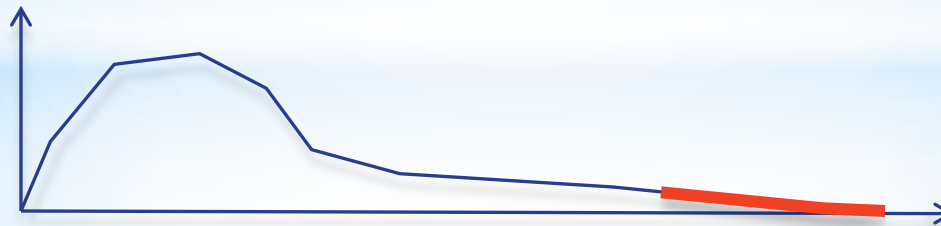
Fusjon under Coulomb-barrieren

Plasmatemperaturen kan være under 3 milliarder K, og likevel kan fusjon inntre. Det skyldes to effekter:

- Kvantemekanisk tunneleffekt



- Høyenergetisk hale i hastighetsfordelingen

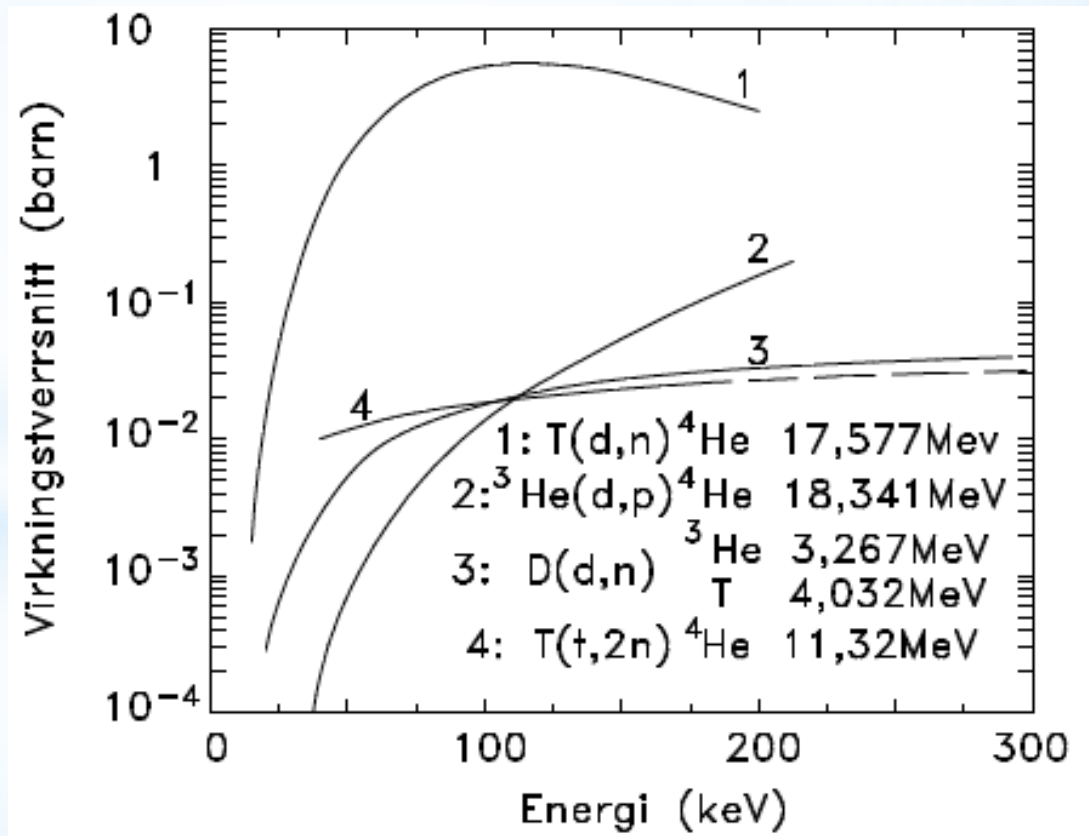


Reaksjonsrate

Anta en fluks av partikler A med hastighet v og tetthet n_A , så blir reaksjonsraten mot stasjonære partikler a :

$$F = S_{aA} \times F_a = n_A n_a v S_{Aa}$$

σ_{Aa} er energiavhengig. Størst virkningstverrsnitt har deuteroner mot tritium ved energier på 100 - 200 keV.



Energifordeling

For en viss temperatur, er partiklene energifordelt og reaksjonsraten avhenger av en vekting av virkningstverrsnittet for alle energier (hastigheter). En rimelig hastighetsfordeling er Maxwell-fordelingen.

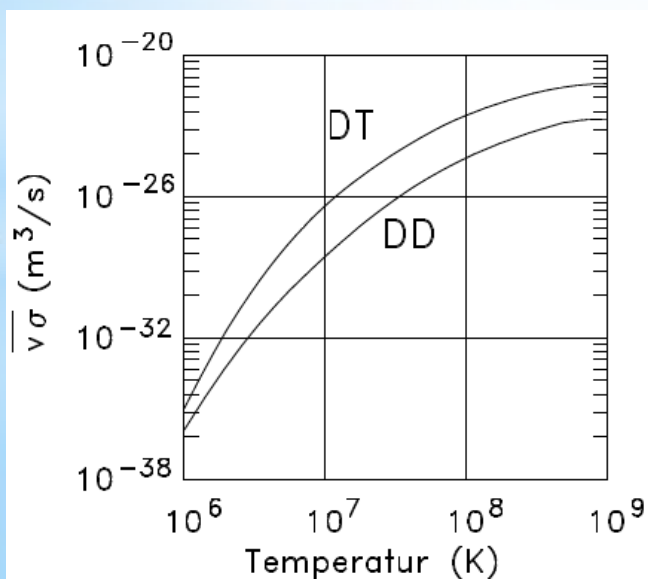
Reaksjonsraten blir da: $\langle F_{Aa} \rangle = n_A n_a \langle v S_{Aa} \rangle$

Mest aktuelt er deuterium-deuterium fusjon DD eller deuterium-tritium fusjon DT. For temperaturer under

10^8 K gjelder empirisk disse formlene:

$$\overline{v\sigma}_{DD} = 3 \cdot 10^{-15} T^{-2/3} e^{-4,25 \cdot 10^3 / T^{1/3}} [\text{m}^3 / \text{s}],$$

$$\overline{v\sigma}_{DT} = 1,6 \cdot 10^{-13} T^{-2/3} e^{-4,52 \cdot 10^3 / T^{1/3}} [\text{m}^3 / \text{s}].$$



DD- og DT-fusjon

Aktuelle fusjonsreaksjoner i energisammenheng:

- ${}^2\text{D} + {}^2\text{D} \rightarrow {}^3\text{T} + \text{p} + 4.04 \text{ MeV}$
- ${}^2\text{D} + {}^2\text{D} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{n} + 3.27 \text{ MeV}$
- ${}^2\text{D} + {}^3\text{T} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{n} + 17.58 \text{ MeV}$
- ${}^2\text{D} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{p} + 18.34 \text{ MeV}$

I forsøksreaktorer vil man benytte DT fordi virkningstverrsnittet er 50 x større enn for DD. Men tritium er vanskelig å skaffe, så DD reaktor er det fremtidige, ultimate alternativ.

DT-fusjon

Tritium eksisterer nesten ikke naturlig pga kort halveringstid på 12.3 år. Det brukes i stedet en litium isotop, med naturlig forekomst på 7.4 %. Litium decay'er til tritium ved nøytroninnfangning:



Legges denne likningen sammen med



får vi:

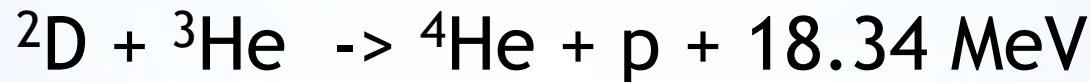
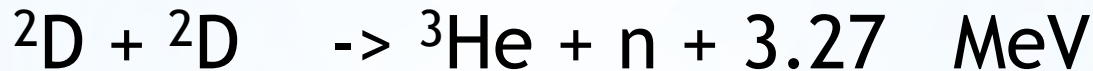
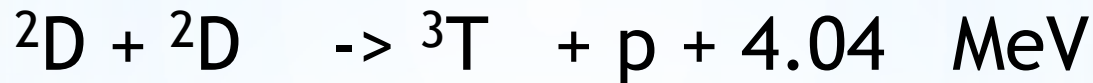


For å ha nok tilgjengelige nøytroner, tilsettes ${}^9\text{Be}$ i heksebrygget:



DD-fusjon

DD-fusjon er tenkt til bruk i annen-generasjons reaktorer. Energiutbyttet finnes ved å legge sammen disse fire reaksjonene:



som gir:



Ett kilogram deuterium gir 10.8 MW_t år. Vann inneholder 34.4 g/m^3 med deuterium. Dette betyr at 1 liter vann tilsvarer 360 liter råolje!

Energibalanse for DT plasma

Vi bruker 50% D og 50% T i plasmaet, og plasmaet anses fullt ionisert. Det er altså en tetthet av ladde partikler på $2n$:

- $n/2$ deuteriumkjerner
- $n/2$ tritiumkjerner
- n elektroner

En fusjonsreaktor leverer strøm på samme måte som fisjonsreaktorer. Kjølevannet blir varmet opp og vanndamp driver turbiner med virkningsgrad typisk lik $\eta = 30\%$. For å gi netto energi ut, må:

Frigit energi i plasmaet >> oppvarming av plasmaet + tap til omgivelser

Totalregnskapet gir **Lawson-kriteriet**, som er en pekepinn om fusjonsreaktoren kan være netto energiproduerende.

Energiproduksjon og oppvarming

DT-fusjon frigjør $\varepsilon = 17.6 \text{ MeV}$ (mye mindre enn fisjon med $Q = 190 \text{ MeV}$)



Antall fusjoner per tidsenhet og volumenhet er:

$$n_D n_T \langle vS_{DT} \rangle = \frac{1}{4} n^2 \langle vS_{DT} \rangle.$$

I et tidsvindu på τ , vil **frigjort energi per volumenhet** bli:

$$E_f = \frac{1}{4} n^2 \tau e \langle vS_{DT} \rangle.$$

Midlere termiske energi for en partikkel er $3/2kT$. For alle partikler per volumenhet får vi:

$$E_0 = \frac{3}{2} 2nkT = 3nkT$$

Energitalap fra plasma

Plasmaet sender ut elektromagnetisk stråling i form av Bremsstrahlung og syklotronstråling, proporsjonalt med hastigheten v . Det gir en temperaturavhengighet.

Strålingsenergitettheten per volumenhet i et lite

tidsintervall τ blir:
$$E_b = b \left(Z_A^2 n_A + Z_a^2 n_a \right) n_e t \sqrt{T}$$

hvor $b = 1.6 \cdot 10^{-40} \text{ W m}^3 / \text{K}^{1/2}$.

Plasmaet er elektrisk nøytralt, som gir:

$$n_e = Z_a n_a + Z_A n_A = n.$$

Dette gir:

$$E_b = b n^2 t \sqrt{T}$$

τ kalles også innesperringstiden.

Gevinst-faktor Q

Av frigjort fusjonsenergi kan bare ηE_f nyttiggjøres. Noe av den energi som er tilført plasmaet (totalt $E_0 + E_b$) kan også gjenvinnes, så netto tilført energi blir $(1-\eta)(E_0 + E_b)$. Forholdet mellom produsert fusjonsenergi og tilført energi kalles Q:
$$Q = \frac{hE_f}{(1-h)(E_0 + E_b)} = \frac{h}{4(1-h)} \frac{ent \langle v s_{DT} \rangle}{3kT + bnt\sqrt{T}}$$

Vi forlanger $Q=1$, og får:

$$nt = \frac{3kT(1-h)}{\frac{1}{4}eh\langle vs \rangle - b\sqrt{T}(1-h)}$$

Det er 2 uavhengige størrelser: $n\tau$ og T . Forlanger at nevneren er 0 og finner minimumstemperaturen:

$$T_0 = \frac{9.42 \times 10^{10}}{\ln \left(\frac{2.5 \times 10^{13}}{h} - 1 \right) \frac{b}{e} T_0^{7/6}} K$$

Lawson-kriteriet

Løsning av foregående likning kan finnes ved å anta $T_0 = 10^8$ K på høyre side, og regne ut venstre side, som gir $T_0 = 5 \cdot 10^7$ K med $\eta = 30\%$. Dette svarer til at produktet $n\tau$ blir uendelig stort, ikke bare τ . En mer realistisk verdi av $n\tau$ fås ved å anta $T_0 \sim 10^8$ K. Videre finner vi at $\langle v\sigma \rangle = 4 \cdot 10^{23}$ m³/s, som innsatt gir break-even ved:

$$(n\tau)_{DT} \sim 3 \cdot 10^{20} \text{ s/m}^3 \text{ for } T = 10^8 \text{ K}$$

som kalles **Lawson-kriteriet**. Tilsvarende for DD-plasma er:

$$(n\tau)_{DD} \sim 3 \cdot 10^{22} \text{ s/m}^3 \text{ for } T = 5 \cdot 10^8 \text{ K}$$

Man anvender også trippelproduktet:

$$(n\tau T)_{DD} \sim 3 \cdot 10^{21} \text{ s} \cdot \text{keV/m}^3 = 3.4 \cdot 10^{28} \text{ s} \cdot \text{K/m}^3$$

$$(n\tau T)_{DT} \sim 1.5 \cdot 10^{24} \text{ s} \cdot \text{keV/m}^3 = 1.7 \cdot 10^{31} \text{ s} \cdot \text{K/m}^3$$

der T er uttrykt i keV eller K, 1 keV tilsvarer $11.4 \cdot 10^6$ K.

John David Lawson

(1923-2008, Fellow of the Royal Society) var en britisk ingeniør og fysiker. Han utledet kriteriet i 1955, og publiserte det i 1957.

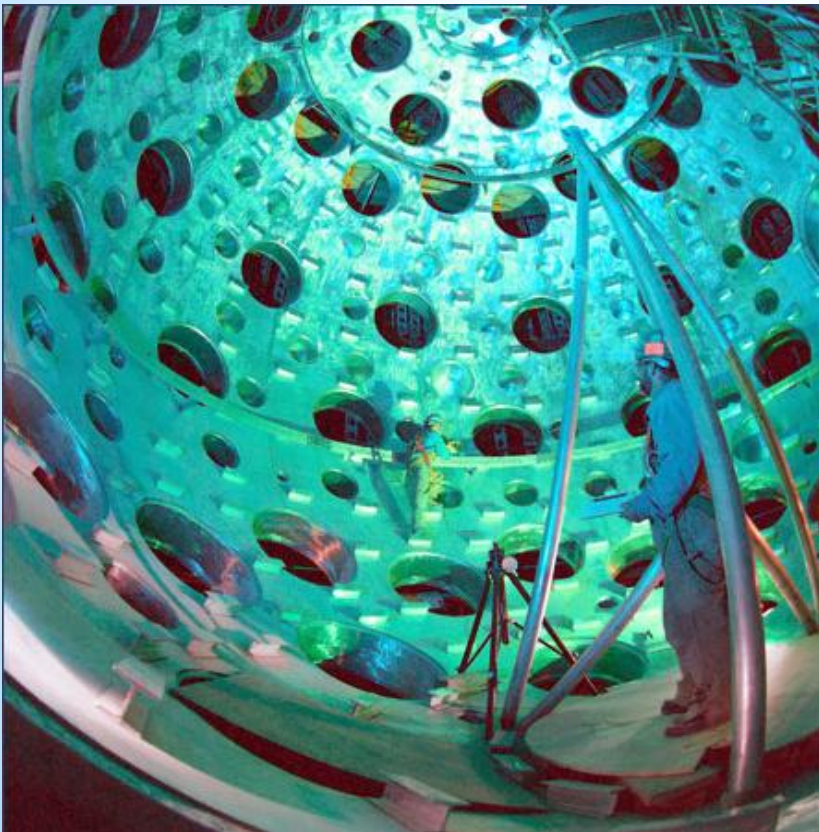


Innesperringsproblemet

TREGHETSINNESPERRING

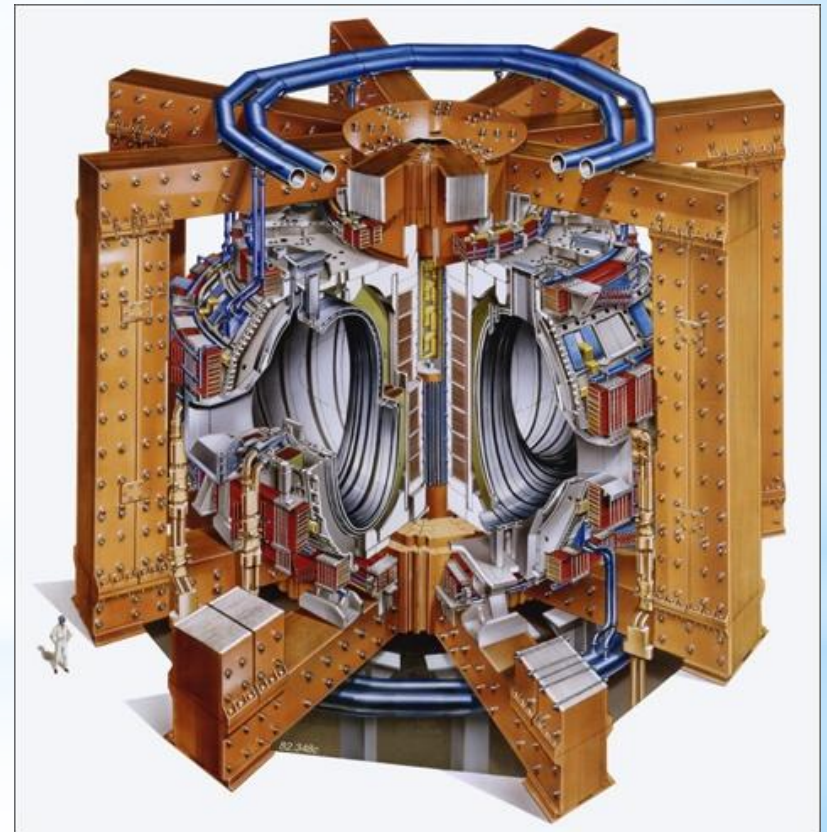
National Ignition Facility (NIF)

laser-based fusion



MAGNETISK INNESPERRING

TOKAMAK



Tregghetsinnesperring

Lawson-kriteriet må omdannes for tregghetsinnesperring. Vi antar at fusjonen finner sted

i en tid da volumet øker med en faktor 2:

$$V_0 = \frac{4}{3}\rho R_0^3, \quad R = R_0 + \frac{1}{4}R_0 \quad \Rightarrow \quad V = \frac{4}{3}\rho R^3 = \frac{4}{3}\rho\left(\frac{5}{4}R_0\right)^3 = 1.95V_0 \gg 2V_0,$$

som gir en ekspansjonstid på

$$t \gg \frac{R}{4v_s}.$$

Ekspansjonen bestemmes av lydhastigheten i

plasmaet: $v_s = \sqrt{\frac{g\rho}{r}}$ gitt ved trykk, tetthet og adiabatkonstanten som avhenger av

$$\text{antall frihetsgrader } g = \frac{f+2}{f}$$

Videre er: $\rho = (n_e + n_D + n_T)kT = 2nkT$ og $r = n_e m_e + n_D m_D + n_T m_T \gg \frac{n}{2}(m_D + m_T),$

siden $m_e \ll m_D \gg \frac{2}{3}m_T$

Modifiserte Lawson-kriteriet

Videre har vi $\gamma = 5/3$, og innsatt p og ρ , får vi lydshastigheten:

$$v_s \gg g_0 \sqrt{T} \text{ med } g_0 = \sqrt{\frac{20k}{3(m_D + m_T)}} = 105 \text{ ms}^{-1} \text{ K}^{-1/2}.$$

Innsatt lydshastigheten, får vi: $t = \frac{R}{4g_0 \sqrt{T}}.$

Mao er innesperringstiden proporsjonal med radius og omvendt proporsjonal med hastigheten: $v_T \propto \sqrt{T}$
Vi omformer nå Lawson-kriteriet til:

$$rR = q_0 = 2g_0 (m_D + m_T) n t \sqrt{T}.$$

Med DD-plasma og $T \sim 10^8 \text{ K}$ og $n \tau \sim 3 \cdot 10^{20} \text{ s/m}^3$ gir dette:
 $\rho R \sim 5.3 \text{ kg/m}^2.$

Betingelser for tregghets-fusjon

Hvor mye energi E_p må tilføres i et kort tidsintervall for å tilfredsstille Lawson-kriteriet?

$$E_p = \frac{4}{3} \rho R^3 (2n) \frac{3}{2} kT = 4pnkTR^3 = \frac{8\rho kT a_0^3}{(m_D + m_T) r_0^2} \frac{r_0^2}{r_0} @ 1.5 \times 10^{10} \frac{r_0^2}{r_0} \text{ [J]}$$

En frosset DT blanding har tetthet $\rho_0 = 200 \text{ kg/m}^3$.

Videre kan tiden beregnes: $t \gg 6.3 \times 10^{-9} \frac{r_0}{r_0} \text{ [s]}$

Effekten blir: $P = \frac{E_p}{t} \gg 2.4 \times 10^{18} \frac{r_0}{r_0} \text{ [W]}$

For frosset DT blanding gir dette et behov på $\sim 10 \text{ GJ}$ i løpet av nanosekunder! Ingen kjente prosesser gir så mye effekt på så kort tid. MEN løsningen ligger i at man kan komprimere DT kulen ca 1000 ganger.

Drivervirkningsgraden

Man trenger en driver for å avlevere energien på ca 15 kJ. Det er lasere eller partikkelakseleratorer som fokuserer på ett punkt.

