

# FYS241

Sammendrag av det viktige.

## Atomet

${}^A_ZX$	X grunnstoff	
	Z atomtallet	antall protoner i atomkjernen
	N nøytrontallet	antall nøytroner i atomkjernen
	A massetallet	A = Z + N antall nukleoner i atomkjernen
	u atommassen	1 u = $1.66 \times 10^{-27}$ kg

<b>Nuklider</b>	Atomer med bestemt antall $N$ og $Z$
<b>Isotoper</b>	Nuklider med likt antall $Z$
<b>Isobarer</b>	Nuklider med likt massetall $A$

<b>Lette kjerner</b>	er mest stabile når $N = Z$	
<b>Tunge kjerner</b>	er mest stabile når $N > Z$	flere nøytroner må til for stabilitet
<b>Ingen kjerner</b>	er stabile når $Z > 83$	

$$r_{\text{kjerne}} \approx r_0 A^{1/3} \quad r_0 = 1.2 \times 10^{-15} m$$

## Bindingsenergi

Bindingsenergi er den energimengden som frigjøres når flere partikler slår seg sammen til ett enkelt system, eller den energimengden som må tilføres et system av partikler for å bringe de enkelte partiklene i systemet fra hverandre.

$$E_{\text{binding}} = \Delta mc^2 = \sum_i^N m_i c^2$$

For per nukleon blir dette dermed  $E_{\text{binding}}/A$ .

$$E_{\text{bundet sys.}} + E_{\text{binding}} = E_{\text{bestanddeler}}$$

Gitt i kjernemasse  $m_A$ :

$$E_{\text{binding}} = \Delta mc^2 = (Z \times m_p + N \times m_n - m_A) c^2$$

## Desintegrasjon

Antall atomer ved tid  $t$ :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

## Desintegrasjonskoeffisient

Hver ustabil kjerne av en nuklide har samme sannsynlighet for å desintegrere per tidsenhet, uttrykt ved  $\lambda$ :

$$\begin{aligned} N(T_{1/2}) &= N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \\ \frac{N_0}{2} &= N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \\ -\ln(2) &= -\lambda T_{1/2} \\ \lambda &= \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \end{aligned}$$

Dersom Q-verdien til en desintegrasjon er negativ er prosessen umulig (naturlig). Den må da få tilført energi. Energien Q frigir i desintegrasjon fordeles mellom produktene.

## Aktivitet

Antall desintegrasjoner per tid.  $[Bq] = \frac{\text{antall}}{\text{tid}}$ .

$$\begin{aligned} A(t) &= \left| \frac{dN(t)}{dt} \right| \\ &= \lambda N(t) \\ &= \lambda N_0 e^{-\lambda t} \\ A(t) &= A_0 e^{-\lambda t} \end{aligned}$$

## Spesifikk aktivitet

Aktivitet per masseenhet,  $M$ :

$$SA = \frac{\lambda N}{M} = \frac{A}{M} \quad [Bq \text{ kg}^{-1}]$$

## Eksempel

Radioaktiv datering:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left( \frac{A_0}{A} \right) = \frac{T_{1/2}}{\ln(2)} \ln \left( \frac{A_0}{A} \right)$$

## Dose

Gy

Absorbert dose er energien som absorberes per masseenhet av materialet som treffes av strålingen.

$$D[Gy] = \frac{E_{\text{abs}}}{m} \quad 1Gy = 100\text{rad} = 1 \frac{J_{\text{abs}}}{kg}$$

Celleoverlevelse avtar med økende doserate.

LET: avsatt energitetthet langs banen til den ladde partikkelen. Økt LET fører til minsket dose (Gy).

## Ekvivalent dose

Sv

$$H[Sv] = \sum_R w_R D_R \quad 1Sv = J/kg$$

hvor  $R$  er stråletypen, og  $w_R$  vektfaaktor for stråletypen.

## Effektiv dose

Sv

$$E[Sv] = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{R,T}$$

hvor  $T$  er vevtypen, og  $w_T$  vevsvektfaktor.  $\sum_T w_T = 1$  for helkroppsbestråling

## Årlig dose i Norge

Kosmisk	0.4 mSv
Intern	0.4 mSv
Ekstern	0.3 mSv
Radon	2-3 mSv ( $\alpha$ )
Medisinsk	1.1 mSv
TOTALT	3-5 mSv pr. år

## Halveringstid

Etter  $n$  halveringstider:

$$N(t) = \frac{N_0}{2} \times \frac{1}{2} \times \frac{1}{2} \times \dots \times \frac{1}{2} = \frac{N_0}{2^n}$$

### Fysisk halveringstid

$$T_{1/2} \quad \text{aktiviteten halveres}$$

### Biologisk halveringstid

$$T_B \quad \text{radioaktivt stoff i kroppen halveres}$$

### Effektiv halveringstid

Kombinasjon av fysisk- og biologisk halveringstid.