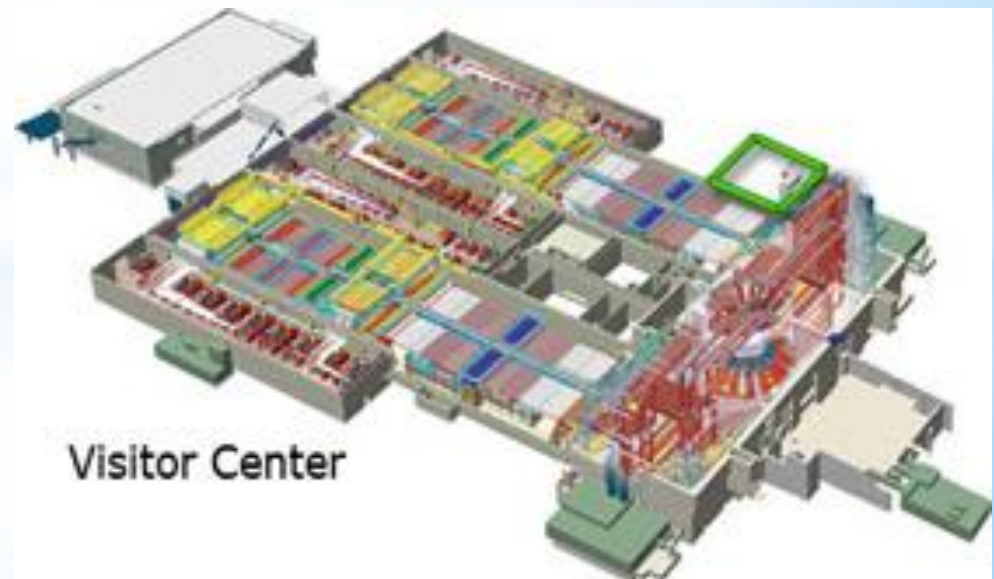
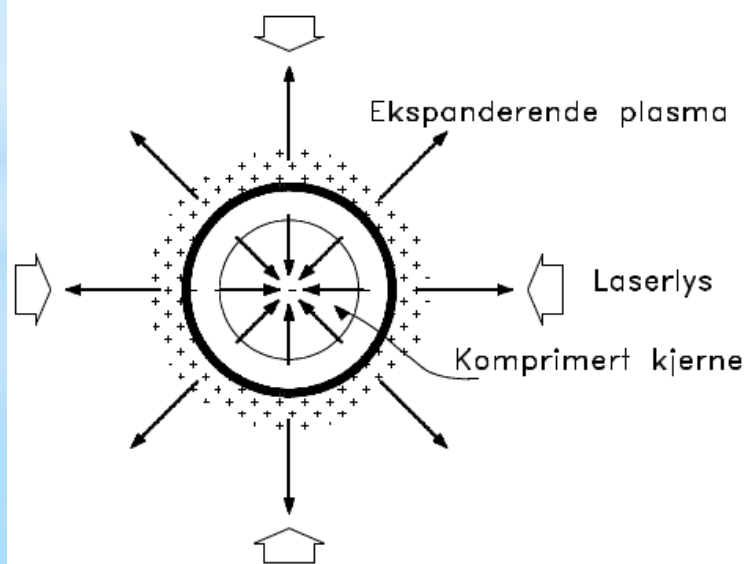
Virkningsgraden består av 3 deler: $\eta = \eta_1 \eta_2 \eta_3$

- omforming av energi i plasma -> elektrisk energi (0.3)
- omforming av elektrisk energi -> driveren (0.1)
- omforming av driverenergi -> termisk energi i plasma (0.1)

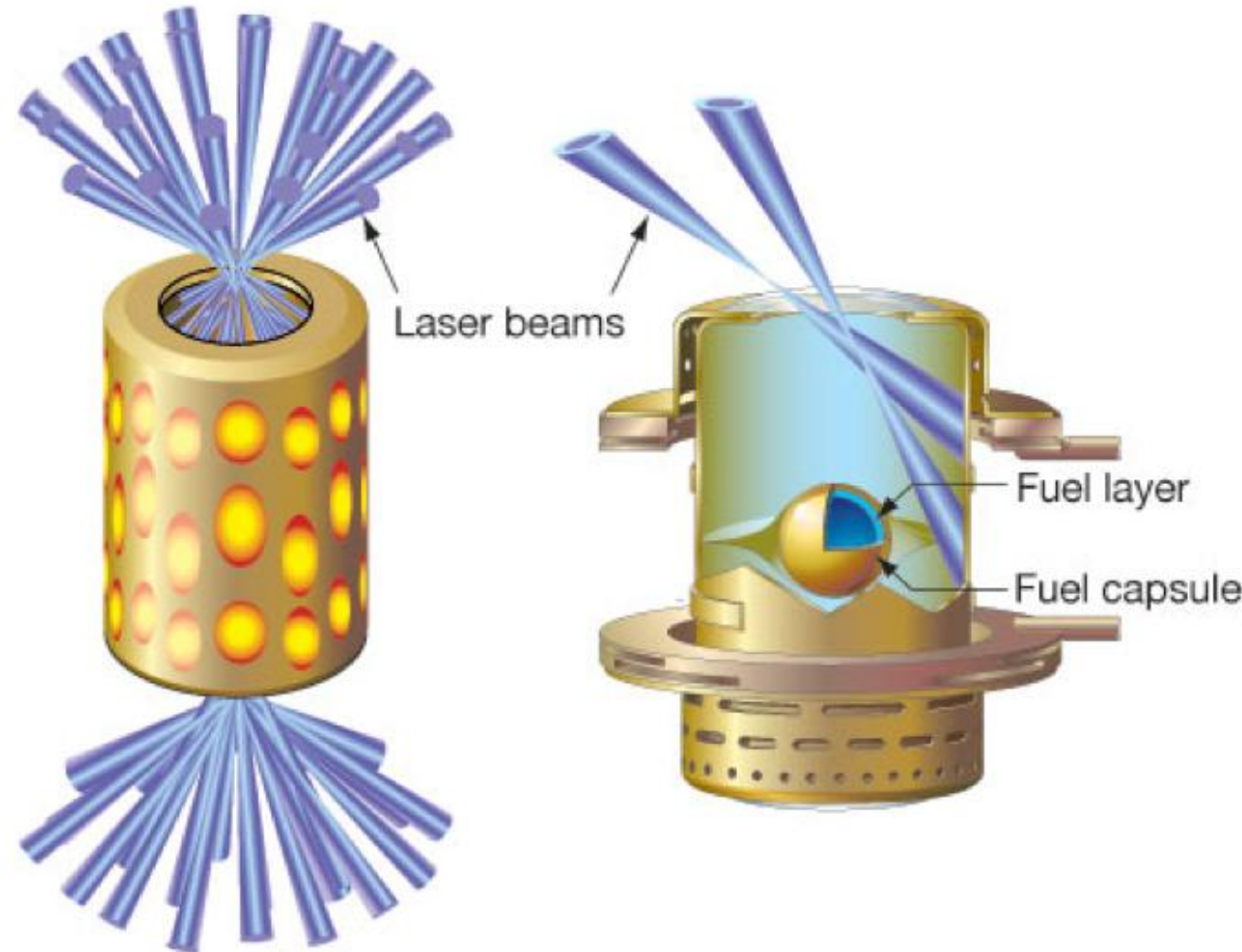
Ved NIF er målet å avgi 420 kJ til plasmaet og få ut 100 MJ.

Dette gir gevinstfaktor på $Q = 240$. Ett skudd per 24 h.

Targetkapsel nedkjølt til 18K.

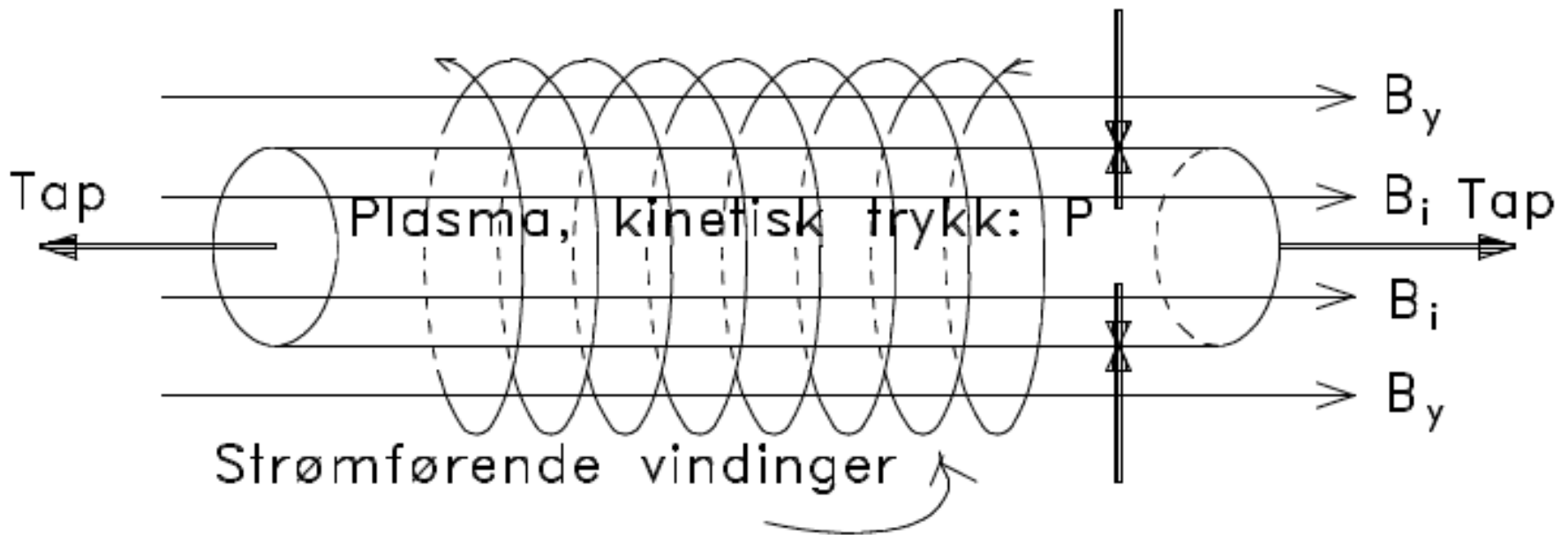


Laser-indusert fusjon ved National Ignition Facility (NIF), LLNL



192 laser-
stråler treffer
innsiden av et
hulrom
av gull. En
kapsel
på ca 2 mm \emptyset
finnes i
senter, fylt
med DT-
plasmaet.

Magnetisk innesperring



Det indre kinetiske trykk balanseres av et ytre og indre magnetisk trykk:

$$p_i = \frac{1}{2\mu_0} (B_y^2 - B_i^2)$$

Anta at det indre magnetfeltet er $B = 0$ T. Da trengs $p = 3 \cdot 10^{10}$ N/m² som gir $B = 3000$ Tesla for det ytre feltet for å holde plasmaet på plass! Realistiske felt er 5-10 Tesla.

Mer realistisk magnetfelt

Vi kan ikke forvente høyere enn $B = 5$ T. Dette begrenser det kinetiske trykk vi kan ha, og tilstandslikningen $p = 2nkT$ setter dermed begrensninger på n og T . Med $B = 5$ T får vi:

$$n \leq \frac{B^2}{4m_0 kT} = 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}.$$

Det innføres en parameter som forhold mellom kinetisk og magnetisk trykk:

$$b = \frac{p}{p_m} = \frac{2nkT}{B^2 / 2m_0}.$$

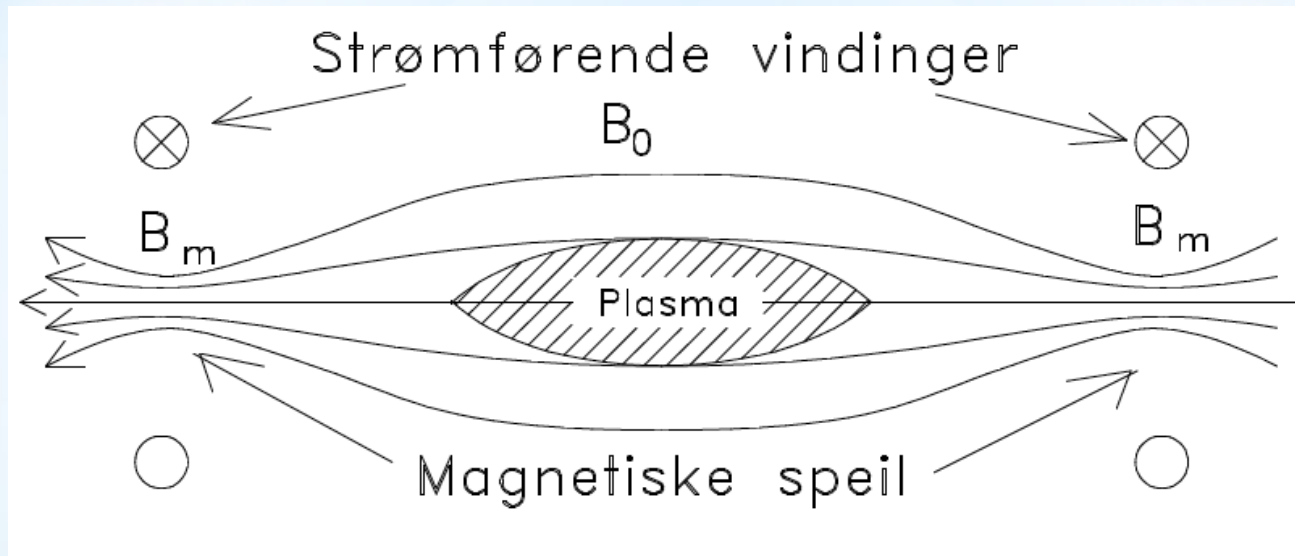
Forholdet viser seg å ikke bli høyere enn 0.05 i praksis over noen sekunders varighet. Lawson-kriteriet gir da typiske verdier

$$T \sim 10^8 \text{ K}, n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ og } \tau \sim 3 \text{ s}$$

Husk at $T \sim 10^8$ K, gir 1000 km/s og på 3 s er partikkelen gått **3000 km!** Det er 2 måter å innestenge partiklene på: **åpne** eller **lukkede** systemer.

Åpne system (I)

Magnetiske speil kan holde plasmaet på plass:



$$\sin \alpha_m = \sqrt{\frac{B_0}{B_m}}$$

For $\alpha > \alpha_m$ vil partiklene reflekteres og forblir inne i den magnetiske flasken. De beste resultater som er oppnådd i speilmaskiner er:

$$T \sim 9 \cdot 10^7 \text{ K}, n \sim 6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ og } \tau \sim 50 \text{ ms}$$

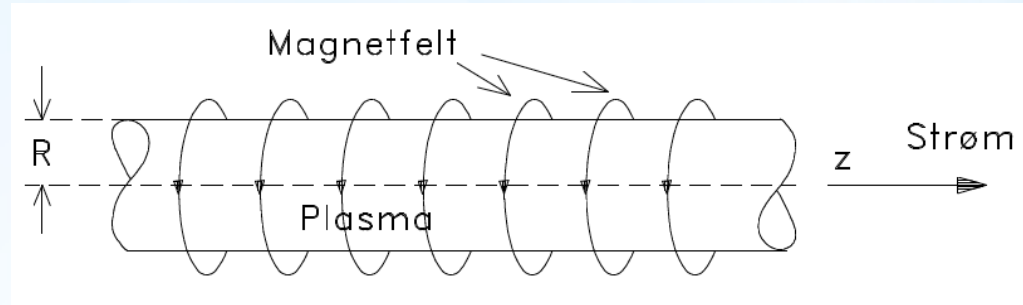
Åpne system (II)

Pinch-systemer utnytter at to strømførende parallelle ledninger tiltrekker hverandre (Lenz' lov).

z-pinch system:

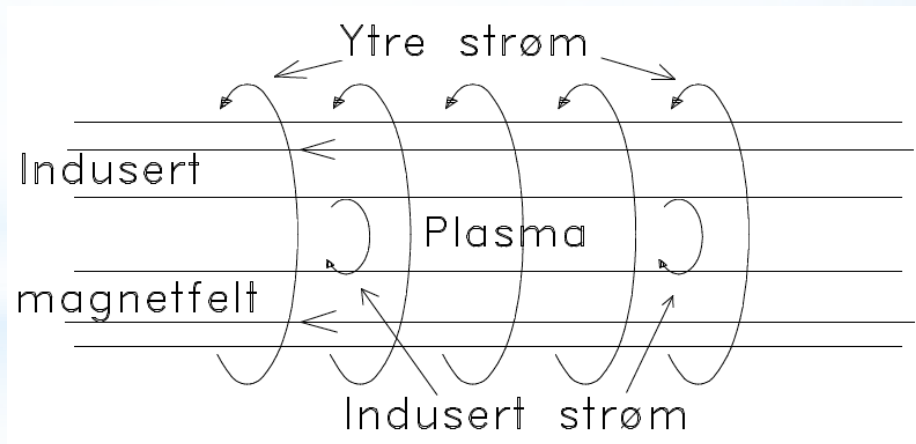
Aksialstrømmen gir et magnetisk trykk innover:

$$\rho_m = \frac{B^2}{2m_0} = \frac{m_0 I^2}{8\rho^2 R^2} \text{ og } p = 2nkT \triangleright I^2 = \frac{8\rho}{m_0} NkT, \text{ der } N = 2\rho R^2 n$$



θ-pinch system:

Økt ytre strøm inducerer indre strøm som gir aksielt magnetfelt.



De beste resultater som er oppnådd er:

$$T \sim 10^7 \text{ K}, n \sim 10^{23} \text{ m}^{-3} \text{ og } \tau \sim 15 \mu\text{s}$$

Lukkede system

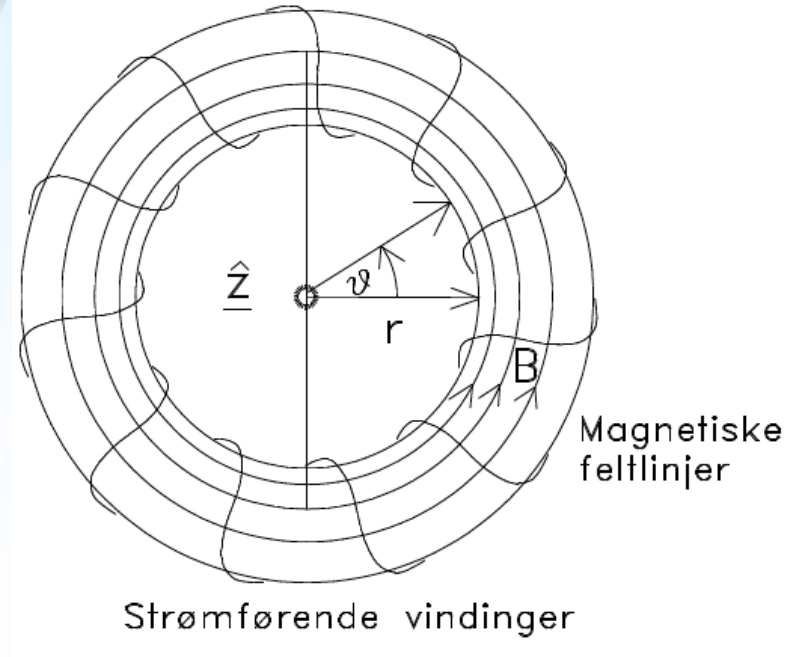
Torus-liknende system:

I teorien smart, men vi får et inhomogent felt med B sterkest innerst. Amperes lov gir:

$$2\pi r B = \mu_0 I$$

Vi får at B er omvendt proporsjonalt med radius i torusen. Dermed får vi en gradienthastighet på $1000/r$ [m/s] for $T = 10^8$ K og $B = 5$ T. Hvis innesperringstiden er 3 s og plasmaradius på 3 m, vil det kreve en torusradius på 1 km! Det er 2 prinsipper for å bedre dette (ved å styrke magnetfeltet ved stor radius).