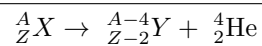
$$T_E = \frac{T_B \times T_{1/2}}{T_B + T_{1/2}}$$

## Alfa-desintegrasjon

$\alpha$

$$\alpha = {}^4_2\text{He}$$

Kjernen sender ut en  $\alpha$ -partikkel; en helium-kjerne:



$$N = N - 2$$

$$Z = Z - 2$$

$$A = A - (N + Z) = A - 4$$

$$Q_\alpha = (m_X - m_Y - m_\alpha)c^2$$

Energien fordeles mellom  $\alpha$ -partikkelen og datterkjernen  $Y$ . Kvantisert.

## Beta-desintegrasjon

 $\beta$ 

### Beta-minus

 $\beta^-$ 

$$\beta^- = {}^0_{-1}e + {}^0_0\bar{\nu}$$

Kjerner med nøytronoverskudd. Nøytron omdannes til proton.

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad \Leftrightarrow \quad {}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + {}^0_0\bar{\nu}$$

$${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AY + {}^0_{-1}e + {}^0_0\bar{\nu}$$

$$Q_{\beta^-} = (m_X - m_Y)c^2$$

### Beta-pluss

 $\beta^+$ 

$$\beta^+ = {}^0_{+1}e + {}^0_0\nu$$

Kjerner med protonoverskudd. Proton omdannes til nøytron.

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad \Leftrightarrow \quad {}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + {}^0_{+1}e + {}^0_0\nu$$

$${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY + {}^0_{+1}e + {}^0_0\nu$$

$$Q_{\beta^+} = (m_X - m_Y - 2m_e)c^2$$

## Energifordeling ved desintegrasjon

Dersom  $Q < 0$  er prosessen umulig (naturlig). Da må energi  $\geq Q$  bli tilført for å få prosessen til å skje.

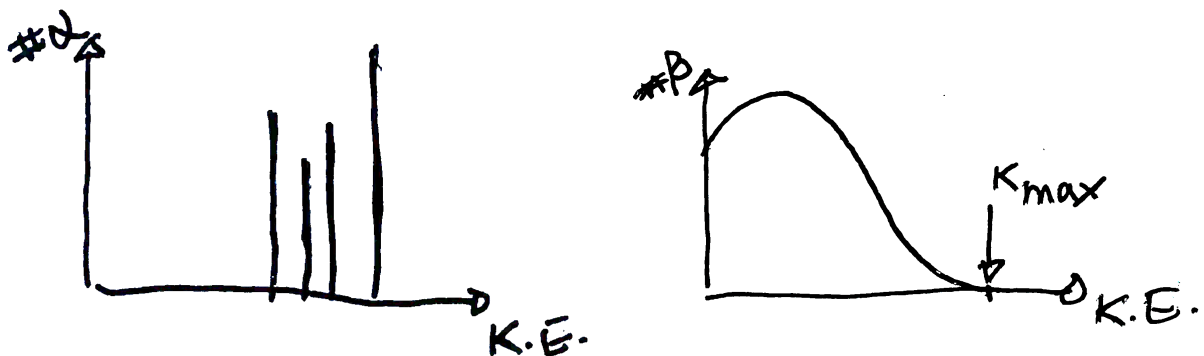
Energien  $Q$  frigir i desintegrasjon fordeles mellom produktene.

Her er distribusjonen for  $\alpha$  og  $\beta$  desintegrasjon presentert.  $\alpha$  er diskret, mens  $\beta$  er kontinuerlig.

Ved  $\alpha$ -desintegrasjon sender foreldrekjernen ut en alfapartikkel ( ${}^4_2\text{He}$ ) for å bli til datterkjernen. Energien som frigjøres i denne prosessen er kvantisert, ettersom foreldre- og datterkjernene bare kan eksistere ved visse (diskrete) energinivåer. Når alfapartikkelen sendes ut, frakter den bort en bestemt mengde energi som tilsvarer forskjellen mellom energinivåene til forelder- og datterkjernen.

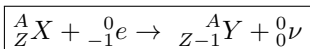
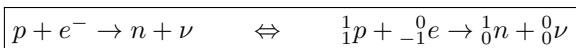
Ved  $\beta$ -desintegrasjon vil et elektron (eller positron) og et antinøytrino (eller nøytrino) bli utsendt. Energien som frigjøres deles mellom elektronet/positronet og antinøytrinoet/nøytrinoet. Denne energien kan deles mellom de to partiklene på mange forskjellige måter, og derfor er energispekteret til de utsendte elektronene/positronene kontinuerlig. Elektronene/positronene kan ha en rekke kinetiske energier opp til en maksimal verdi,  $K_{\max}$ . Den midlere energien vil dermed være:

$$\bar{E}_{K,\beta} = \frac{E_{K,\max}}{3} = \frac{Q}{3}$$



## Elektroninnfangning

Atomkjernen fanger ett av dens egne orbitalelektroner, fra  $K$ -skallet, og emitterer et nøytrino når elektronet og ett av kjernens protoner omgjøres til et nøytron. Dette fører igjen til at et elektron i høyere skall faller ned til  $K$ -skallet – og emitterer karakteristisk røntgenstråling. Skjer i konkurranse med  $\beta^+$ -desintegrasjon.

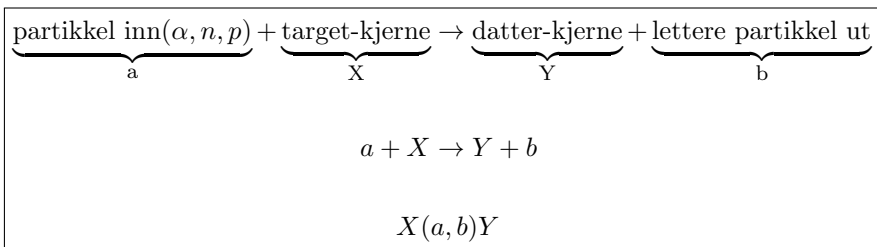


$$Q_{e^- \text{ capture}} = (m_X - m_Y)c^2$$

## Røntgen vs. gamma

Gammastråler er høyenergifotoner som sendes ut direkte fra kjernen til et atom, ofte etter en kjernefysisk overgang som elektronfangst. Den viktigste forskjellen mellom røntgenstråler og gammastråler er deres opprinnelse - røntgenstråler kommer fra elektronskallene, mens gammastråler fra kjernen.

## Kjernereaksjoner



$$Q_{\text{reaction}} = (m_a + m_X - m_Y - m_b)c^2$$

Dersom  $a = b$  : spredning.

## Desintegrasjonsenergi

$Q$

Mengden energi absorbert eller frigitt under en kjernereaksjon.

$$Q_{\alpha} = (m_X - m_Y - m_{\alpha})c^2$$

$$Q_{\beta^-} = (m_X - m_Y)c^2$$

$$Q_{\beta^+} = (m_X - m_Y - 2m_e)c^2$$

$$Q_{e^- \text{ capture}} = (m_X - m_Y)c^2$$

$$Q_{\text{reaction}} = (m_a + m_X - m_Y - m_b)c^2$$

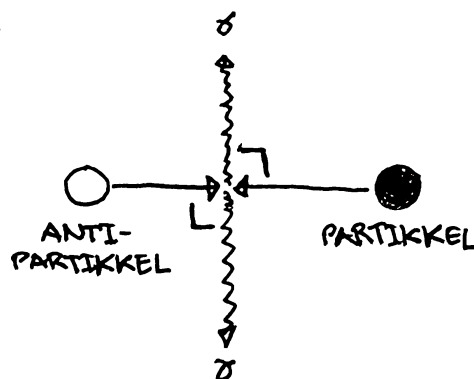
## Annihilering

I veiv vil elektron vekselvirke med positron, dets antipartikkel. Dette fører til annihilasjon, som danner to  $\gamma$ -fotoner (som er  $180^\circ$  på hverandre).

$$e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma \quad \Leftrightarrow \quad {}^0_{-1}e + {}^0_{+1}e \rightarrow 2\gamma$$

Her er energien bevart:

$$\underbrace{\underbrace{0.511\text{MeV}}_{e^-} + \underbrace{0.511\text{MeV}}_{e^+}}_{\text{hvileenergi}} \rightarrow \underbrace{0.511\text{MeV}}_{\gamma_1} + \underbrace{0.511\text{MeV}}_{\gamma_2}$$