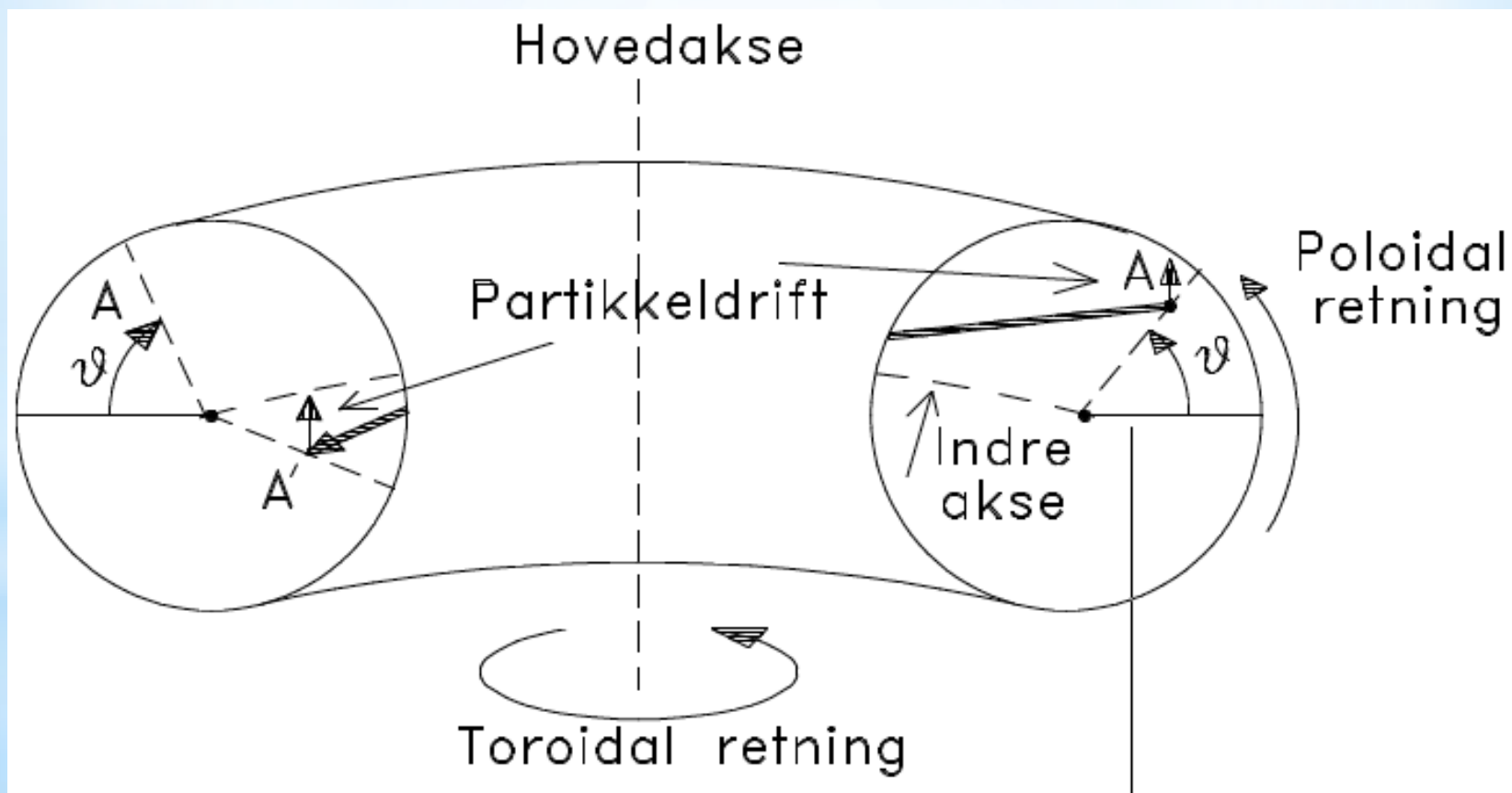
- Tokamaker, med induserte strømmer i plasmaet
- Stellarator, med strømvindinger langs torusens overflate



Tokamak med vridd B

Tokamak med vridd B

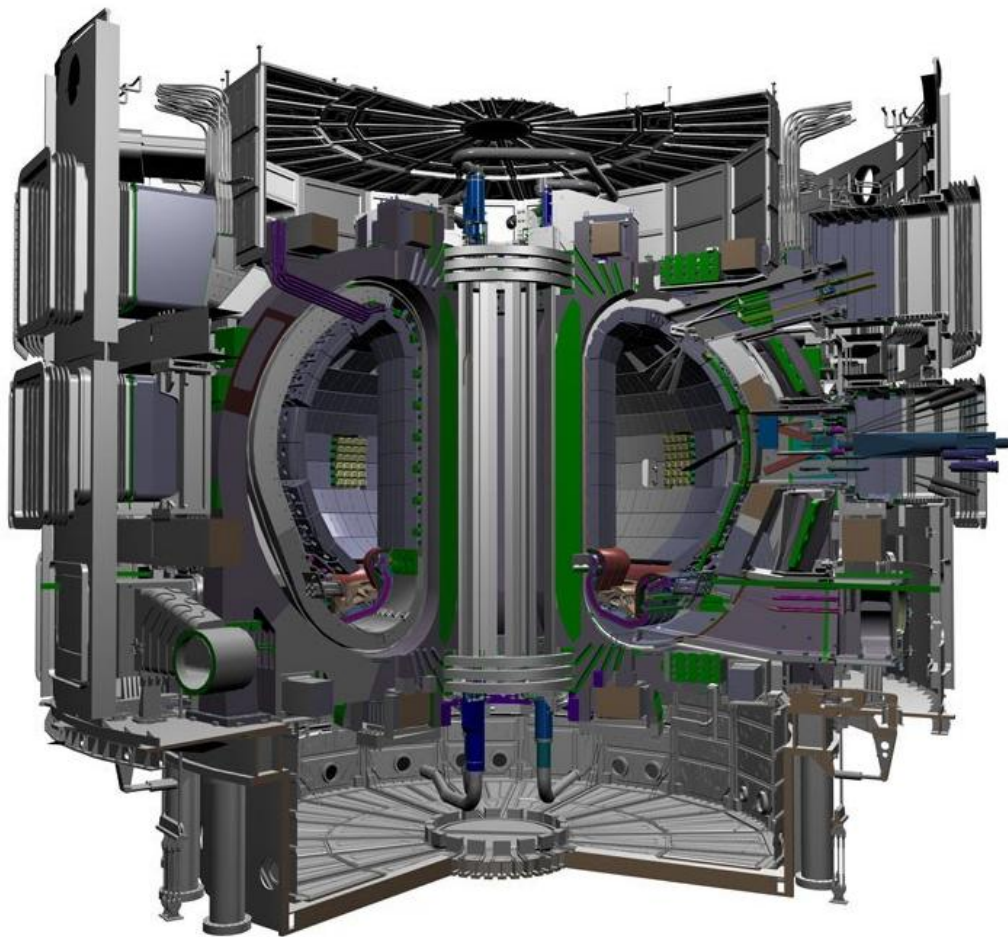
Det er oppnådd lovende resultater ved at magnetfeltet vris i poloidal retning. Dette gir en driftskompensasjon med bedre effektiv innesperring.



Resultater fra JET og JT-60U

Temperatur:	$T \approx 1,9 \cdot 10^8 \text{ K}$	JET,
”	$T \approx 5,2 \cdot 10^8 \text{ K}$	JT-60U
Elektrontetthet:	$n \approx 4,1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$	JET
”	$n \approx 2,8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$	JT-60U
Innesperringstid:	$\tau \approx 1,3 \text{ s}$	JET
”	$\tau \approx 1,2 \text{ s}$	JT-60U
Lawson-produktet:	$n\tau \approx 4,9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}$	JET
Produsert fusjonsenergi:	$\approx 16 \text{ MW}$	JET
Gevinstfaktor:	$Q \approx 0,7$	JET
”	$Q \approx 1,2$	JT-60U
Trippelproduktet:	$n\tau T \approx 9,2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s} \cdot \text{keV},$	JET
”	$n\tau T \approx 1,5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s} \cdot \text{keV}.$	JT-60U.

ITER



The International Experimental Reactor (ITER) er et samarbeid mellom EU, India, Japan, Kina, Russland, Sør-Korea og USA. Den skal være i drift ca 2020 med temperatur $1.5 \cdot 10^8$ K. Tilført energi er 50 MW og utbytte ca 500 MW ($Q=10$). Tokamak volum: 840 m^3 . Total høyde 73 m.

ITER bygges i Cadarache i Sør-Frankrike, og koster 13 milliarder Euro. Senere er en demonstrasjonsreaktor (DEMO) planlagt i drift rundt 2030, og skal danne basis for kommersielle fusjonsreaktorer. Se <http://www.iter.org/>

2013.04.22

FYS 3320 Fysikk og energiressurser (kap. 7)

Vår 2013

Strålingens fysiske egenskaper

Anbefalinger for håndtering og strålegrenser blir gitt av forskjellige internasjonale komiteer og organisasjoner som UNSCEAR, ICRP, IAEA og EU. Landenes nasjonale regler (SSV i Norge) bygger på dette.

Ioniserende stråling slår løs elektroner i atomer og molekyler:

- α - partikler gir hvert elektron liten kinetisk energi
- β - partikler kan gi all energi til et elektron
- nøytroner bremses av protoner, som igjen slår løs elektroner
- γ - stråling og røntgen vekselvirker med elektroner via Compton spredning og fotoelektrisk effekt

For γ - kvanter reduseres stråleintensiteten gjennom materie som

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}$$

der svekkelses-koeffisienten μ har enhet per lengde. Svekkelseslengden defineres som $1/\mu$.

Absorpsjon og rekkevidde

Stråling	Materiale	Svekkingslengde $1/\mu$	Kommentar
røntgen (100 keV)	luft	51 m	0,0013 g/cm ³
	betong	25 mm	2,35 g/cm ³
	bly	0,18 mm	11,34 g/cm ³
	bløtvev	60 mm	
γ (2 MeV)	luft	170 m	
	betong	9,5 cm	
	bly	2,0 cm	
	bløtvev	20 cm	
hurtige n (1 MeV)	luft	-	Virkningstverrsnittet er avgjørende
	betong	3,1 cm	
	bly	-	
Rekkevidde			
α (4 MeV)	luft	2,5 cm	
	betong	-	
	bly	4,0 cm	
	bløtvev	25 μ m	
β (0,5 MeV)	luft	1,5 m	skalerer
	betong	0,83 mm	bare
	bly	0,17 mm	med
	bløtvev	2 mm	tettheten

α - stråling

absorberes av et
papirark

β - stråling

absorberes av
noen
mm metall

X-rays / røntgen

absorberes
av noen cm
metall

n og γ - stråling

absorberes av
opptil noen
få meter betong

HUSK: $1/r^2$
2013.04.22
regelen!

Enheter

Bq - bequerel

Strålingskildens aktivitet $A = -dN/dt$ [desintegrasjoner/s]

Gy - gray

Absorbert dose D [J/kg]

Sv -sievert

Absorbert dose veiet med strålings-vektfaktoren; ekvivalentdose H [J/kg]. Ekvivalentdosen (Sv) til et organ T er en *summasjon* over forskjellige stråletyper S med forskjellig faregrad w_S :

$$H_T = \sum_S w_S D_{T,S}$$

Effektivdosen (også Sv) er en *veiet sum* over alle organer i menneskekroppen. Vektforene w_T fra ICRP angir den relative risikoen i hvert enkelt organ:

$$E = \sum_T w_T H_T$$

Vektfaktorene w_S og w_T

Stråletype	w_S
Fotoner, elektroner og myoner	1
Nøytroner	kontinuerlig funksjon av energien
Protoner og ladde pioner	2
α -partikler, tunge ioner	20

Vektfaktor w_T (ICRP 2007)

Kroppsdeler/organer	For hver	Sum
Benoverflater, hjerne, spyttkjertler, skinn	0,01	0,04
Urinblære, spiserør, lever, skjoldbruskkjertel	0,04	0,16
Gonader	0,08	0,08
Benmarg, mage, tarm, lunge, bryst, øvrig vev	0,12	0,72
Totalt		1,00

Strålingens biologiske virkninger

Deterministiske/akutte skader

Høye doser. Skader inntreer straks eller innen få dager.

Stokastiske skader

Lave doser. Skader kan inntre etter flere år, kanskje så lenge som etter 20 - 30 år.

Primæreffekt er ionisering etter μs .

Sekundæreffekt er kjemiske forandringer etter s.

Makroskopisk og biologiske effekt kan ta flere år.

Skade på DNA-molekylet kan endre delingsmekanismer for celler og påvirke individet på forskjellig måter.

Av kroppens 10^{14} celler, så er det ca 10^6 cellemutasjoner per dag. Genetiske mutasjoner (kjønnsceller) kan ha konsekvenser på avkom. Kjemisk miljø: Oksygenfattige celler er resistente mot stråling.

Store doser

Stråling > ca. 1 Sv gir akutte og deterministiske skader.

Det er ikke observert akutte skader for < 0.2 Sv, 200 mSv.

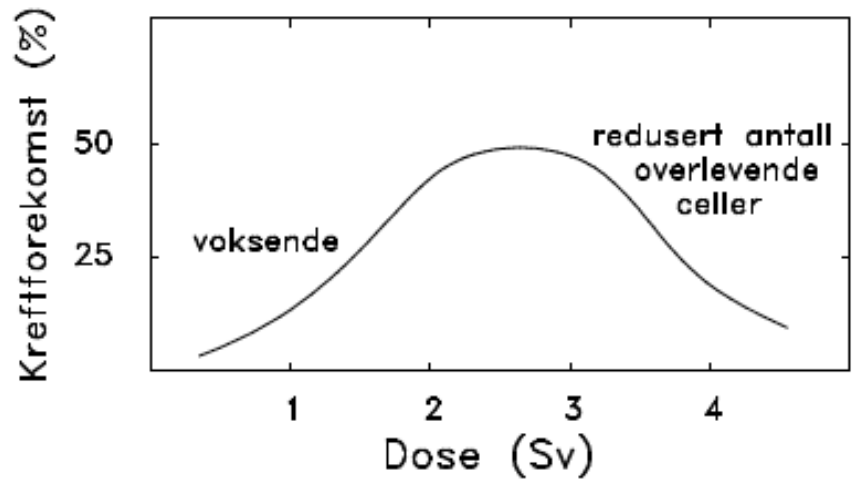
Dødeligheten er 50 % ved 3-4 Sv. Det kalles LD₅₀.

Mest strålefølsomt: Bloddannede vev, kjønnsceller (gonader), tarmepitel.
Moderat strålefølsomt: Overhud, slimhinner, øyet, spyttkjertler, lunger, bindevev, nyrer m.fl.
Minst strålefølsomt: Ben og brusk, større blodårer, muskulatur og nervevev.

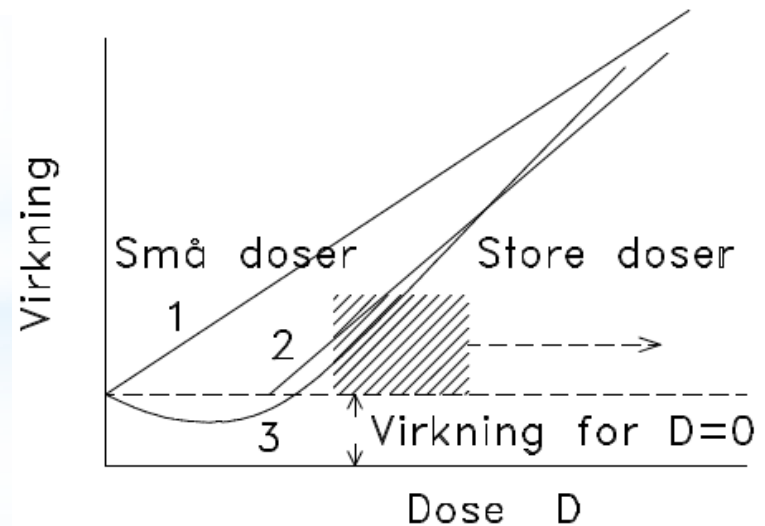
>100 Sv:	Total biokjemisk kollaps etter få timer.
≈100 Sv:	Død etter 2–4 dager. Væsketap, infeksjoner, indre blødninger. Stråledose av denne størrelse dreper alle nydannede celler. Spesielt er epitel i tarmene, som stadig dannes, utsatt. Strålingen gir hull i tarmene, som fører til død.
≈5-10 Sv:	Overlever ca. 3 uker, men bloddannende organer (benmarg) er ødelagt og fører til død.
≈3-4 Sv:	Ca. 50 % overlevelsesansynlighet. Hudskader, håravfall. Senvirkninger med latenstid på rundt 10 år eller mer oppstår med stor sannsynlighet.

Små doser

Det er meget vanskelig å estimere effekten av små doser i mSv-området. Dyreforsøk viser generelt utviklingen som er vist for bestråling av mus. Det er først et parabel-liknende forløp fra 0.2 Sv og oppover. Så ved 2 Sv begynner cellene å dø før kreften forekommer, og kurven snur.



Lineær hypotese. Mellom 0.0 og 0.2 Sv er det vanlig å anta en lineær funksjonssammenheng mellom kreftforekomst og dose. Det er mulig at man har vært overforsiktig med et lineært forløp for små doser, det kan være bra med *litt* stråling,



Internasjonale anbefalinger

ICRP antar - konservativt - en lineær sammenheng helt ned til null. Da blir *kollektivdose* et begrep, produktet av dosen og antall mennesker. Enheten er **manSv**. For eksempel er:

1 Sv til 10 000 mennesker <-> 10 mSv til 1 000 000 mennesker. Den lineære hypotesen er omstridt.

ICRP har brukt data fra atombombe-eksplisjonene under 2. verdenskrig i Hiroshima og Nagasaki.

Strålingsindusert, langtids dødsrisiko er $50 \cdot 10^{-3}$ per manSv. Anbefalte grenseverdier er:

- Yrkespersonale: årtdose 20 mSv i middel over 5 år, men ingen årtdose over 50 mSv
- Vanlig befolkning: årtdose 1 mSv i middel over 5 år

Menneskets strålingsmiljø

I naturen er våre viktigste radioaktive kilder ^{40}K , radondøtre (dvs radioaktive kjeder som starter med ^{238}U og ^{232}Th) og ^{14}C .

Årlig gjennomsnitt i Norge:

- Radon i boliger 2 mSv
- Ekstern γ -stråling 0.5 mSv
- Intern γ -stråling 0.37 mSv, særlig ^{40}K .
- Kosmisk stråling
 - 0.35 mSv ved havet
 - 0.70 mSv i 1500 m høyde
- Medisinsk strålebehandling, røntgen osv: 0.6 mSv

Dose fra røntgen-undersøkelse:

Undersøkelse	Dose i mSv	
	Gonade	Marg
Lunge	<0,1	0,4
Alle tenner	<0,1	0,2
Ryggrad	<0,1	2
Hjerneblodkar	<0,1	15
Mavesekk	m: 0,3, k: 1,5	3
Nyre	m: 12, k: 7	1
Maveblodkar	m: 0,5, k: 10-15	25
Tykketarm	m: 2, k: 8	6
Bekken-måling	k: 12	3
Foster (lite brukt)	f: 40, k: 12	8

m=mann, k=kvinne, f=foster

Isotoper fra fisjonsreaktorer

Vi må ta hensyn til isotopens levetid og biologisk levetid:

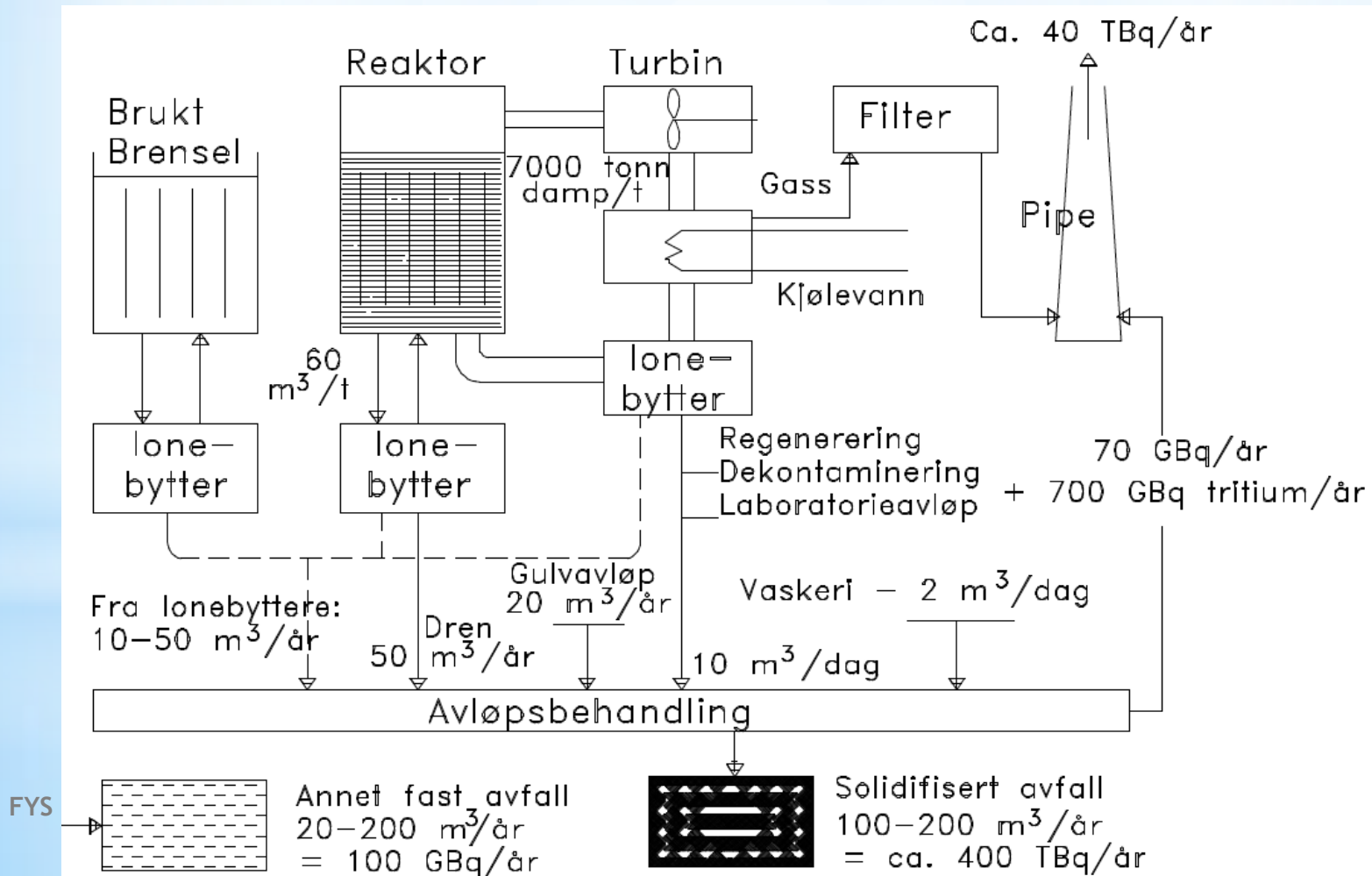
$$C(t) = C_0 e^{-/t} e^{-/bt}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{/ + /_b}$$

		$t_{1/2}$		Dose nSv/Bq	Kritisk organ	Anrikning i saltvann
		Fysisk	Biologisk			
³ H	β	12,35y	19d	0,017	helkropp	
⁸⁵ Kr	$\beta\gamma$	10,72y	-	-	helkropp	
⁸⁹ Sr	β	50,5d	-	2,5	skjelett	8(muslinger)
⁹⁰ Sr	β	29,1y	-	38,5	skjelett	
⁹⁵ Zr	β	64d	180d	1	mage/tarmer	2000 (grønne alger)
⁹⁵ Nb	$\beta\gamma$	35,2d	50d	0,7		
¹⁰⁶ Ru	$\beta\gamma$	368d	20d	7,4	mage/tarmer	
¹³¹ I	$\beta\gamma$	8,04d	138d	14,4	skjoldbrusk- kjertel	5000 (strand vegetasjon)
				For barn:110		
¹³³ Xe	$\beta\gamma$	5,25d	-	-	helkropp	
¹³⁷ Cs	$\beta\gamma$	30,0y	17d	14	helkropp	1000 (strand)
¹³⁴ Cs	$\beta\gamma$	2,06y	17d	20	helkropp	
¹⁴ C	$\beta\gamma$	5730y	35d	0,56	fettvev	
³² P	β	14,3d	3,3y	2,4	skjelett	4000 (alger, høyere planter)
⁵⁵ Fe	β	2,7y	-	0,16	milt	7000 (strand vegetasjon)
⁵⁹ Fe	$\beta\gamma$	44,5d	-	1,8	mage- tarmer	5000 (hummer)
⁶⁰ Co	$\beta\gamma$	5,27y	-	2,8	tarmer	2000 (fisk)
⁶⁵ Zn	$\beta\gamma$	244d	2,6y	4	prostata	10000 (muslinger) 4000 (hummer) 1000 (fisk)
²³⁸ Pu	$\alpha\gamma$	87,7y	1y/120y	870	skjelett/ lunger	10(muslinger)
²³⁹ Pu	$\alpha\gamma$	24065y	1y/120y	870		
²⁴⁰ Pu	$\alpha\gamma$	6537y	1y/120y	870		
²⁴¹ Am	$\alpha\gamma$	432y	890d	980		
²⁴² Cm	$\alpha\gamma$	163d	600d	31	mage/tarmer	

Rutinemessige utslipp

Ved dagens fisjonsreaktorer er spesielt reprosesseringsanlegg for brukt brensel utsatt for utslipp. Framtidig fusjon vil kunne få tritium-utslipp.



Reaktoruhell og -ulykker (I)

Katastrofale ulykker kan inntre pga:

1. Naturkatastrofer
2. Sabotasje eller krigshandlinger
3. Menneskelig eller teknisk svikt, ofte i kombinasjon med 1. eller 2.

Det radioaktive stoffet har minst tre barrierer:

1. Brenselsinnkapsling
2. Reaktortank
3. Reaktorbygning

Reaktoruhell (II)

”Verst tenkelig uhell” skjer når kjølevannet plutselig forsvinner, LOCA (Loss Of Coolant Accident). Restvarmen er ca 7% av full termisk effekt. En 1000 MW_e lettvannsreaktor har da 225 MW_t effekt. Etter noen timer smelter kjernen, og går ned i grunnen (Kina-syndromet).

Desintegrasjonsvarme:

Konsekvenser i
lettvannsreaktorer:

Tid dager	Aktivitet 10 ²⁰ Bq	Termisk effekt MW _t
0	638,3	225
1	156,5	17,4
5	85,5	9,72
15	49,2	5,6
30	35,6	4,06
60	24,6	2,35
120	15,2	1,74
210	9,25	1,10
1 år	5,62	0,659
3 år	1,92	0,204
10 år	0,79	0,067

Sannsyn- lighet pr. år pr. 100 reaktorer	Konsekvenser pr. år			
	Tidlige skader (sykdom- mer)	Latente kreft- dødsfall (10–40 år)	Skjoldbrusk- kjertel sykdommer	Genetiske effekter (1. generasjon)
1 av 200	<1	<1	4	<1
1 av 10 ⁴	300	170	1 400	25
1 av 10 ⁵	3 000	460	3 500	60
1 av 10 ⁶	14 000	860	6 000	110
1 av 10 ⁷	45 000	1 500	8 000	170
Normale fore- komster i Norge pr. år	4 · 10 ⁵	17 000	8 000	8 000

Derived Concentration Limits (DCL)

Pr 31.12.2008 var 419 kjernekraftverk i drift. Et verdenssamfunn helt basert på kjernekraft kan bety 10 000 - 100 000 kraftverk av størrelse 3000 MW_t. Radioaktivt materiale kan tas hånd om på 3 måter: ved fortynning, ved isolasjon, eller ved transmutasjon.

DCL er den maksimalt akseptable konsentrasjon av radioaktivitet i luft (L) og vann (V). Totalt på jorda har vi:

- Total vannmengde: $1.4 \cdot 10^{18} \text{ m}^3$
- Havets øverste 75 m: $2.7 \cdot 10^{16} \text{ m}^3$
- Luft under 10 km: $5 \cdot 10^{18} \text{ m}^3$

Risikopotensialet er det volum L eller V som skal til for å fortynne rad.-materialet til en konsentrasjon under DCL.

	Rutine utslipp	Stasjo-nært nivå	DCL	Risiko-potens-ial	Risikopotensial i 10^{12} m^3			
					Alt. energibehov (Tab. 9.19)			
	Bq/W _t år	Bq/W _t	Bq/m ³	m ³ /W _t	1990	A	B	C
Luft	$1 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^6$	$7,5 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^2$	1400	6600	17000	66000
Vann	$1 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	0,094	0,44	1,1	4,4

Utslipp fra Tsjernobyl

Alvorlighetskala
fra 0 - 7 (IAEA):

- 0 = mindre avvik
- 1-3 = hendelse
- > 3 = ulykke

Tsjernobyl (1986)

hadde nivå 7. Det ble frigjort $2 \cdot 10^{18}$ Bq, som var 3 - 4 % av det radioaktive materiale i reaktoren.

Gj.snittsdose til

norske befolkning:

- 0.3 mSv første år,
- 0.1 mSv i 1990

Navn	Isotop	$t_{1/2}$	Utslipp		I Norge
			PBq ¹⁾	% ²⁾	PBq
54 Xenon	¹³³ Xe	5,3d	6500	100	-
53 Jod	¹³¹ I	8,04d	~1760	50 - 60	-
52 Tellurium	¹³² Te	3,26d	~1150	25 - 60	-
55 Cesium	¹³⁴ Cs	2,06å	~54	20 - 40	1,2
	¹³⁷ Cs	30,0å	~85	20 - 40	2,3
38 Strontium	⁸⁹ Sr	50,5d	~115	4 - 6	~0
	⁹⁰ Sr	29,1å	~10	4 - 6	~0
40 Zirkonium	⁹⁵ Zr	1,4h	196	3,5	-
42 Molybden	⁹⁹ Mo	2,75d	>168	>3,5	-
44 Ruthenium	¹⁰³ Ru	39,6d	>168	>3,5	-
	¹⁰⁶ Ru	368d	>73	>3,5	0,95
58 Cerium	¹⁴¹ Ce	32,5d	196	3,5	-
	¹⁴⁴ Ce	285d	~116	3,5	0,32
93 Neptunium	²³⁹ Np	2,36d	~95	3,5	~0
94 Plutonium	²³⁸ Pu	87,74d	0,035	3,5	~0
	²³⁹ Pu	24065å	0,03	3,5	~0
	²⁴⁰ Pu	6537å	0,042	3,5	~0
	²⁴¹ Pu	14,4å	~6	3,5	~0
96 Curium	²⁴¹ Cm	163d	~0,9	3,5	~0

1) PBq = 10^{15} Bq.

2) % av reaktorinnhold.

Utslipp og eksponering fra Fukushima

Etter tsunamien 11.3.11 fikk 3 av TEPCOs 6 reaktorer etterhvert full kjernenedsmeltning. Alle innbyggere i en radius av 20 km ble evakuert, og alt jordbruk er stoppet. Det umiddelbare utslipp til atmosfæren er anslått til ca 900 PBq, mellom 1/10 og 1/6 av Tsjernobyl, hovedsakelig ^{131}I , ^{134}Cs og ^{137}Cs . Utslippene fortsatte, med stadig redusert omfang.

-En tabell fra IAEA (des. 2012) anslår at 1503 personer fikk doser 10-200 mSv i mars 2011, 2242 personer mindre enn 10 mSv.

Høyeste dose var 199.4 mSv, gjennomsnittlig dose 13.66 mSv.

Det var ingen akutte strålingsdødsfall.

-WHO (feb. 2013) anslår at det ikke blir målbar økning i kreft for hele Japan, men at enkelte landsbyer/grupper kan få en økning. Babyer i Namie og Iitate kan få en økt sannsynlighet for brystkreft hos kvinner på 6%, og 7% for leukemi hos menn.

-Høyest målte ^{137}Cs -innhold i fisk: drøyt 25 kBq/kg, aug. 2012.

FYS 3320 Fysikk og energiressurser (kap. 8)

Vår 2013

Jordas varmebalanse og klima

Menneskets økende energiforbruk påvirker:

- mengden av drivhusgasser i atmosfæren
- global oppvarming

De viktigste drivhusgassene er karbondioksyd CO₂ og metan CH₄.

FN har siden 1988 hatt et klima-ekspertpanel:

Intergovernmental Panel on Climate Change

IPCC mottak Nobels fredspris i 2007. Se www.ipcc.ch

IPCC har som mandat å:

- gi oversikt over vitenskapelig informasjon om klimaforandringer
- gi oversikt over virkningene av klimaforandring
- foreslå tiltak

IPCCs rapporter

IPCC presenterer sine funn i omfattende Assessment Reports, AR. Bokas kap. 8 bygger på AR 4 fra 2007. AR 5 kommer høsten 2014. AR bygger på arbeidet i tre hoved-arbeidsgrupper, WG, som til sammen har over 800 forfattere:

- WG1 Physical Science Basis,
- WG2 Impacts, Adaptation and Vulnerability,
- WG3 Mitigation of Climate Change.

Jordas klima

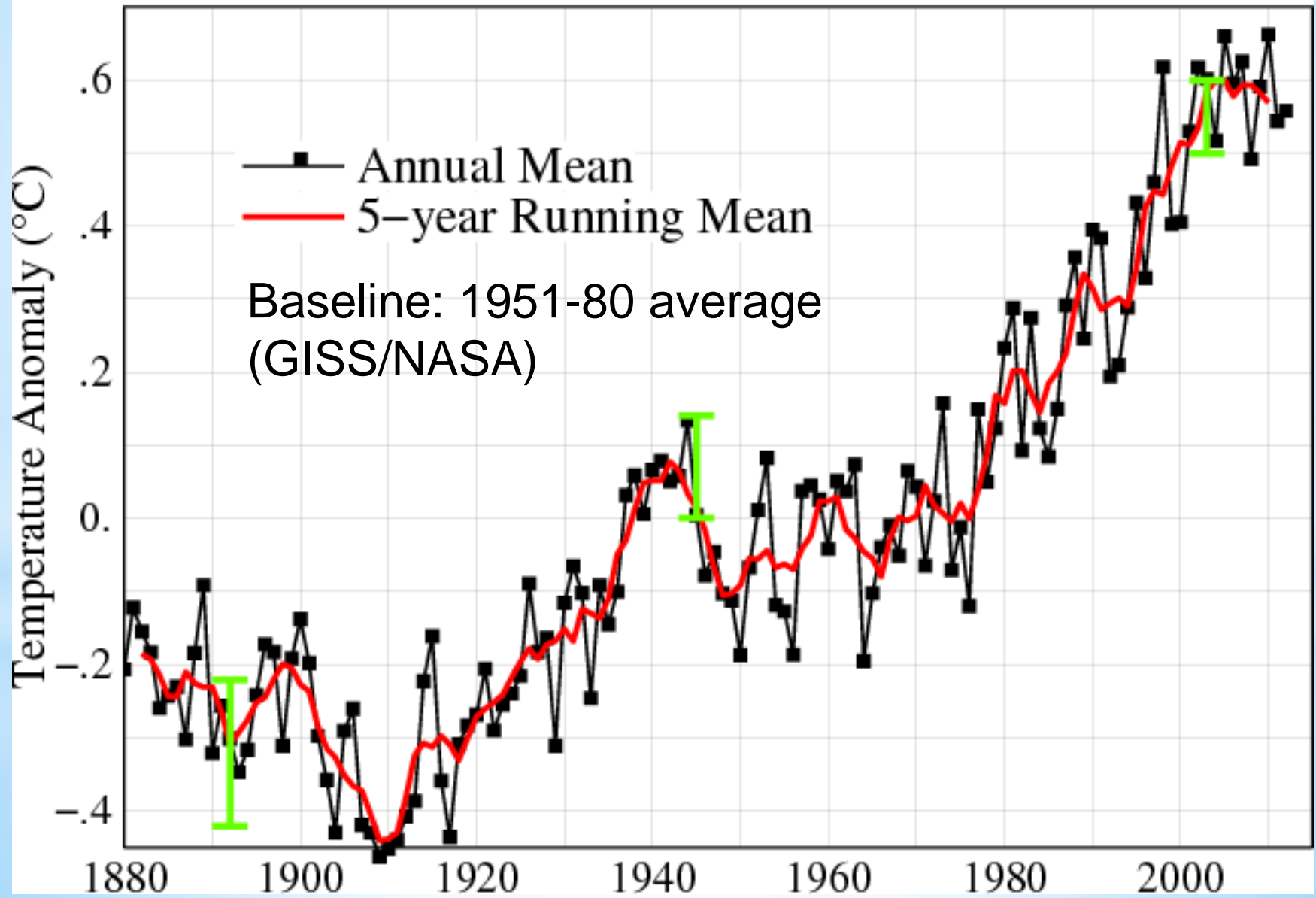
Det er ingen naturlig tidsperiode å velge for studie av klimaendringer. Fra 1945-1965 sank temperaturen 0.2 °C, men steg fra 1965 - 2005 med 0.7 °C.

Periode i antall	Endring i temperatur	Siste maksimum	Maksimal endring
år	°C	før 1990	°C/år
100 000	8,0	10 000	0,00025
20 000	3,0	8 000	0,00045
2 500	2,0	1 765	0,0025
200	0,5	90	0,0075
100	0,5	50	0,014

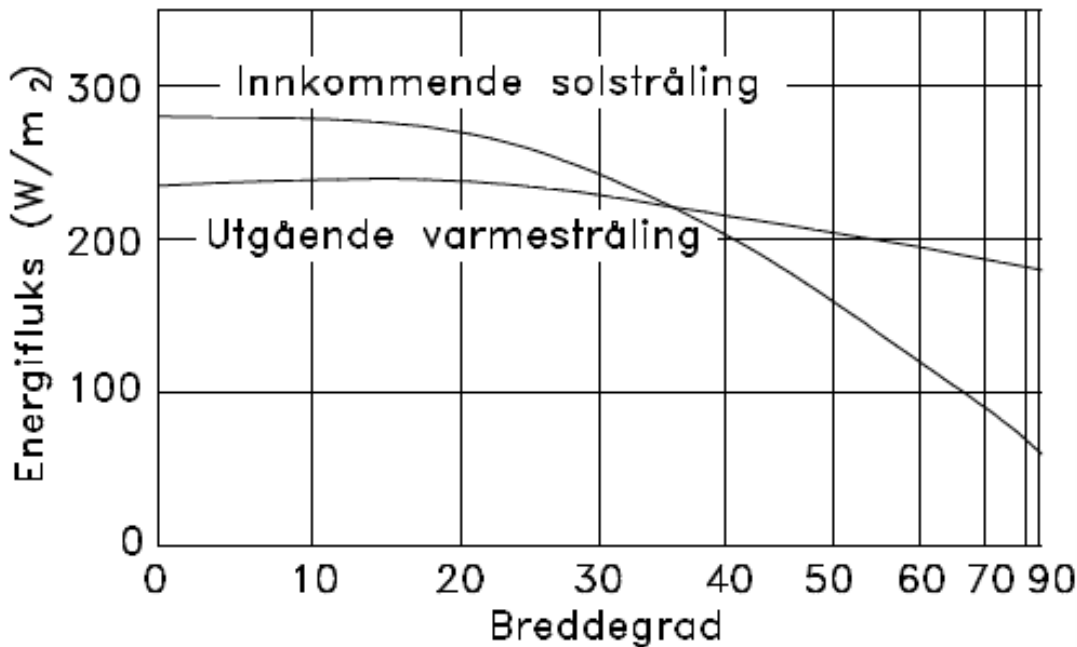
Det er ofte vanskelig å skille menneskeskapt og naturlig påvirkning. Viktige naturfaktorer er vulkanutbrudd, meteor-pedslag, solas utstråling (solflekker).

Temperaturendring siden 1880

Global Land–Ocean Temperature Index



Sol, energistrømmer og breddegrad

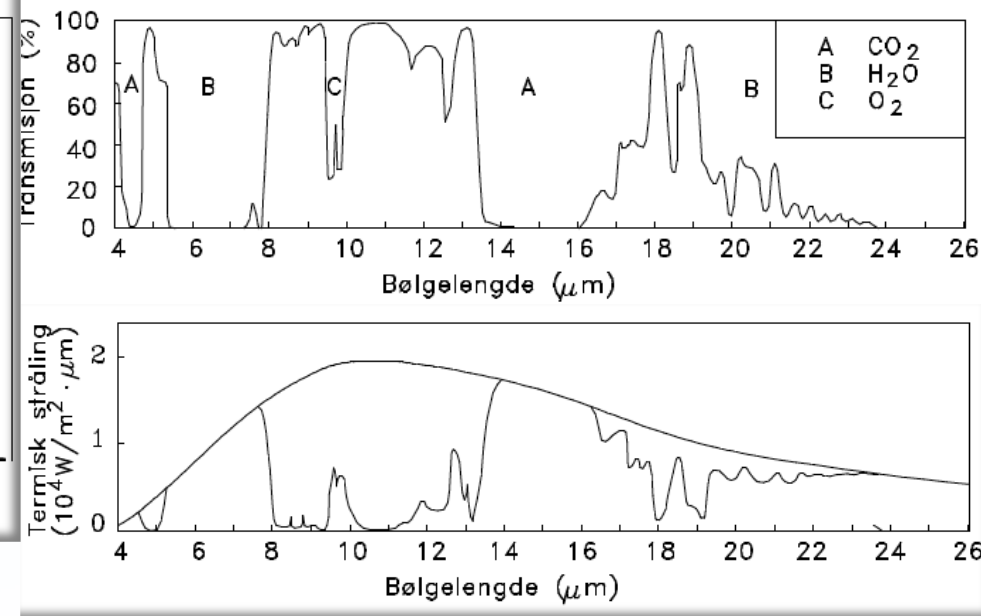
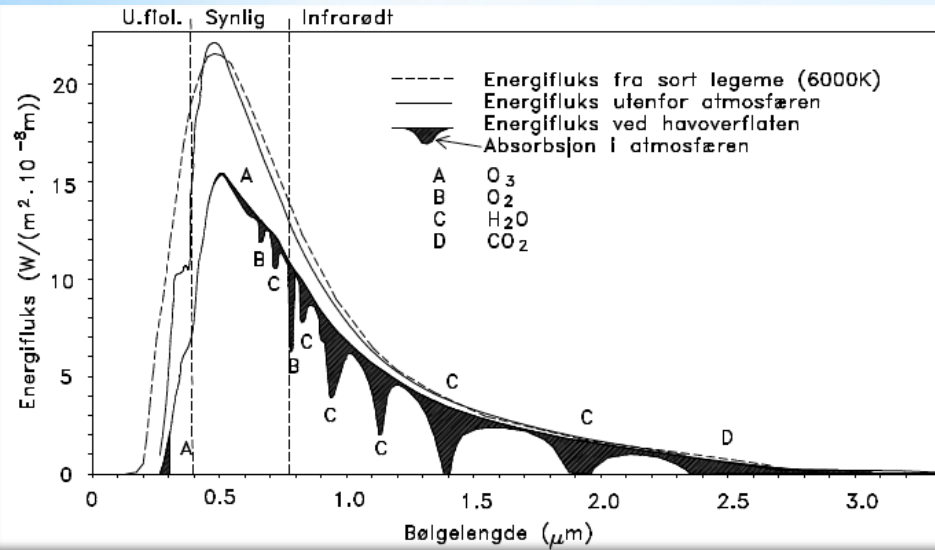


Innkommende solstråling er større enn utgående varmestråling for breddegrader $< 35^\circ$ N.

Energitilførsel i 10^{14} W_t . Vi merker oss at tilførsel av energi fra sola og energi fra luft/hav er sammenliknbare for breddegrader $> 60^\circ$ N.