## Gammastråling

$\gamma$

Ofte er datterkjernen ( $Y$ ) eksitert ( $Y^*$ ) etter desintegrasjon.  $\gamma$ -stråling kan da sendes ut når den eksiterte kjernen faller ned til lavere energinivå. Utsendt foton har energi lik:

$$\Delta E = hf \quad h : \text{planckkonstanten}, f : \text{frekvens}$$

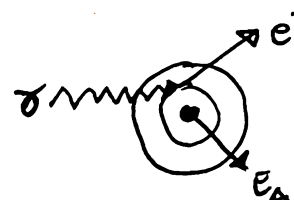
$${}^A_Z Y^* \rightarrow {}^A_Z Y + \gamma$$

## Vekselvirkninger

$\gamma$ -strålings interaksjon med atomer.

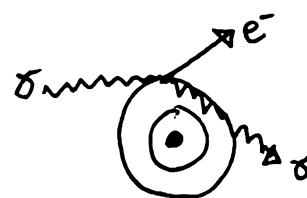
### Fotoelektrisk effekt

- Fotonet absorberes fullstendig i kollisjon med bundet elektron i atomet.
- Dominerer ved lave fotonenergier,  $E_\gamma$ , og for tunge atomer.
- Sterkt avhengig av protontallet,  $Z$ :  $\mu_{\text{fotoelektrisk}} \propto Z^4$ .



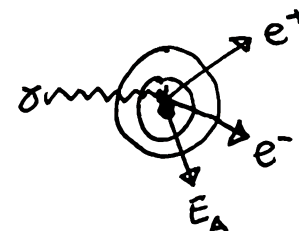
## Comptonspredning

- Kollisjon mellom foton og "fritt" elektron (løst bundet). fører til at fotonet blir spredt og får lavere energi.
- Dominerer ved midlere fotonenergi,  $E_\gamma$ , men mindre avhengig av energien enn fotoelektrisk effekt og pardannelse.
- Svakt avhengig av protontallet,  $Z$ :  $\mu_{\text{compton}} \propto Z$ .



## Pardannelse

- Fotonet blir omdannet til et elektron-positron-par i coulombfeltet til atomkjernen eller et elektron.
- Krever  $E_\gamma = hv \sim 1.022\text{MeV}$ , altså  $2x$  hvilemassen til  $e^-/e^+$ .
- Avhengig av protontallet,  $Z$ :  $\mu_{\text{pardannelse}} \propto Z^2$ .
- Sannsynligheten,  $\mu_{\text{pardannelse}}$ , øker med økende  $E_\gamma$ .



## Spesifikk svekningskoeffisient

$\mu$

Sannsynligheten for at  $\gamma$ -strålingen vekselvirker med materialet avhenger av protontallet,  $Z$ , til materialet og  $\gamma$ -strålingens  $E_\gamma$ .

Sannsynlighet for vekselvirkning:	$\mu = \sum_i \mu_i = \mu_{\text{fotoelektrisk}} + \mu_{\text{compton}} + \mu_{\text{pardannelse}}$
-----------------------------------	---

## Virkningstverrsnitt

$\sigma$

Sannsynligheten for en reaksjon. Varierer med energien til den innkommende partikkelen:

$\sigma = \sigma(E_{\text{innkommende}})$	enhet : $[b]$ (barn, areal)
---	-----------------------------

tot. Totalt (mikroskopisk) virkningstverrsnitt; %

s Virkningsgrad for spredning

c Virkningsgrad for nøytroninnfangning (capture)

a Virkningsgrad for absorpsjon

t Virkningsgrad for nøytronindusert fisjon

$\begin{aligned}\sigma_{\text{tot.}} &= \sigma_s + \sigma_c \\ &= \sigma_s + \sigma_a + \sigma_t\end{aligned}$
--

## Bethe-Block formelen

LET

Stoppeevnen til et medium kan beskrives som en gjennomsnittlig lineær energitapsrate til en partikkel med bestemt energi. **L**inear **E**nergy **T**ransfer; LET.

$dE/dx$  endringen i energi til partikkelen per bevegelsesenhet i mediet

$\text{LET} = -\frac{dE}{dx} \propto \left(\frac{Ze^2}{v}\right)^2 \rho_e$
--

$Ze$  ladning til inkommende partikkel

$v$  hastighet til inkommende partikkel

$\rho_e$  elektrontetthet til mediet



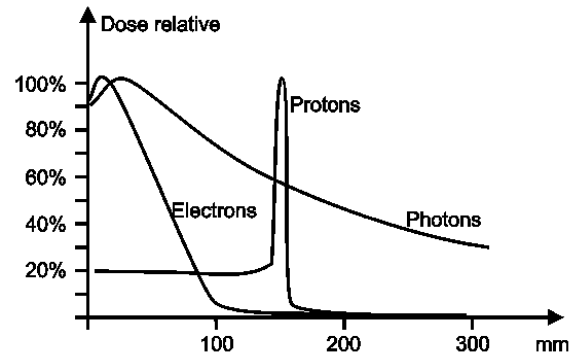
LET øker altså med  $(Ze^2)^2$ , men den er invers proporsjonal med  $v$ .

## Bragg-peak

LET går gjennom et maksimum (Bragg-peak) når partikkelens fart i mediet  $\rightarrow 0$ . Det vil si, energitapet til partikkelen er høyest rett før den har mistet all farten.

Bragg-kurven viser energitapet (LET) til ioniserende stråling under dets reise gjennom materie.

Når en rask (høy  $v$ ) ladet partikkel beveger seg gjennom materie, ioniserer den atomer i materialet, og avsetter en dose underveis. En topp oppstår fordi vinkelverrsnittet  $\sigma$  øker når den ladede partikkelens energi avtar. Energi tapt hos ladede partikler er omvendt proporsjonal med kvadratet av deres hastighet, hvilket forklarer toppen som oppstår rett før partikkelen stopper helt.

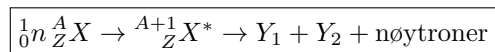


## Fisjon

Spalting av tunge kjerner til to lettere, omtrent like store kjerner, med frigjøring av energi ( $\sim 200\text{MeV}$ ) og emisjon av nøytroner.

### Nøytronindusert fisjon

Innfangning av termisk nøytron (fritt nøytron som ikke er bundet til en kjerne, og som har en gjennomsnittlig kinetisk energi lik omgivelsespartiklene) gir ustabil kjerne som spaltes i to lettere kjerner.



OBS: Det eksiterte mellomleddet ( ${}_Z^{A+1}X^*$ ) kan også deeksiteres ved utsendelse av  $\gamma$ -stråling.

### Moderator

Bremser ned nøytronene ved elastiske støt. Skal **ikke** i vesentlig grad absorbere nøytroner.

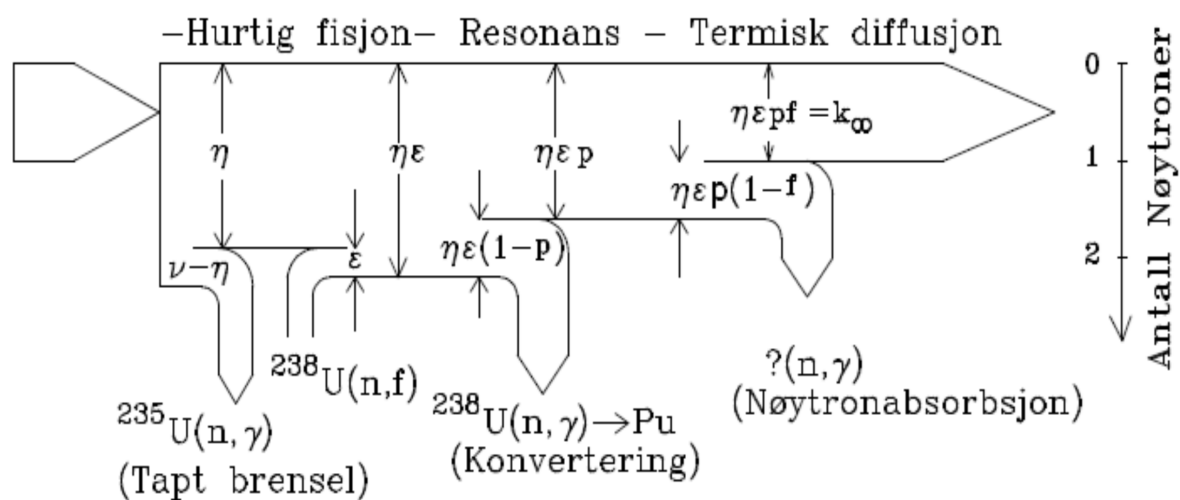
#### Vann som moderator

Økt temperatur  $\rightarrow$  økt avstand mellom molekyler  $\rightarrow$  nedbremsing av nøytroner minker. Dermed til en viss grad selvregulerende.