Nordlig bredde [°]	0–30	30–60	60–90
Fra sola	+365	+200	+35
Luft/hav-strømmer	-53	+27	+26

Jordas inn/ut- spektralfordeling

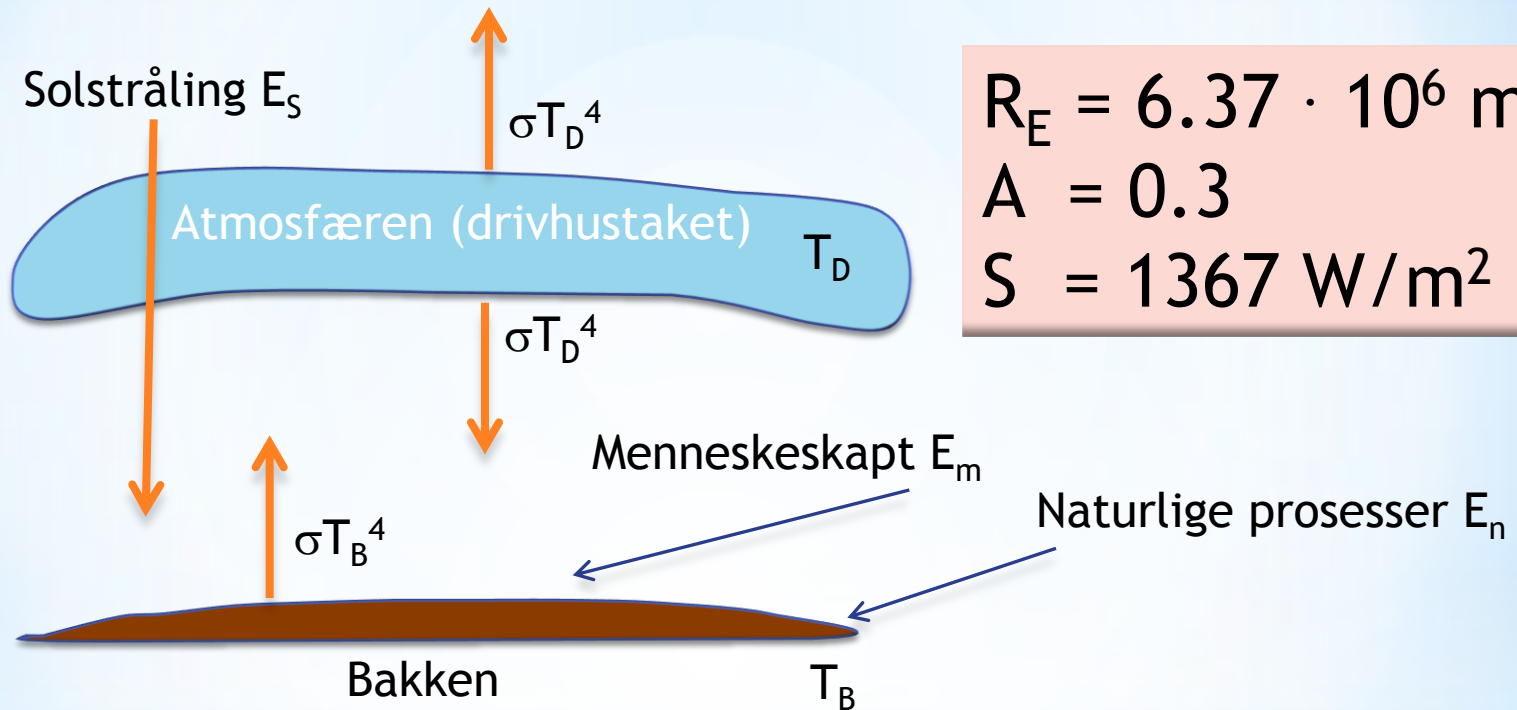


Innkommende solstråling fra sola med temperatur ~ 6000 K.

Øverst: Transmisjon av stråling fra jorda og ut i verdensrommet.

Nederst: Spektralfordeling fra atmosfæren følger sortlegeme stråling med 273 K.

Strålingsmodell



$$R_E = 6.37 \cdot 10^6 \text{ m}$$

$$A = 0.3$$

$$S = 1367 \text{ W/m}^2$$

$$E_S = \pi R_E^2 (1 - A) S = 1.19 \cdot 10^{17} \text{ W}$$

$$E_n = 3.5 \cdot 10^{13} \text{ W}$$

$$E_m = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ W}$$

Strålingsbalanse

Likevekt mellom tilført og utstrålt energi på bakken gir:

$$E_S + E_n + E_m + 4 \pi R_E^2 \alpha \sigma T_D^4 = 4 \pi R_E^2 \sigma T_B^4$$

Likevekt mellom tilført og utstrålt energi for drivhustaket:

$$4 \pi R_E^2 \alpha \sigma T_B^4 = 8 \pi R_E^2 \alpha \sigma T_D^4$$

8 - tallet er fordi vi har 2 flater (inn mot jorda og ut i verdensrommet). Parameter α tar hensyn til at ikke all stråling fra jorda blir absorbert i drivhustaket, bare ca $\alpha = 80 \%$.

Modelløsning

Vi løser de to foregående likninger mhp bakke-temperatur:

$$T_B = \left(\frac{\alpha (E_S + E_n + E_m)}{2\rho(2-a)sR_E} \right)^{1/4}$$

Hvis vi antar null menneskelig aktivitet (!), blir:

$$T_B^0 = \left(\frac{\alpha (E_S + E_n)}{2\rho(2-a)sR_E} \right)^{1/4}$$

Beregnete bakketemperaturer med forskjellig absorpsjon α er vist i tabellen under.

Atmosfærisk absorpsjon	α	$T_b^{(0)}$ (K)
Ingen absorpsjon	0	256
Full absorpsjon	1	301
Tilpasset dagens situasjon	0,81	288

Følsomhetsanalyse

Vi definerer $E_0 = E_s + E_n$ og menneskeskapt eller ytre ny energitilførsel ΔE . Videre setter vi:

$$E = E_0 + \Delta E \text{ og } T_B = T_B^0 + \Delta T_B$$

Vi utleder økning i bakketemperatur ved tilført ΔE :

$$D T_B = T_B^0 \left[\left(1 + \frac{D E}{E_0} \right)^{1/4} - 1 \right]$$

Det er rimelig å anta at forstyrrelsen er liten. For eksempel utgjør menneskelig aktivitet bare $\Delta E/E_0 \sim 0.01\%$. Dermed kan uttrykket forenkles til:

$$D T_B \approx \frac{1}{4} \frac{D E}{E_0} T_B^0$$

Strålingspådriv

Anta en mekanisme i som gir strålingspådriv F_i , med enhet W/m^2 . Da får vi en generell temperaturøkning:

$$\Delta T_i = G_f^0 F_i$$

der G_f^0 er følsomhetsfaktoren, enhet m^2K/W_t .

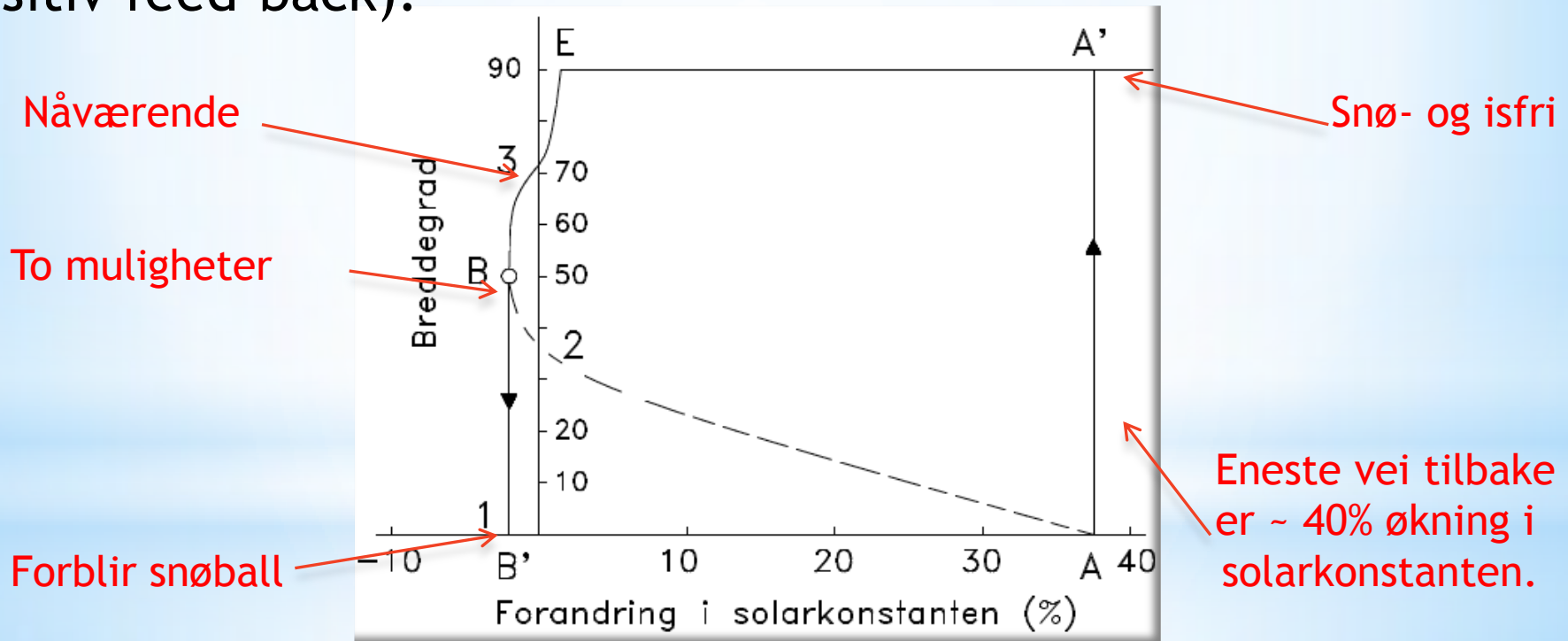
I forrige eksempel kan vi finne pådriv og følsomhetsfaktoren ved å faktorisere:

$$DT_B \approx \frac{1}{4} \frac{DE}{E_0} T_B^0 = \left(\frac{\rho R_E^2 T_B^0}{E_0} \right) \left(\frac{DE}{4\rho R_E^2} \right) = (G_f^0)(F_i)$$

For $T_B = 288$ K, blir følsomhetsfaktoren $G_f^0 = 0.3$ m^2K/W_t , som gir en global temperaturøkning på 0.3 K. Dette er en faktor 2-2.5 lavere enn mer raffinerte simuleringsmodeller, som bl a tar hensyn til fordeling over kloden og feedback- mekanismer.

Klimaets stabilitet

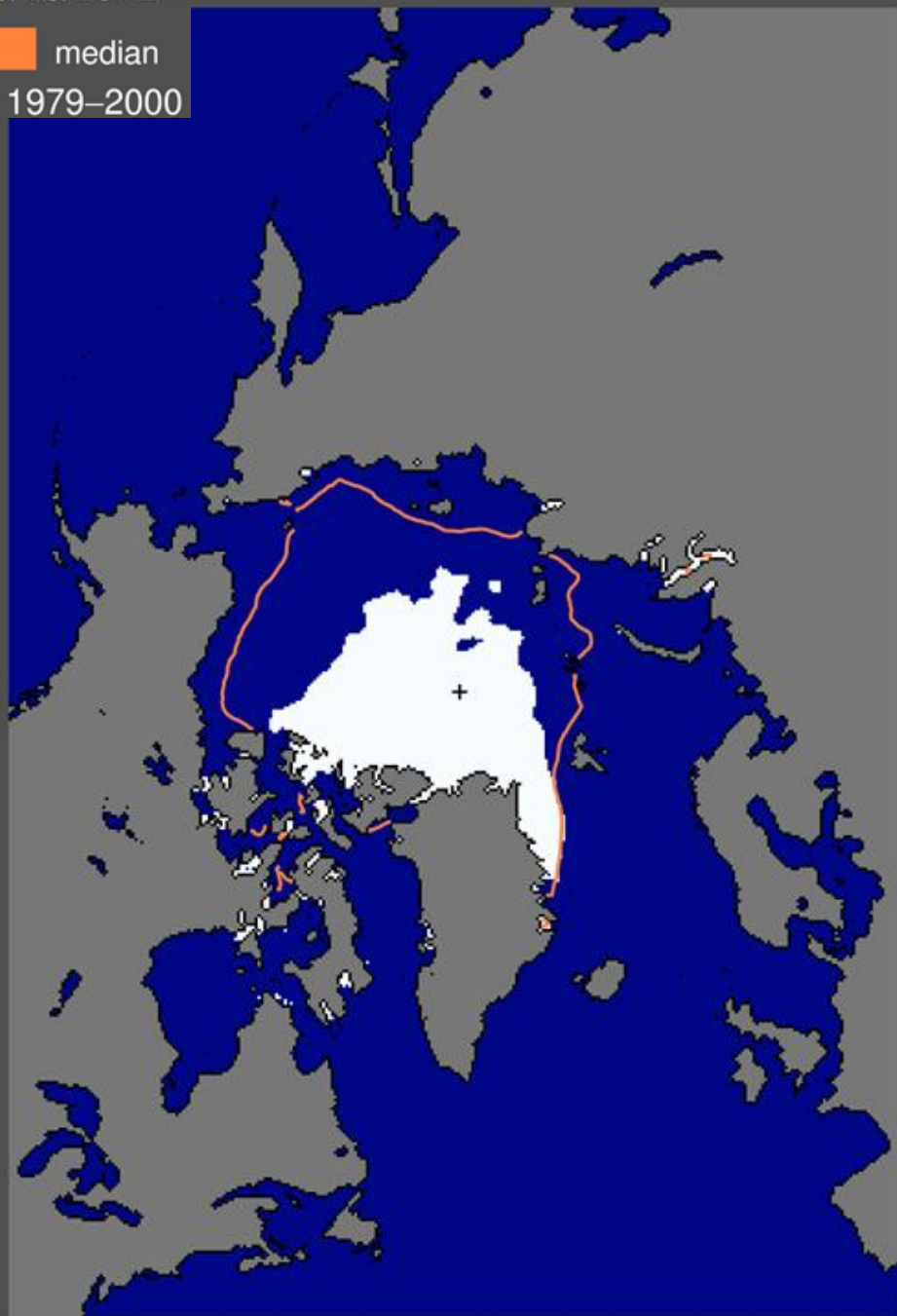
Polarisens utbredelse er indikator på global oppvarming. Det er en destabiliserende effekt ved at økt temperatur gir mindre is, som gir mindre refleksjon av solstråling. Dermed vil jordas reduserte albedo (< 30 %) gi ytterligere absorpsjon av sollys (positiv feed-back).



↔ "To be or not to be", er beregnet til $\Delta T \sim 5 \text{ K}$

Diagrammet minner om hysteresese i fasomvandlinger.

median
1979–2000



National Snow and Ice Data Center, Boulder, CO

Redusert isdekke i Polhavet

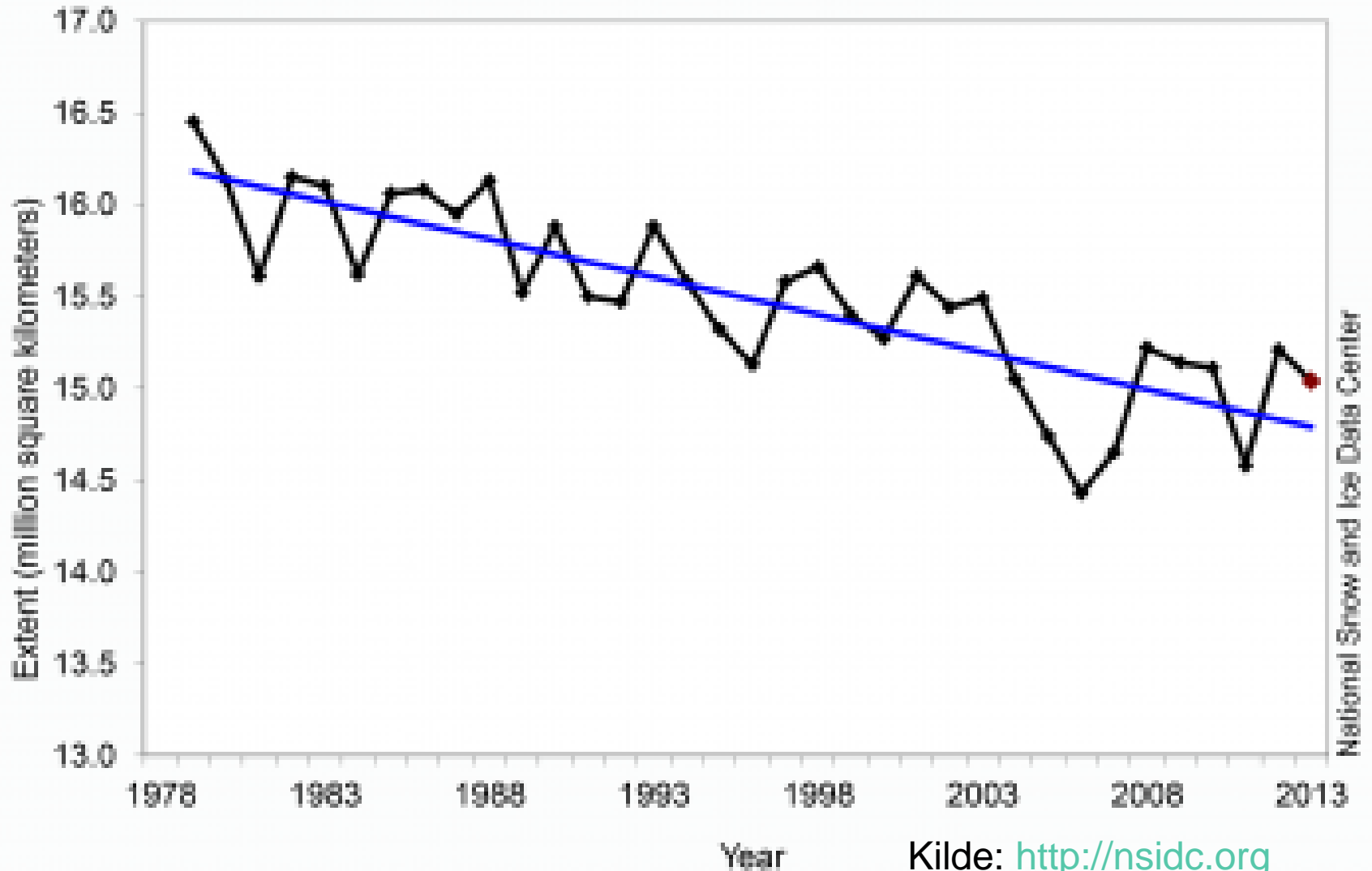
ON SEPTEMBER 16, 2012, SEA ICE EXTENT DROPPED TO 3.41 MILLION SQUARE KILOMETERS. THIS YEAR'S MINIMUM WAS 760,000 SQUARE KILOMETERS (18%) BELOW THE PREVIOUS RECORD MINIMUM OF SEPT. 18, 2007. THE 2012 MINIMUM WAS 3.29 MILLION SQUARE KILOMETERS (49%) BELOW THE 1979 TO 2000 AVERAGE MINIMUM, REPRESENTING AN AREA NEARLY TWICE THE SIZE OF THE STATE OF ALASKA.

Kilde:

<http://nsidc.org/arcticseaicenews/2012/09/>

Isdekket i Polhavet om vinteren

Average Monthly Arctic Sea Ice Extent
March 1979 - 2013



Endringer i klima

Det antropogene energiforbruket kan bidra til å endre klimaet på to måter:

- Netto utslipp av termisk energi (varme) pga alminnelig energiforbruk. Det gjelder alle energikilder, også kjernekraft og geotermisk, unntatt de fornybare energikildene.
- Utslipp av CO_2 ved forbruk av fossile energiresurser

Termisk energitilførsel (I)

Med vår enkle modell, blir temperaturøkningen ved tilførsel av varmen $E_m = 15.04 \text{TW}_t$ (2011) pga all# menneskelig aktivitet:

$$\Delta T_B \approx \frac{1}{4} \frac{E_m}{E_0} T_B^0 \approx 0.01 \text{ K}$$

Empiri viser at faktoren $\frac{1}{4}$ må ganges opp med ca 2-3, for å få en realistisk verdi som tar hensyn til ulike feedbackmekanismer, der de fleste er positive.

For fossil forbrenning utgjør den rene varme-effekten (etter korreksjon) ca 4% av drivhuseffekten som skapes.

#Strengt tatt bør de 8-10% som er fornybar energi, trekkes fra.

Termisk energitilførsel (II)

En NCAR*-modell er benyttet på et mulig framtidssbilde:

Antar vi 15 milliarder mennesker på jorda, og at hver bruker 20 kW_t , vil $E_m \sim 300 \text{ TW}_t$, mot ca. 15 TW_t i dag (2011). Dette gir $\Delta T \sim 0.4 \text{ K}$.

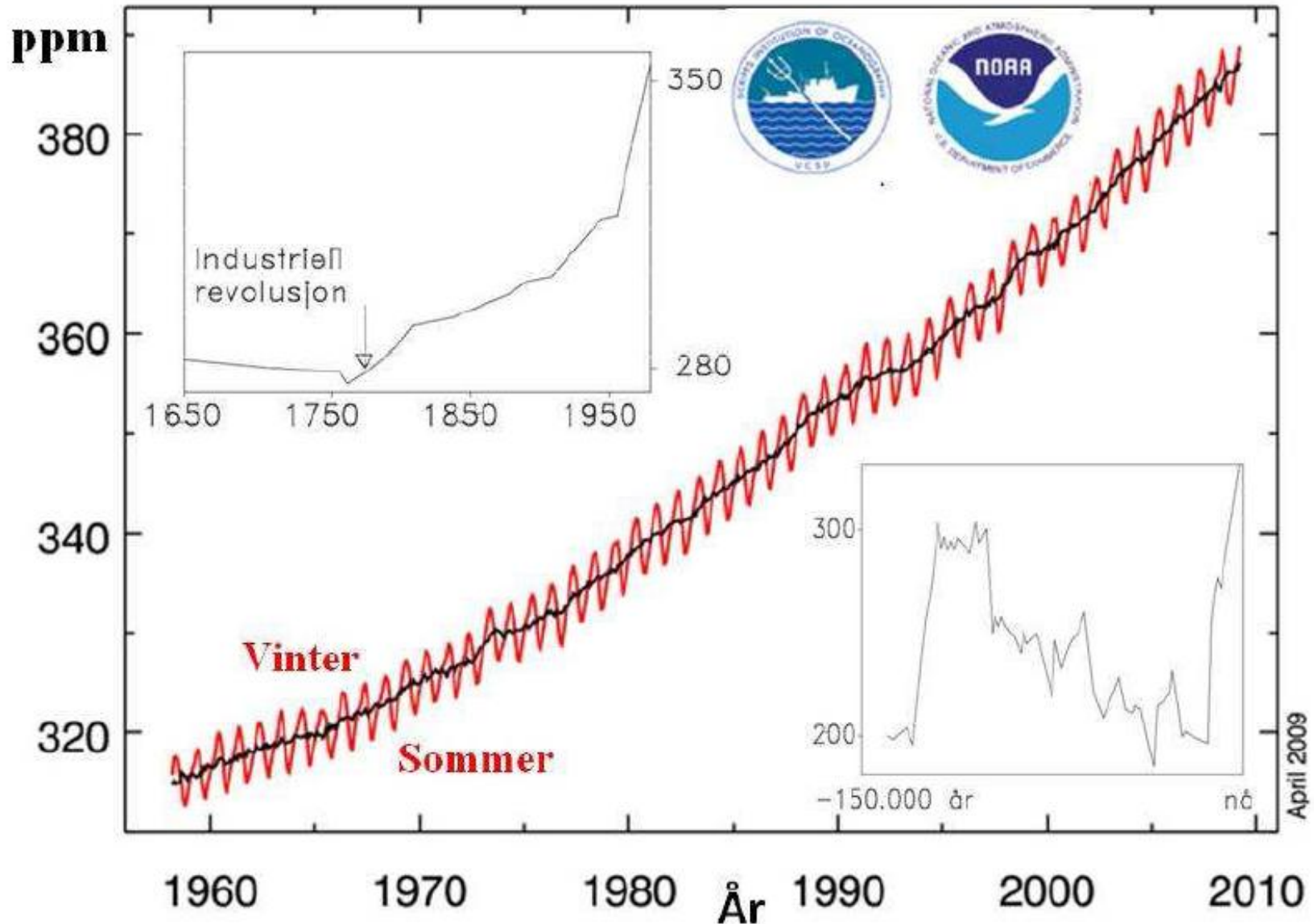
Modellen gir store lokale variasjoner, og i Norge kan det bli 5 - 10 K varmere.

Det er likevel klart at termisk energitilførsel har langt mindre betydning enn effekten av de drivhus-gassene fra forbrenning av fossile ressurser.

* National Center for Atmospheric Research, USA.

Målt CO₂-innhold i atmosfæren (Hawaii)

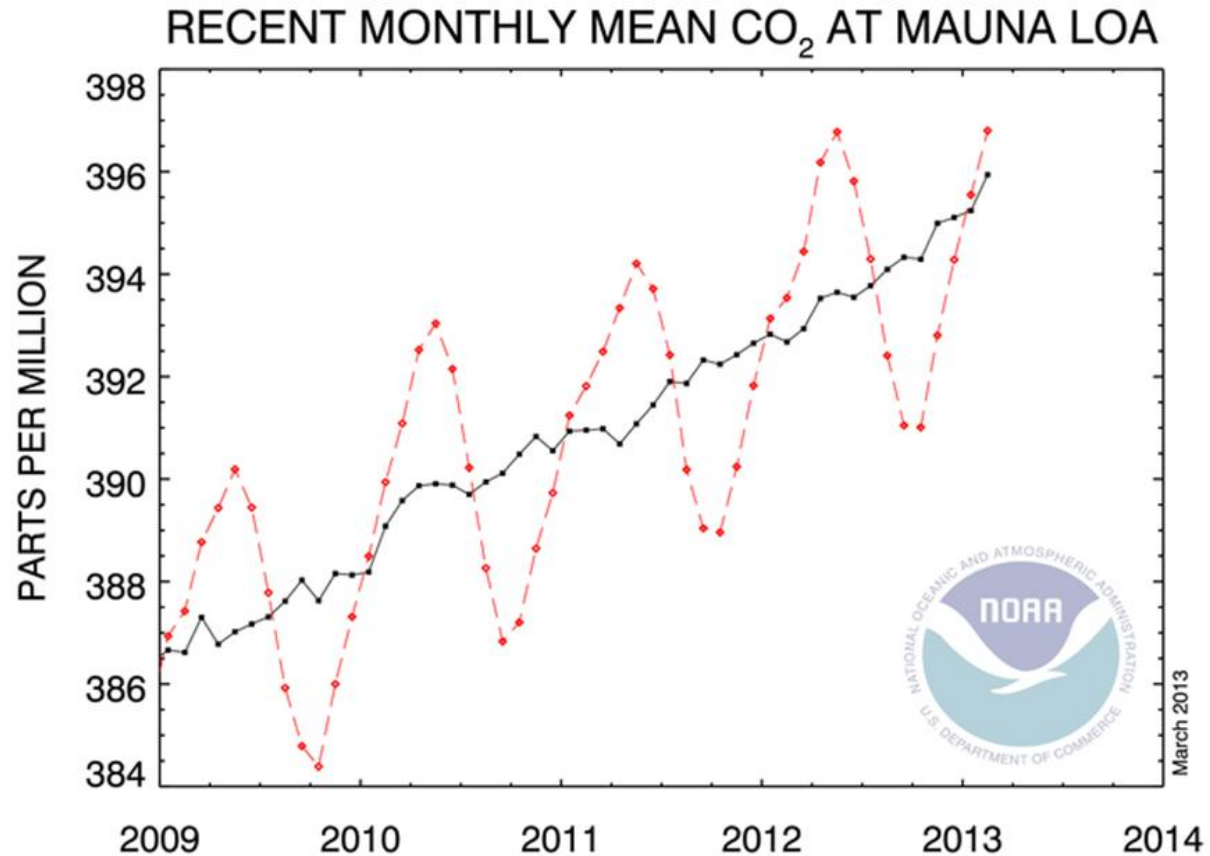
Atmosfærisk CO₂ ved Mauna Loa - observatoriet



Seneste CO₂-målinger Mauna Loa

February 2013: 396.80 ppm
February 2012: 393.54 ppm

Kilde: <http://www.esrl.noaa.gov/gmd/ccgg/trends/>



The **dashed red line** with diamond symbols represents the monthly mean values. The **black line** with square symbols represents the same, after correction for the average seasonal cycle, as a moving average of 7 adjacent seasonal cycles.

CO₂ emisjonsintensitet

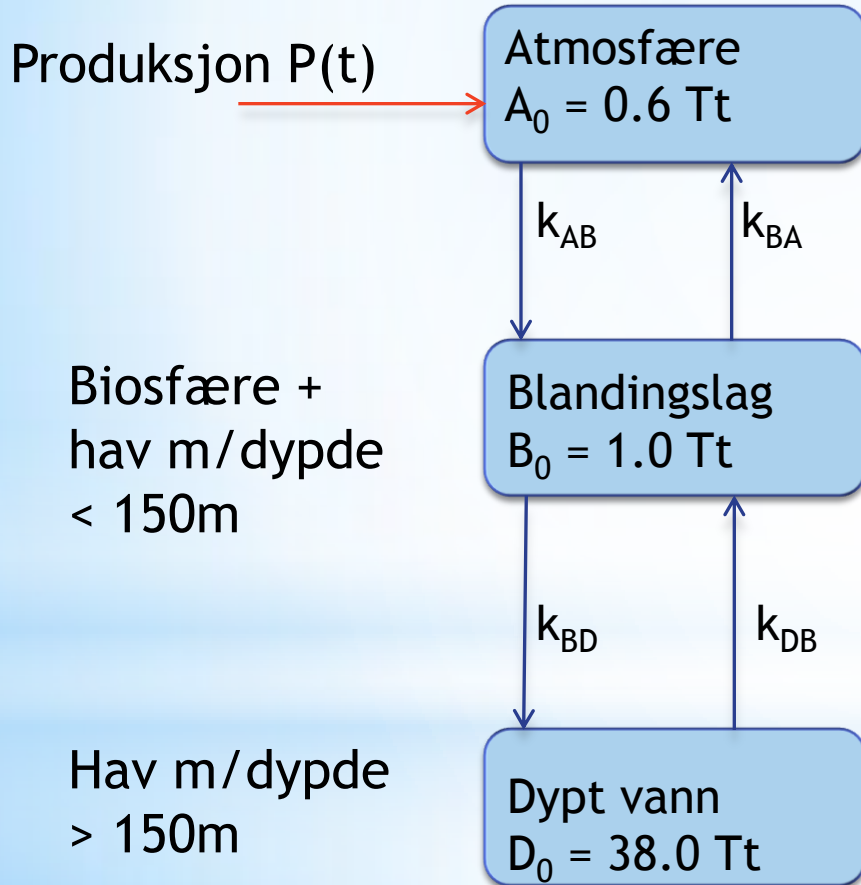
I 2008 utgjorde fossil energi 80.9% av det primære energiforbruket, med et CO₂-utslipp på 29.5 Gtonn.

Brensel	Karbon-utslipp		CO ₂
	g/kWh	kg/Wår	Gt/TWår
Kull	86,3	756	2,8
Olje	71,6	627	2,2
Gass	50,0	438	1,6

Fossil forbrenning: $C + O_2 \rightarrow CO_2$ Masseforhold =
 $(12+16+16)/12 = 3.67$.

Noen 100 år før 1800, var CO₂-konsentrasjonen 280 +/- 10 ppm. Det var "likevektstilstanden" for vår klode før den industrielle revolusjon. Atmosfærens CO₂-innhold har økt fra 600 Gt (280 ppm) til 825 Gt (385 ppm) i 2008 pga det antropogene utslipp. Havene tar opp mindre CO₂ pga økt temperatur, det gir positiv tilbakekopling, k_{BA} har økt med 20%.

Fossil forbrenning 3-reservoar-modell



$$\frac{dA}{dt} = P(t) + k_{BA}B - k_{AB}A,$$

$$\frac{dB}{dt} = k_{AB}A + k_{DB}D - (k_{BA} + k_{BD})B,$$

$$\frac{dD}{dt} = k_{BD}B - k_{DB}D.$$

	≤ 1800	1980–89
P	0	7,3
A	600	750
B	1 000	1 020
D	38 000	38 200
Totalt	39 600	39 970
k_{AB}	0,1233	0,1227
k_{BA}	0,0740	0,0882
k_{BD}	0,1000	0,0996
k_{DB}	0,00263	0,00263

+ 20% →
76

Preindustriell likevektstilstand

Likevekt antas å forefinnes i den pre-industrielle periode, hvor vi har at $P(t) = 0$ and $d/dt = 0$. Endringene i hvert av de 3 reservoarer er null (indeksert med 0):

$$k_{BA} B_0 - k_{AB} A_0 = 0$$

$$k_{AB} A_0 + k_{DB} D_0 - (k_{BA} + k_{BD}) B_0 = 0$$

$$k_{BD} B_0 - k_{DB} D_0 = 0$$

Anta at totale utslipp er

$G_0 = A_0 + B_0 + D_0$. Da er

innholdet i hvert av

Reservoarene gitt ved:

$$A_0 = \frac{G_0}{1 + \frac{k_{AB}}{k_{BA}} \left(1 + \frac{k_{BD}}{k_{DB}}\right)},$$

$$B_0 = \frac{k_{AB}}{k_{BA}} A_0,$$

$$D_0 = \frac{k_{BD}}{k_{DB}} B_0.$$

Tidsavhengig tilstand (I)

Vi definerer avvik fra likevekt for de 3 reservoarer:

$A_1 = A - A_0$, $B_1 = B - B_0$ og $D_1 = D - D_0$, og får:

$$\frac{dA_1}{dt} = P(t) + bk_{BA}B_1 - k_{AB}A_1$$

$$\frac{dB_1}{dt} = k_{AB}A_1 + k_{DB}D_1 - (k_{BD} + bk_{BA})B_1$$

$$\frac{dD_1}{dt} = k_{BD}B_1 - k_{DB}D_1$$

En buffer-faktor b er definert ved $k_{BA} B \sim k_{BA}^0 (B_0 + bB_1)$ som gir:

$$b = 1 + \frac{1}{k_{BA}^0} \left(\frac{\partial k_{BA}}{\partial B} \right)_0 B_0 \approx 1 + \frac{1}{k_{BA}^0} \left(\frac{Dk_{BA}}{DB} \right)_0 B_0$$
$$\approx 1 + \frac{1}{0.074 / \text{år}} \left(\frac{0.0142 / \text{år}}{20 \text{ Gt}} \right) 1000 \text{ Gt} = 10.6$$

hvor vi har brukt data om B_0 og økningen av k og B siden den industrielle revolusjon.

Tidsavhengig tilstand (II)

Vi har antatt $k_{BA}^0 = k_{BA}$. Videre viser det seg at likningen for D-reservoaret kan sløyfes da karbon som transporteres ned i dypet forblir der. Nå kan B_1 elimineres fra de to likningene, og bare utvikling av reservoar A gjenstår:

$$\frac{d^2 A_1}{dt^2} + p \frac{dA_1}{dt} + qA_1 = \frac{dP}{dt} + rP, \text{ der}$$

$$p = k_{AB} + bk_{BA} + k_{BD}, \quad q = k_{AB}k_{BD} \text{ og } r = bk_{BA} + k_{BD}.$$

b	p år ⁻¹	q år ⁻²	r år ⁻¹
1,0	0,297	0,0123	0,174
10,6	1,008	0,0123	0,884

Detaljer om utledningen er gitt i boka, og en elegant løsning er gitt ved:

$$A_1(t) = L_+ e^{-\lambda_+ t} \int_0^t e^{\lambda_+ t} P dt + L_- e^{-\lambda_- t} \int_0^t e^{\lambda_- t} P dt, \text{ der}$$

$$\lambda_{\pm} = \frac{p}{2} \pm \sqrt{1 - \frac{4q}{p^2}} \text{ og } L_{\pm} = \pm \frac{r - \lambda_{\pm}}{\lambda_- - \lambda_+}.$$

b	λ_+ år ⁻¹	λ_- år ⁻¹	Λ_+	Λ_-
10,6	0,996	0,0124	0,114	0,886

Akkumulert utslipp

I disse beregningene antar vi en eksponentiell vekstrate for produksjon:

$P(t) = P_0 e^{\sigma t}$ og dette gir et samlet karbonutslipp på

$$G_1(t) = \int_0^t P(t) dt = \frac{P_0}{\sigma} (e^{\sigma t} - 1).$$

Parameteren σ beskriver de mulige scenarier:

- $\sigma > 0$ Fortsatt utslippsvekst
- $\sigma = 0$ Konstant utslipp
- $\sigma < 0$ Avtagende utslipp
- $\sigma \ll 0$ Avbrutt utslipp

For normale vekstrater på noen % ($\sigma \sim 0.01 - 0.03$) vil andelen CO_2 være konstant på 40 - 60%. Dette skyldes den høye bufferfaktoren $b \sim 10$. Dermed blir en vesentlig del av CO_2 - gassen i atmosfæren.

Konstant utslipp

I dette tilfellet setter vi $\sigma = 0$. For å få best mulig predikasjoner, ser vi nå på forholdene relativt til dagens nivå ved tiden t_1 :

$$A_1(t) = A_1(t_1)e^{-\lambda(t-t_1)} + \frac{r}{q}\left(1 - e^{-\lambda(t-t_1)}\right)P_1(t_1).$$

Ved uendelig lang tid går likningen over til å bli:

$$A_{\infty} - A_0 = 0 + \frac{r}{q}P_1.$$

Med innsetting av verdier, får vi $A_{\infty} / A_0 = 1.9$ som betyr at

nivået vil stabilisere seg på 532 ppm. Dette er 50% høyere enn i 1990.

Utslipet av CO₂ i 2011 var ca 50% høyere enn i 1990. En utslipps-stabilisering på 2011-nivå ville da gi ca 658 ppm.

Avtagende utslipp

Modellen kan også brukes til studie av eksponentielt avtagende ($\sigma < 0$) eller økende ($\sigma > 0$) utslipp.

Eksempel: Menneskeheten reduserer CO₂ utslippet med 20 % fra 2008 til 2020, som tilsvarer $\sigma \sim -0.02$. Dette kunne innfris ved karbonfangst og/eller redusert fossil forbrenning. Det gir: (se læreboka for detaljer):

$$P_1 = 8 \text{ Gt} + 1.1 \text{ Gt (avskoging)} = 9.1 \text{ Gt}$$

$$A_1 = 225 \text{ Gt (tilsvarende 385 ppm)}$$

Maksimum A vil inntre etter 23 år: $A = 885 \text{ Gt}$

(tilsvarende 413 ppm)

Konstant utslipp (= 1990) gir 7.6 Gt C/år i 1990

Redusert utslipp (> 2008) gir 5.7 Gt C/år i 2031 (+25%)

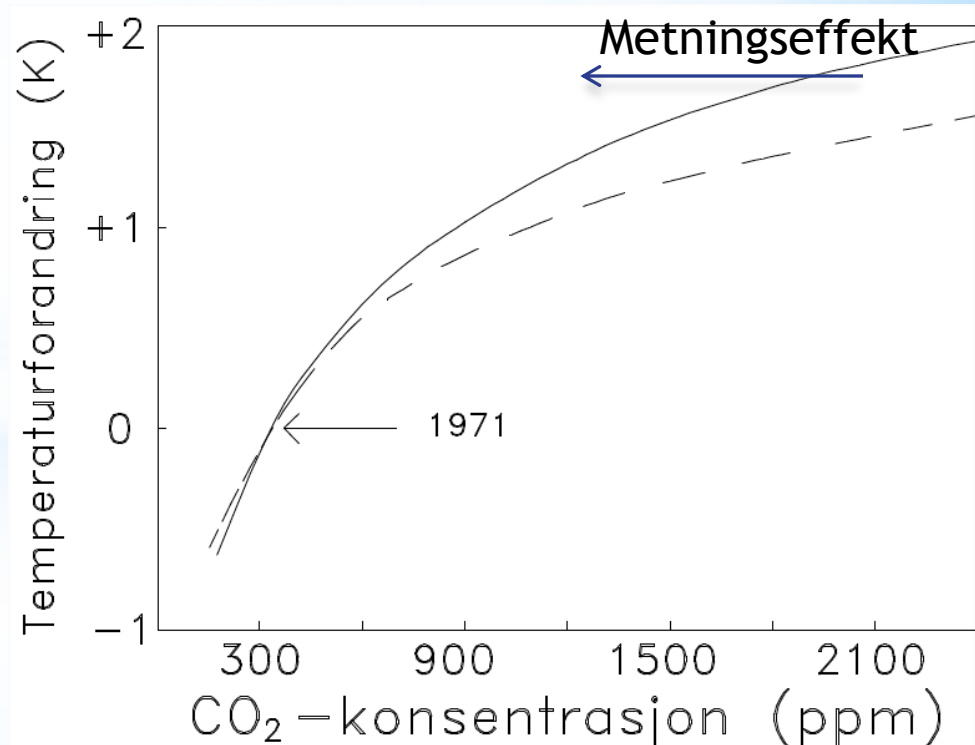
Helt avbrutt utslipp: $t_{1/2} = 56$ år for å gå tilbake til før-industriell verdi.

Drivhuseffekten: ikke lineær

Avanserte simuleringer er utviklet, med grids ned til 250 km horisontalt og 1 km i høyden. Flere IPCC-rapporter refererer til disse resultatene. Utfordringen er blant annet:

- skyenes strålingsegenskaper
- globale hav-oscillasjoner og strømmer
- koblinger mellom hav, atmosfære og prosesser på landjorda.

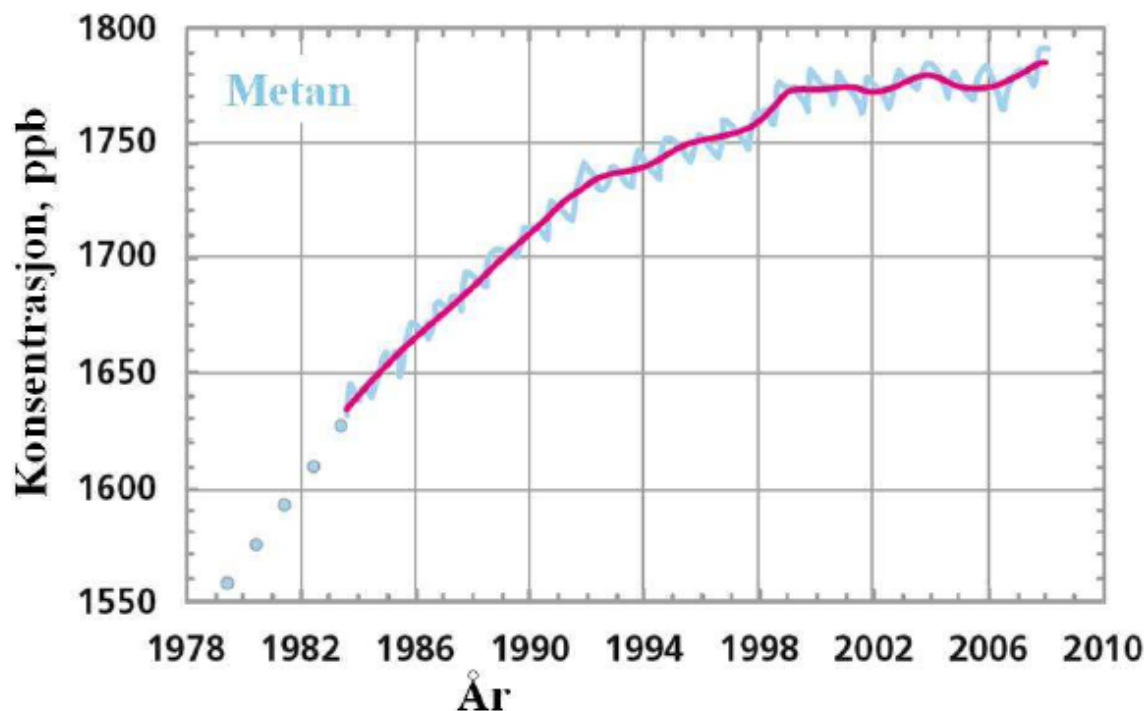
Figur: atmosfærens temperatur som funksjon av CO₂-innholdet. (NB: publisert i 1975).



Metan i atmosfæren

Metangass, CH_4 , har økt fra 700 ppb før 1750 med 0.9% per år i snitt, til 1800 ppb i 2008. Den gir ca 22x større drivhuseffekt per masse-enhet enn for CO_2 .

Metangassen har en levetid på 8.4 år, omdannes til CO_2 . Utslipp er ca. 0.6 Gt/år, hvorav 60% er antropogen. Men det kan finnes 400 Gt i permafrost i Arktis alene!



Antropogene strålingspådriv

Kilde: IPCC, AR 4 (2007)

Kilde	Endring fra år 1750.	F W/m ²	F W/m ²
CO ₂	280–379 ppm ¹⁾	1,66	1,66
Andre CH ₄ N ₂ O CFC, HFC, HCFC etc.	0,7–1,774 ppm 270–319 ppb ²⁾ 0–1,31 ppb (bare CFC)	0,48 0,16 0,34 samlet	0,98
O ₃			0,30
Troposfære	økning	0,35	
Stratosfære	minking	-0,05	
Aerosoler:			-1,2
Direkte ⁽³⁾	–	-0,5	
Indirekte ⁽⁴⁾	–	-0,7	
Overflatealbedo:			-0,1
Bruk av land	–	-0,2	
Sot på snø	–	0,1	
Sum antropogen			1,6
Sml. med: Solar-konstanten	mulig økning	0,06-0,30	0,12

¹⁾ ppm = parts pr. million, regnet pr. volumenhet.

²⁾ ppb = parts pr. billion (billion = 10⁹), regnet pr. volumenhet.

³⁾ Vekselvirkning med solstrålingen direkte, via refleksjon/absorpsjon.

⁴⁾ Vekselvirkning med solstrålingen via innvirkning på bl.a. skydannelse

Global temperaturstigning

Jordas temperatur har økt med $\Delta T \sim 0.8$ K siden den industrielle revolusjon. I samme tid er CO_2 konsentrasjonen økt fra 280 \rightarrow 396 ppm (2013), dvs ca 40 %. Hva skjer ved videre økning? Ved dobling av CO_2 definerer ΔT_{2x} som økningen i temperatur. Man har funnet at:

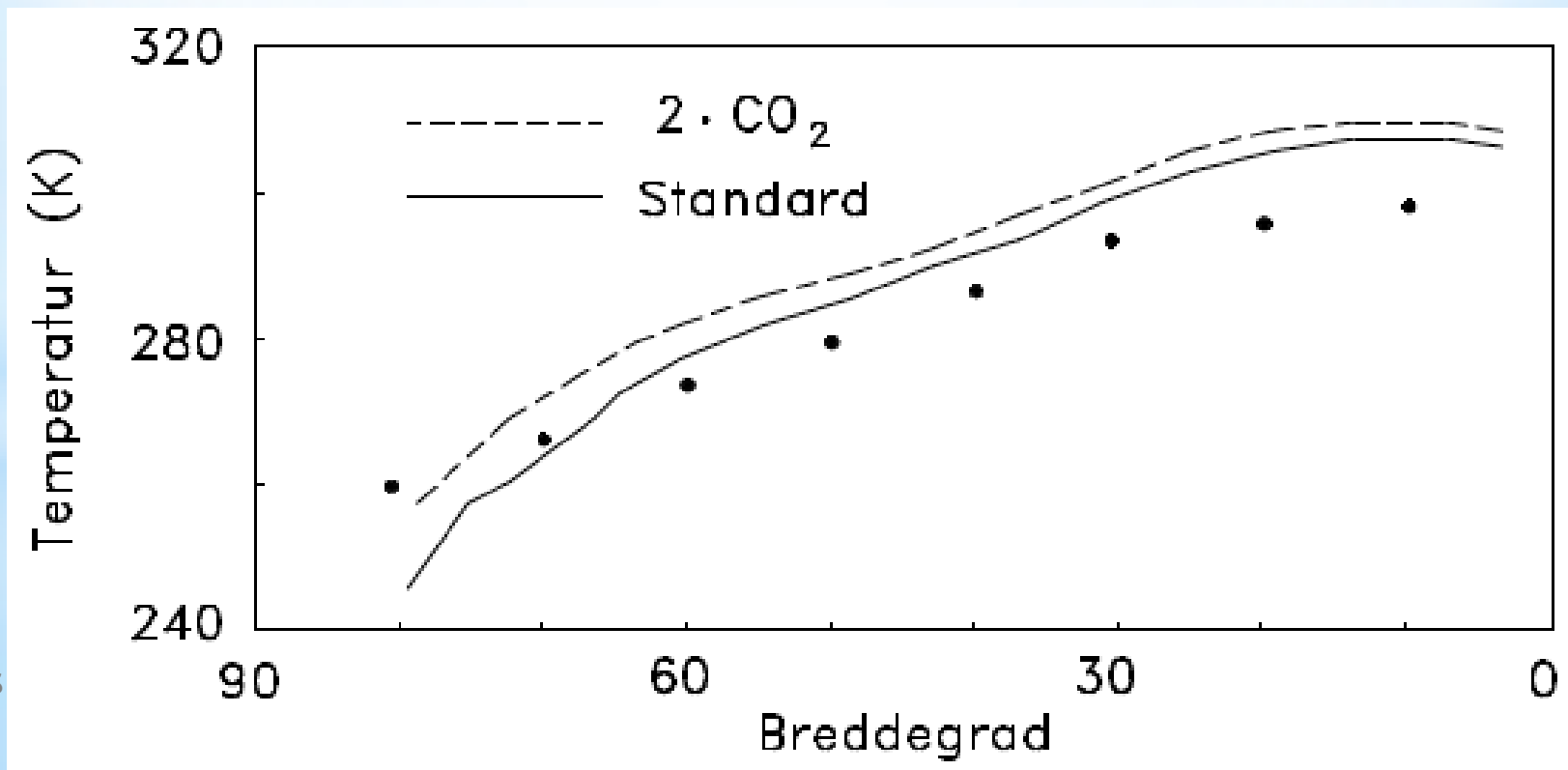
$$2.0 \text{ K} < \Delta T_{2x} < 4.5 \text{ K}.$$

Tallene avhenger av justeringsparameteren, og de modeller som brukes. Det er stor usikkerhet om hva alle de andre strålingspådriv resulterer i, men mye tyder på at de utlikner hverandre på +/- (IPCC).

Temperaturstigning ved CO_2 -dobling ΔT_{2x} [K]	2,0	3,0	4,5
Justeringsfaktor k	1,70	2,56	3,83
Følsomhetsfaktor G_f [$\text{K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$]	0,53	0,79	1,18
Temperaturstigning ΔT [K]	0,87	1,31	1,96
$R_E = 6,37 \cdot 10^6 \text{ m}; E_0 = 1,19 \cdot 10^{17} \text{ W}; T_0 = 288 \text{ K};$ $A_0 = 280 \text{ ppm}; A_1 = 379 \text{ ppm}.$			

Klimaendringer

Jordas midlere temperatur vil øke relativt lite, men kan ha store utslag regionalt. Mange modeller gir $\Delta T_{2x} \sim 3$ K ved økning fra 300 -> 600 ppm. For $> 60^\circ$ bredde øker temperaturen med 4 - 10 K, mens for $< 30^\circ$ bredde er stigningen < 2 K.



Konsekvenser

Tross avvik i diverse klima-modeller, er man enige om :

- gjennomsnittlig temperaturøkning og mer nedbør på høye nordlige breddegrader
- høyere havnivå pga termisk ekspansjon og issmelting
- hav-strømmene vil kunne endres med redusert nedsynkning i nordområdene
- tørkeperioder og/eller oversvømmelser vil inntre

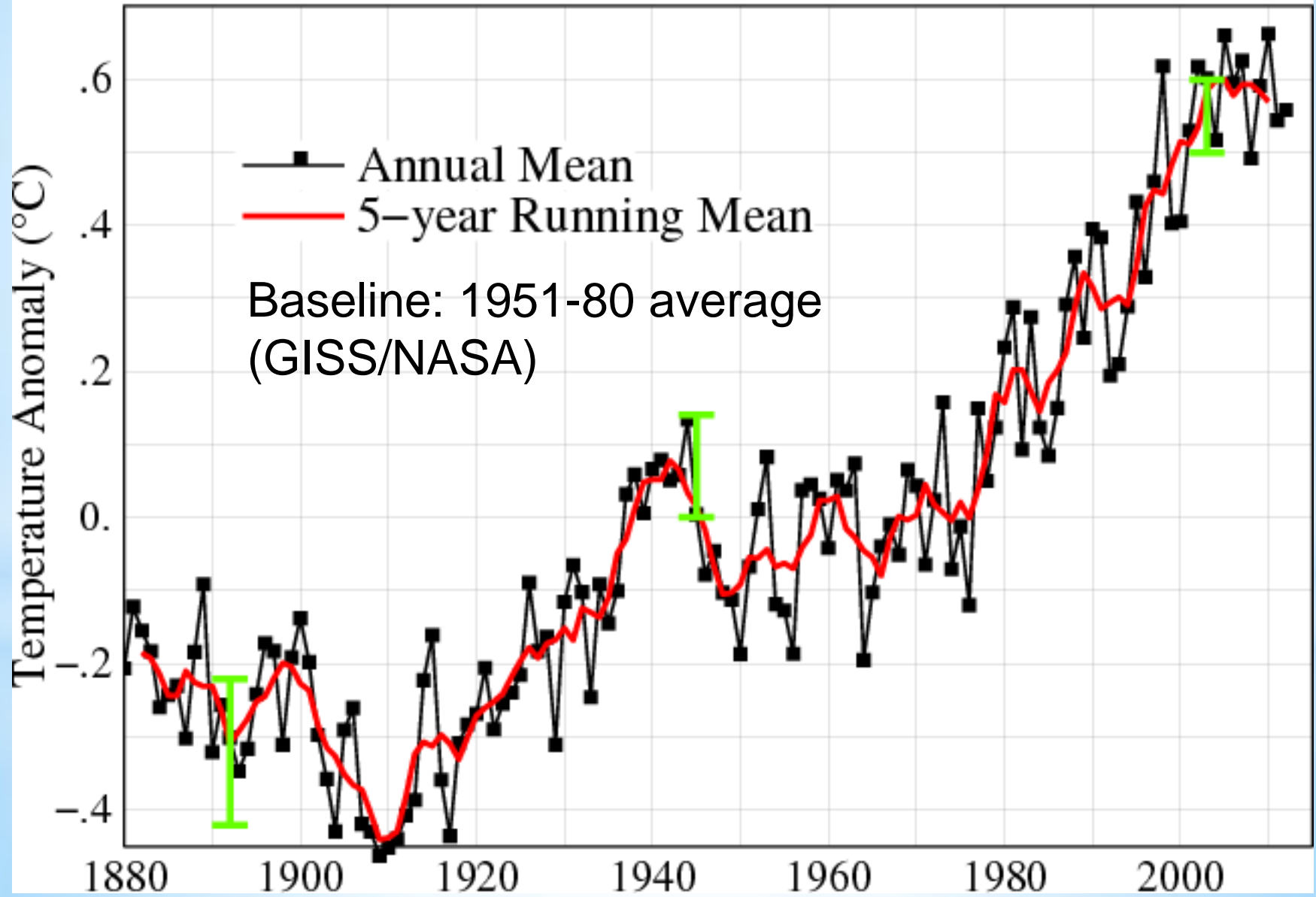
STIGNING AV HAVNIVÅENE

Fra 1900 -> 2000 var stigningen ca 20 cm, ca 2 mm/år. IPCC antar (2007) ca 3.1 +/- 0.7 mm/år. Med $\Delta T \sim 2$ K antas en ytterligere økning på 30 cm. Den termiske ekspansjonskoeffisient α øker kraftig med vannets temperatur. Med α lik $2.14 \cdot 10^{-4}$ /K vil 1 K gi +9 cm.

$T:$	0 °C	10 °C	20 °C	30 °C	40 °C
$\alpha \cdot 10^4:$	0,53/K	1,67/K	2,57/K	3,34/K	4,00/K

Temperaturendring siden 1880

Global Land–Ocean Temperature Index



FYS 3320 Fysikk og energiressurser (kap. 9)

Vår 2013

Energiresurser

- **Omfang**
 - fossile, kjerneenergi, havet og jordskorpen, geotermisk
- **Forbruk av begrensede ressurser**
 - forbruksmodell, fossile, ressursøkning, framtid
- **Fornybar**
 - sol, tidevann, forbruksmodell for fornybar
- **Varighet**
 - befolkning, per capita, framtidig behov, mulige ressurser
- **Oppsummering**
 - fossile
 - kjerneenergi
 - fornybar

Ressursbasen

KJENTE
LØNNSOMME
(RESERVER)

UKJENTE
LØNNSOMME

KJENTE
ULØNNSOMME

UKJENTE
ULØNNSOMME

Utvinning av en energiresurs må være energimessig lønnsomt. Energy-Returned-On-Energy-Invested kalles EROEI. Må ha at $EROEI \gg 1$ ($\sim 10x$) for at en resurs er en energiresurs.

Fossile energiresurser

Fotosyntesen i 3 milliarder år har gitt $8 \cdot 10^{15}$ tonn organisk karbon. Utnyttbare del er bare 0.1 - 1 %. Tilsvarende har vi $1.2 \cdot 10^{15}$ tonn O_2 i atmosfæren.

KULL: Omfanget er blitt jevnlig nedgradert.

Ressurs Tt	Reserver Tt [31]	Forbruk Gt/år [31]	Forbrukt Tt
6,2	0,85	6,65	0,27

¹For kullsammensetning tilsvarende forbruk 2008 [5], [31]:
1 tonn kull = 0,72 tke = 660 Wår

OLJE: Dette er forskjellige former for hydrokarboner i flytende form. Norge har 1.6% av globale oljeressurser.

Ressurs Tfat	Reserver Tfat [9]	Forbruk Gfat/år	Forbrukt Tfat
2,1	0,85	29,9	1,1

NATURGASS: Består av 93% metan, 5% etan og 2% propan. Norge har 2.3% av globale gassressurser.

Ressurs Tm^3	Reserver [3] Tm^3	Forbruk [3] $Tm^3/år$	Forbrukt Tm^3
310	185	2,65	88,3

Ukonvensjonelle fossile energiresurser

Disse ressurser karakteriseres ved tyktflytende eller fast form, der viskositeten må reduseres vha for eksempel vanndamp.

Type	Ressurser	Reserver	Forbruk	Forbruk tom. 2005
	Tfat	Tfat	Gfat	Gfat
Skiferolje	2,8		4,7	0.005
Ekstra tung olje	2,5	0,06	0,2	16,4
Olje fra tjæresand	3,3	0,25	0,2	5,0
Samlet ukonvensjonelle	8,6		5,1	21,4

OLJESKIFER: Omfanget er stort, men meget lave konsentrasjoner.

EKSTRA TUNG OLJE: Forekommer bare i Orinoco-beltet, Venezuela. Her er 10% utnyttbar uten oppvarmingsteknologi.

TJÆRESAND: Meget kostbar utnyttning, og forekommer i Alberta, Kanada, som har ca 70% av verdens tjæresand.

Ukonvensjonelle gassressurser

Disse ressursene er blitt utnyttet de siste 10 år, spesielt i USA og Kanada, her utgjør de 40% av gassproduksjonen.

METAN I KULLEIER: Denne forekomsten har vært ansett som en sikkerhetsrisiko å utvinne. Men moderne boreteknikk muliggjør dette nå.

TETT GASS: gass i geologiske formasjoner med lav permeabilitet, som vanskeliggjør utvinning.

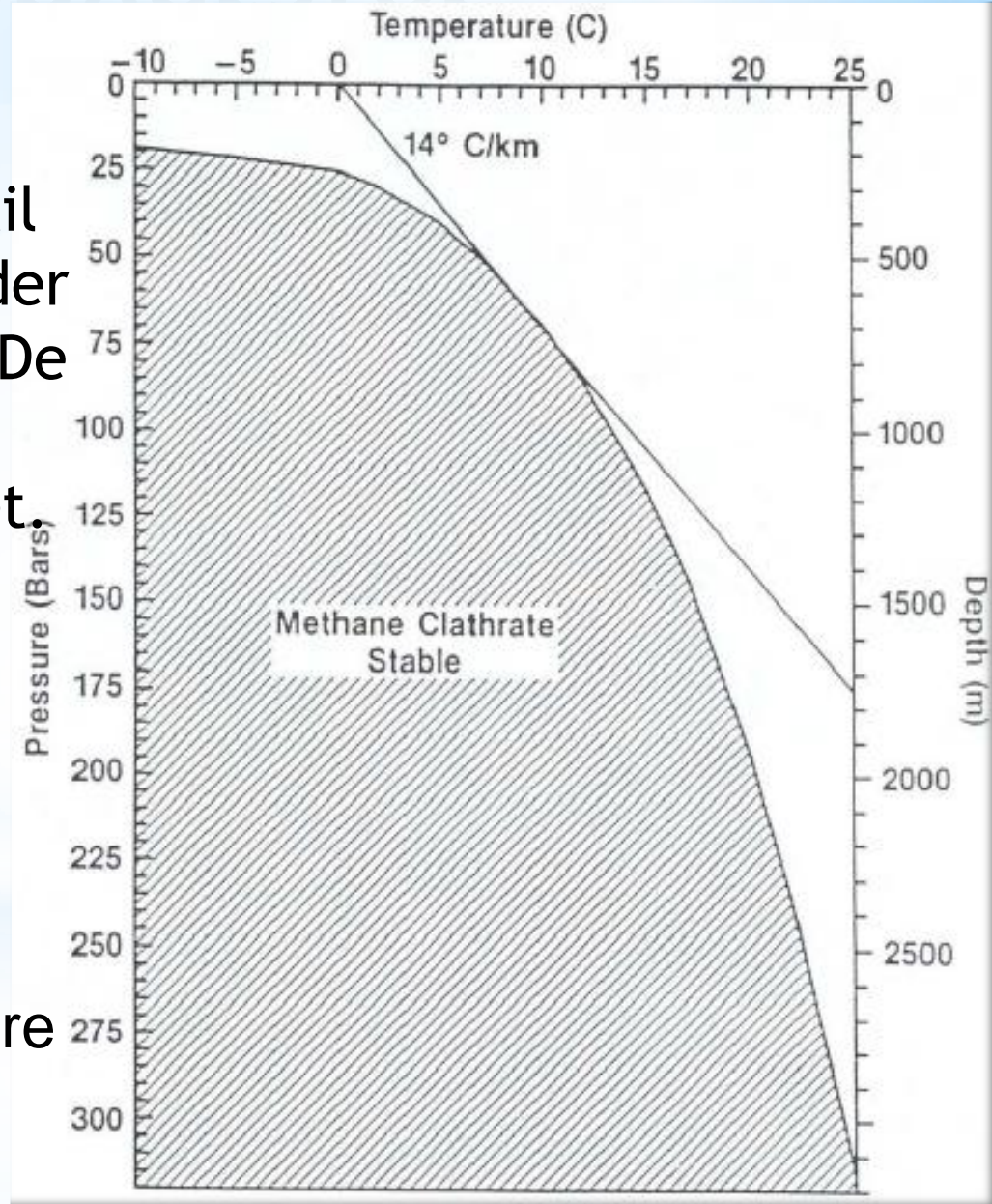
SKIFERGASS: er naturgass formet i finkornet skifer, som utvinnes direkte fra bergarten. Gassen er tørr, og frigjøres på molekylnivå fra steinen. Skifergass utgjør nå alene over 20% av USAs gassproduksjon, mot 1% i år 2000.

Skifergass og tett gass må utvinnes gjennom hydraulisk oppsprekking (engelsk *hydraulic fracturing* eller populært *fracking*) Fracking går ut på å injisere væske under trykk gjennom et borehull. Det får de gassrike lagene til å sprekke slik at gassen frigjøres og kan samles opp.

Metanhydrater

METANHYDRATER (methane clathrates) er en blanding av vann og metan som fryser til en fast islignende struktur under høyt trykk og lav temperatur. De finnes både på land, spesielt i permafrostområder, og i havet. Det kan være veldig store forekomster. Stabilitetsdiagrammet er vist til høyre.

Metanhydrater er en potensiell energiresurs, men samtidig en klimatrussel, dersom de store mengdene metan frigjøres til atmosfæren.



Samlet oversikt - fossile ressurser 2008

Klimatiske forhold kan redusere utnyttelsen av fossile ressurser.

	Ressurser		Reserver		Forbruk		Forbrukt tom. 2008	
		TW _{tår} ¹⁾		TW _{tår} ¹⁾		TW _{tår} ¹⁾		TW _{tår} ¹⁾
Kull ²⁾	6,2 Tt	4 085	0,85 Tt	560	6.65 Gt	4,4	0,27 Tt	178
Olje	2,1 Tfat	383	0,85 Tfat	155	29,9 Gfat	5,5	1,1 Tfat	200
Gass ³⁾	310 Tm ³	371	185 Tm ³	222	2,65 Tm ³	3,2	88,3 Tm ³	106
Sum		4 839		937		13,1		484
Ukonvensjonelle ressurser					2011: 15TW _{tår}			
Olje ⁴⁾	4,4 Tfat	801	0,2 Tfat	36	0,32 Gfat	0,06		
Gass ^{2,5)}	520 Tm ³	623						
Metan- hydrat ²⁾	21 Pm ³	25 000						

¹⁾ Omregningsfaktorer fra Tillegg A.

²⁾ Kull av forskjellige typer med varierende spesifikt energiinnhold.

³⁾ Angitt i m³ som her betyr Sm³, dvs. m³ ved standard temperatur og trykk.

FYS ⁴⁾ Skiferolje, tjæresand, tunge oljer.

⁵⁾ Gass i skifer, geologiske høytrykksoner, kulleier.

Fisjonsenergi

Installert effekt er 370 GW_e med en produksjon på $0.32 \text{ TW}_e\text{år}$. Dette er 13.9% av den globale elektrisitetsproduksjon på $2.3 \text{ TW}_e\text{år}$. I dag brukes praktisk bare ^{235}U som brensel i termiske fisjonsreaktorer.

Det er ^{233}U , ^{235}U og ^{239}Pu som kan benyttes i fisjon, men bare ^{235}U forekommer i naturen (0.7% av naturlig uran). De to andre fissile kjernene kan produseres ved nøytronbestraling av de fertile ^{232}Th og ^{238}U . Dette vil bli utnyttet i breedere, som skal produsere mer brensel enn det som er forbrukt. Her forbrukes opptil 70% av naturlig uran og thorium, og eksperimenter er gjort med Super-Phenix i Frankrike som nå avvikles.

Type	Ressurser	Reserver	Innstallert	Forbruk	Akkumulert
U	14,8 Mt	4,74 Mtonn		67 kt	2 035 kt
^{235}U	$62 \text{ TW}_t\text{år}$	$33 \text{ TW}_t\text{år}$	$0,37 \text{ TW}_e$	$0,32 \text{ TW}_e\text{år}$	$8 \text{ TW}_e\text{år}$
^{238}U	$8800 \text{ TW}_t\text{år}$	$4700 \text{ TW}_t\text{år}$			

Fusjonsenergi

De første fusjonsreaktorer vil baseres på DT, men det er lite tritium tilgjengelig. Den produseres ved en Li-kappe omkring brennkammeret, som gir tritium ved nøytroninnfangning. Dersom DT lykkes, vil sannsynligvis også DD fusjon kunne bli en realitet med tiden (50 år?). Det er hele 34 g deuterium per tonn vann i havene, menneskehetens ultimate energiresurs.

Ressurser	Konsentrasjon g/m^3	Energitetthet $\text{W}_{\text{tår}}/\text{m}^3$	Total mengde Mtonn	Energiinnhold $\text{TW}_{\text{tår}}$
$^{235}\text{U}^{2)}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$6,3 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^1$	$8,8 \cdot 10^4$
$^{232}\text{Th}^{2)}$	$4,8 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$6,7 \cdot 10^1$	$1,7 \cdot 10^5$
$^{238}\text{U}^{2)}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$8,9 \cdot 10^0$	$5,0 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^7$
$\text{Li}^{3)}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^2$	$2,4 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^8$
$^2\text{H}^{4)}$	$3,44 \cdot 10^1$	$2,6 \cdot 10^5$	$4,8 \cdot 10^7$	$3,6 \cdot 10^{11}$

1) Vann i havet: $1,4 \cdot 10^{18} \text{ m}^3$.

2) Spesifikt energiinnhold for ^{232}Th (^{233}U), ^{235}U og ^{238}U (^{239}Pu): $2,5 \cdot 10^9 \text{ W}_{\text{tår}}/\text{tonn}$.

3) Antatt spesifikt energiinnhold Li[15] (avhengig av reaktortype): $1,17 \cdot 10^9 \text{ W}_{\text{tår}}/\text{tonn}$

4) Spesifikt energiinnhold (med reaksjonsbalansen:

$5^2_1\text{H} \rightarrow 2^4_2\text{He} + 3^2_1\text{H} + 2n + 24,8 \text{ MeV}$): $7,48 \cdot 10^9 \text{ W}_{\text{tår}}/\text{tonn}$.

Energiressurser i havet og jordskorpen

Karakteristisk her er svært lave konsentrasjoner. Det finnes for eksempel uran i havet, men for å drifte en typisk reaktor må uranet fra 1700 tonn vann ekstraheres per sekund.

Det finnes også uran og thorium i granitt, men dette er kostbart å utnytte.

Ressurser i jordskorpen:

Ressurser	Konsentrasjon g/tonn	Energitetthet W_t år/tonn	Totalt		Mulig ²⁾	
			Mengde 10^6 tonn	Energi 10^{14} Wår	Mengde 10^6 tonn	Energi 10^{14} Wår
U-235	0,019	$4,7 \cdot 10^1$	$5 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^7$	2	50
Th-232	9,6	$2,4 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^8$	$6,2 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^4$
U-238	2,7	$6,7 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^7$	$1,7 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^3$
Li	65	$7,8 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^9$	$2,0 \cdot 10^{10}$	$6,5 \cdot 10^3$	$7,6 \cdot 10^4$

¹⁾ Jordskorpens masse: $2,6 \cdot 10^{19}$ tonn.

²⁾ Antatt utnyttelse: 20 % av ressursene i $5 \cdot 10^{14}$ tonn fjell.

Geotermisk energi

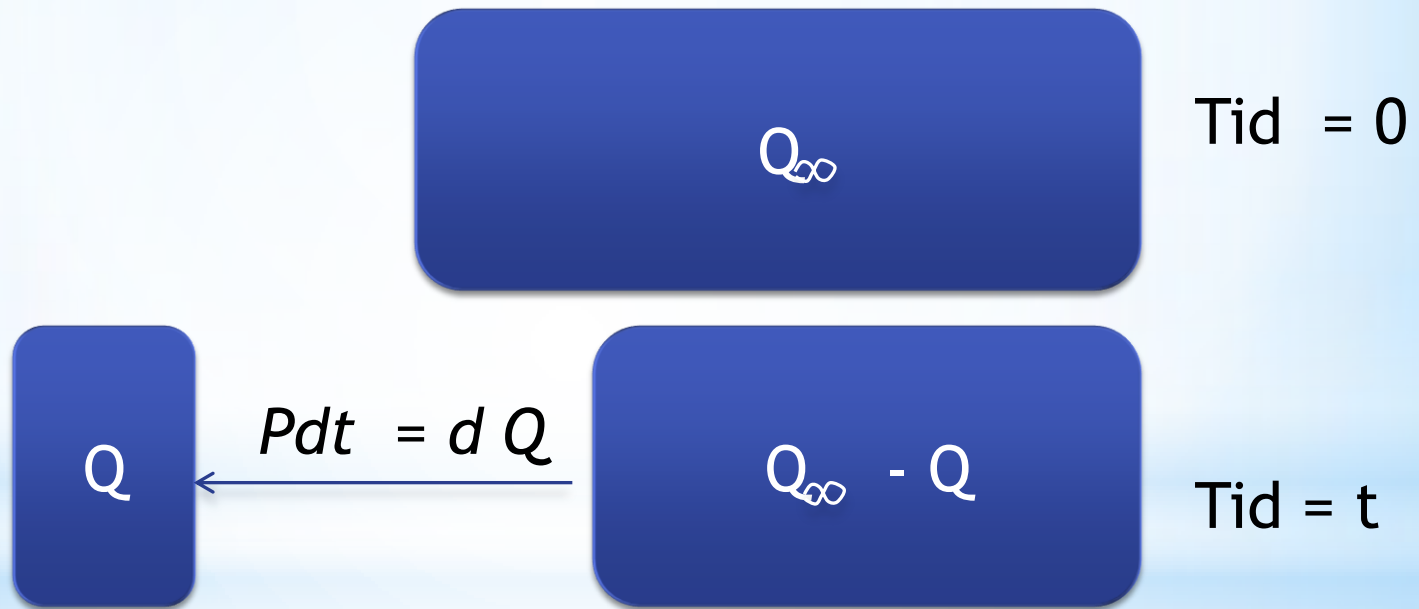
Omtrent 32 TW_t kommer fra jordas indre til bakken, men utgjør bare 0.03 % av tilført solenergi. Fluksen er ca 0.063 W/m^2 , som er meget lav. Det tar flere millioner år for at varmen skal transporteres naturlig til jordoverflaten. Dette er fornybar (?) energi, men begrenset og er av størrelsesorden $15 \text{ TW}\text{år}$.

Potensial	Installert		Forbruk	
$15 \text{ TW}_t\text{år}$	$10,5 \text{ GW}_e$	38 GW_t	$6,7 \text{ GW}_e\text{år}$	$11,6 \text{ GW}_t\text{år}$

Varme vann og dampkilder utnyttes i USA, Russland, Island osv. Varme fjell er lovende, men de finnes bare i spesielle områder, gjerne der jordskjelv forekommer. Det trengs ny teknologi for å danne sprekker i fjellet og lage elektrisk strøm fra vann med temperaturer på $100 - 300 \text{ }^\circ\text{C}$.

Forbruksmodell for begrensede ressurser

Energien til reservoaret er en endelig størrelse.



Antagelser

Vi sier at det var null forbruk i begynnelsen, når ressursen begynte å bli utnyttet. Det samme gjelder når ressursen tar slutt. En proporsjonal avhengighet av disse to situasjoner gir:

$$P \propto Q(Q_{\infty} - Q).$$

Vi innfører en konstant, som gir: $P = \frac{1}{b}(1 - Q/Q_{\infty})Q.$

Deriverer og får: $\frac{dP}{dt} = \frac{1}{b}(1 - 2Q/Q_{\infty})P = a(t)P,$

der vi har definert $a(t) = \frac{1}{b}(1 - 2Q(t)/Q_{\infty}).$

I en tidlig utnyttelse av ressursen, forenkles forbruket til:

$$P = P_0 e^{t/b}.$$

Maksimalt forbruk

Ved å integrere (se læreboka) blir:

$$Q = \frac{Q_{\infty}}{1 + Ae^{-t/b}}, \text{ der vi setter:}$$

$$Q_0 = Q(t=0) \text{ og } P_0 = P(t=0).$$

Dette gir: $A = (Q_{\infty} - Q_0) / Q_0$, $b = (Q_{\infty} - Q_0) \frac{Q_0}{Q_{\infty} P_0} = AS$ med $S = \frac{Q_0^2}{P_0 Q_{\infty}}$.

Deriverer og endelig:

$$P = P_0 \frac{Q_{\infty}^2}{Q_0^2} \frac{e^{-t/b}}{(1 + Ae^{-t/b})^2} \text{ og vekstraten blir } a(t) = \frac{1}{b} \frac{Ae^{-t/b} - 1}{Ae^{-t/b} + 1}.$$

Maksimalt forbruk og tidspunkt finnes ved å sette $\alpha = 0$:

$$t_m = S \ln A \text{ og } P_m = \frac{Q_{\infty}}{4SA}$$

Forbruk av olje, gass og kull

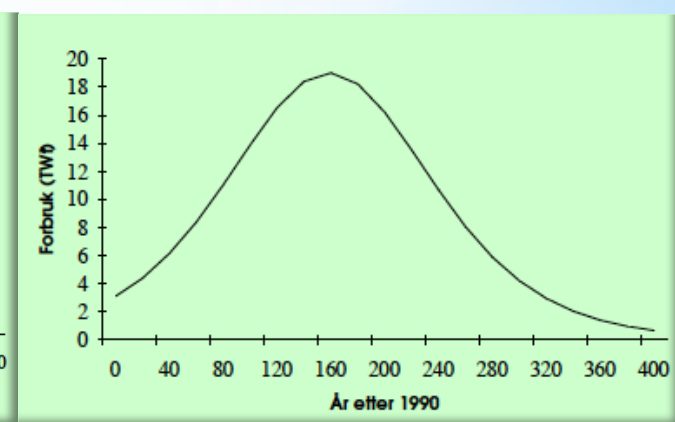
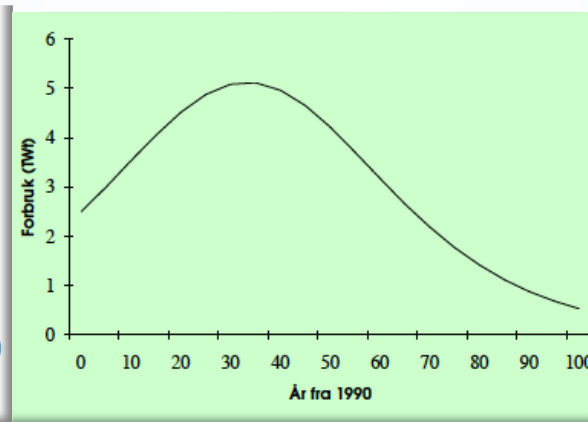
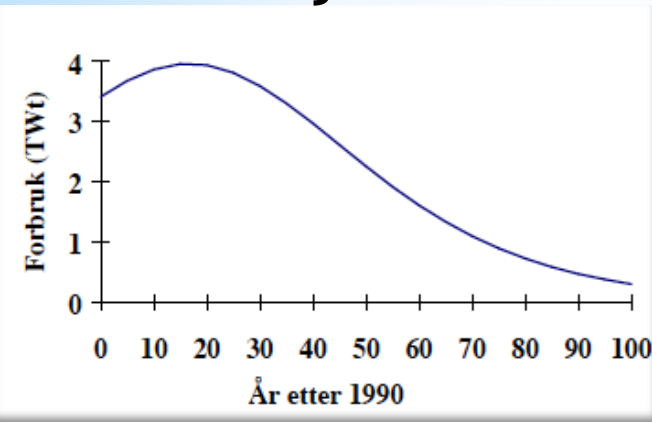
	Q_∞ TW _t år	1990		Maksimalt forbruk		
		Q_0 TW _t år	P_0 TW _t	P_m TW _t	t_m år	År
Olje	383	118	3,8	4,0	17	2007
Gass	371	60	2,5	4,6	34	2024
Kull	3813	160	3,0	19	159	2149
Totalt	4567	338	9,3	33,6	97	2077

Her er t=0 satt i 1990:

Olje

Gass

Kull



Fornybare ressurser

Det er i hovedsak 3 former for naturlig energitilførsel på jorda: solenergi, gravitasjonsenergi fra månen og termisk energi fra jordas indre.

Tall i
 $10^{14}W$:

SOLENERGI [(1-2) % usikkerhet]	1730
Reflektert (30 %)	500
Konvertert til varme (46 %)	800
Fordampning (23 %)	400
Vind, bølger og strømmer	4
Fotosyntese	0,6
GEOTERMISK ENERGI	0,32
Varmeledning i fjell	0,32
Fra vulkaner/varme kilder	0,003
GRAVITASJONSENERGI	0,03
Tidevann	0,03
NATURLIG TILFØRSEL:	$1,74 \cdot 10^{17} W_t$
UTNYTTELSE 2008:¹⁾	$14 \cdot 10^{12} W_t$
¹⁾ Termisk energi fra fossile ressurser og kjernekraft	

Fornybare ressurser fra sola

DIREKTE:

- termisk energi til oppvarming av vann og boliger
- direkte omforming til elektrisitet vha fotovoltaisk effekt
- fokusering til bruk med dampturbiner

2008:

Potensiale	Installert			Utnyttelse		
	PV	Konsentrert	Termisk	PV	Konsentrert	Termisk
~ 200 TW	13,4 GW _e	0,5 GW _e	120 GW _t	3,3 GW _e år	95 MW _e år	27 GW _t år

INDIREKTE:

- mat
- Biomasse 2008
- Vannkraft 2008
- Vind 2011

Tekn/økon.:

Tekn/økon.: 5-10 TW_e ?

Potensiale	Utnyttelse		
	Trevirke m/avfall ¹	Flytende	
41 TW _t	1,4 TW _t	31 GW _e	85 GW _t år
Potensiale	Installert	Forbruk	
1,7 TW _e	0,945 TW _e	0,36 TW _e år	
Potensiale	Installert	Utnyttelse	
5-10 TW _e ?	229 GW _e	66.6 GW _e år	

Installert effekt fra vind har økt fra 10 GW i 1999 til 229 GW i 2011. Tre scenarier for 2030 gir 918 GW, 1617 GW, 2541 GW.
Kilde: Global Wind Energy Outlook 2012.

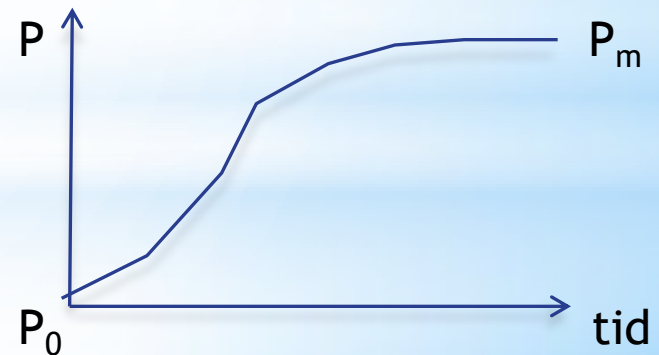
Forbruksmodell for fornybare ressurser

Modellen baserer seg på et logistisk forløp. I modellen for endelige ressurser antok vi at forløpet var proporsjonalt med energiresursene ved små og store tider. I denne nye modellen bytter vi energi med effekt ($Q \rightarrow P$) og skriver:

$$dP/dt = \beta (P_m - P) P.$$

Vi antar at ved tiden $t = 0$ har vi effektforbruk P_0 , vekstrate α_0 og at effektforbruket flater ut (mettes) til å bli P_m . Da blir:

$$P(t) = \frac{P_m}{1 + (g - 1)e^{-\frac{g}{g-1}\alpha_0 t}} \quad \text{der } g = \frac{P_m}{P_0}.$$



Energiressursenes varighet

ENERGIBEHOV = (ANTALL MENNESKER) x (FORBRUK PER CAPITA) eller $E = BC$

Befolkning år 2050, mrd.

Alternativ	År 2050
1) Konstant fruktbarhet	11,0
2) FN: Lav prognose	8,0
3) FN: Medium prognose	9,2
3) FN: Høy prognose	10,5

Jordas befolkning 2009: 6,8 milliarder.

Alternative energibehov

Alternativ	Total TW_t	Forhold til 1990	Per capita kW_t
1990	10	1	1,8
A	30	3	3 ¹⁾
B	75	7,5	7,5 ¹⁾
C	300	30	30 ¹⁾

¹⁾Med verdensbefolkning på 10 milliarder.

Varighet per energiressurs ulike alternativer....

.....hvis ressursen **alene** skal dekke det **samlede** energibehovet.

Ressurser	Omfang ¹⁾ TW _t år	Alternativ utnyttelse ²⁾			
		1990	A	B	C
Geotermisk I ³⁾	0,5	5			
²³⁵ U ⁴⁾	62	6	2 5		
Olje og gass	550	55	20	8	
Kull	3880	400	300	110	30
Litium ⁵⁾ (D-T fusjon)	10 ⁵	10000	3300	1300	330
²³⁸ U (Brider) ⁶⁾	2 · 10 ⁵	2 · 10 ⁴	7000	3300	700
Geotermisk II ⁷⁾	10 ⁶	10 ⁵	3,3 · 10 ⁴	1,3 · 10 ⁴	3300
Hydrogen (D - D fusjon)	4 · 10 ¹¹	4 · 10 ¹⁰	10 ¹⁰	5 · 10 ⁹	10 ⁹

¹⁾ Virkningsgrader: Geotermisk: $\approx 8 - 10 \%$. De øvrige $\approx 30 - 50 \%$

²⁾ Se tabell [9.19](#) og tekst for nærmere forklaring. ³⁾ Geotermisk energi: varme vann og dampkilder. ⁴⁾ 0,7 % utnyttelse av naturlig uran, pris ≤ 130 \$₀₈/kg.

⁵⁾ Landbaserte litium-ressurser. ⁶⁾ 60 % utnyttelse av naturlig uran.

⁷⁾ Geotermisk energi fra varme fjell

Prognoser (50 år)

		Vekst ¹⁾	Årlig forbruk						
Ressurs		2008	2008	2020	2030	2040	2050	∞ ²⁾	k ³⁾
Fossil ⁴⁾	TW _e år	0,025	8,7	6,8	5,6	4,6	3,8		
Kjerne-energi	TW _e år	0,012	0,3	0,6	0,6	0,6	0,6		
Sum	TW _e år		9,0	8,5	6,5	5,5	4,9		
Hydro	TW _e år	0,02	0,36	0,44	0,47	0,54	0,58	1,7	0,38
Vind	TW _e år	0,247	0,030	0,55	3,7	6,9	7,4	30	0,25
Sol: PV	TW _e år	0,269	0,003	0,073	0,46	4,4	5,9	30	0,2
–”– ST	TW _t år	0,2	0,030	0,30	0,78	0,97	1,0	5	0,2
Geotermisk:									
Elektrisk	TW _e år	0,034	0,0075	0,011	0,016	0,021	0,028	0,14	0,73
Fjernvarme	TW _t år	0,067	0,007	0,014	0,021	0,026	0,029	0,07	0,46
m/Varmepumpe	TW _t år	0,2	0,005	0,043	0,106	0,131	0,134	0,75	0,18
Fornybar	TW _{år}		0,44	1,4	5,6	13,0	15,1		
Totalt	TW _{år}	0,024	9,4	8,8	11,8	18,2	19,5		
Behov ⁵⁾	TW _e år	0,024	9,4	11,3	13,1	15,2	17,6		
Udekket	TW _{år}		0,0	2,5	1,3	-3,0	-1,9		
Karbon ⁴⁾	Gt	0,025	9,1	7,9	5,9	4,9	4,3		

¹⁾Eksponensiell vekst 1998–2008; ²⁾Asymptotisk effekt; ³⁾Kapasitetsfaktor;

⁴⁾Initiell vekstrate 2008: -0,02; ⁵⁾Vekstrate for forbruk fom. 2008: 0,015.

Mye kan tyde på at utviklingen kan deles i perioder: Fossile periode -> Fornybare periode -> Termonukleære periode