## 4-faktor-formelen

For uendelig stor reaktor med neglisjerbar nøytron-lekkasje.

$k$	Nøytronmultiplikasjonsfaktor	$\frac{\text{ant. nøytroner én generasjon}}{\text{ant. nøytroner forrige generasjon}}$
$\eta$	Reproduksjonsfaktor	$\frac{\text{ant. raske nøytroner dannet av termisk fisjon}}{\text{ant. termiske nøytroner absorbert i brenselet}}$
$k_{\infty} = \eta \varepsilon p f$	$\varepsilon$ Hurtig fisjonsfaktor	$\frac{\text{ant. raske nøytroner dannet av all fisjon}}{\text{ant. termiske nøytroner produsert av termisk fisjon}}$
$p$	Resonanspassasjefaktor	$\frac{\text{ant. nøytroner som bremses til termisk energi}}{\text{ant. raske nøytroner som starter nedbremsingen}}$
$f$	Termisk nyttefaktor	$\frac{\text{ant. termiske nøytroner som absorberes av brensel}}{\text{ant. termiske nøytroner absorbert i alt materiale i reaktoren}}$



$k = 1$  Reaktoren er kritisk. Reaksjoner opprettholdes.

$k < 1$  Reaktoren er underkritisk. Reaksjoner dør ut.

$k > 1$  Reaksjonen er overkritisk. Reaksjoner divergerer.

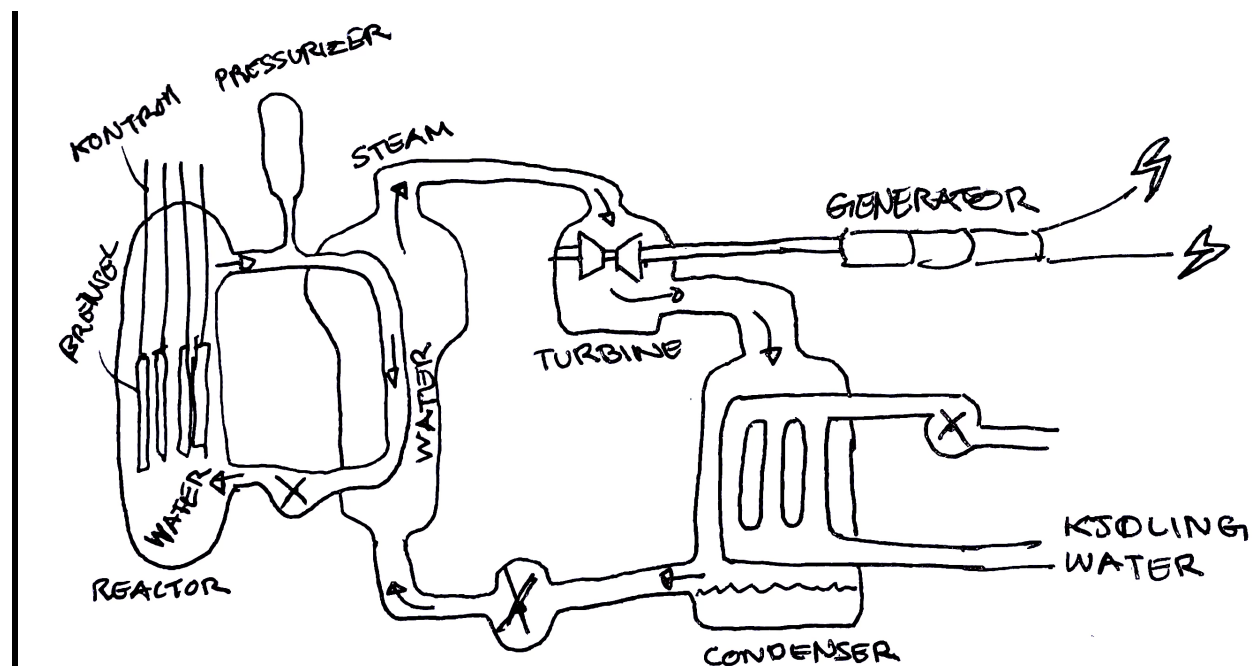
### Prompte nøytroner

Raske nøytroner som produseres ved fisjon. Frigjøres i fisjonsøyeblikket.

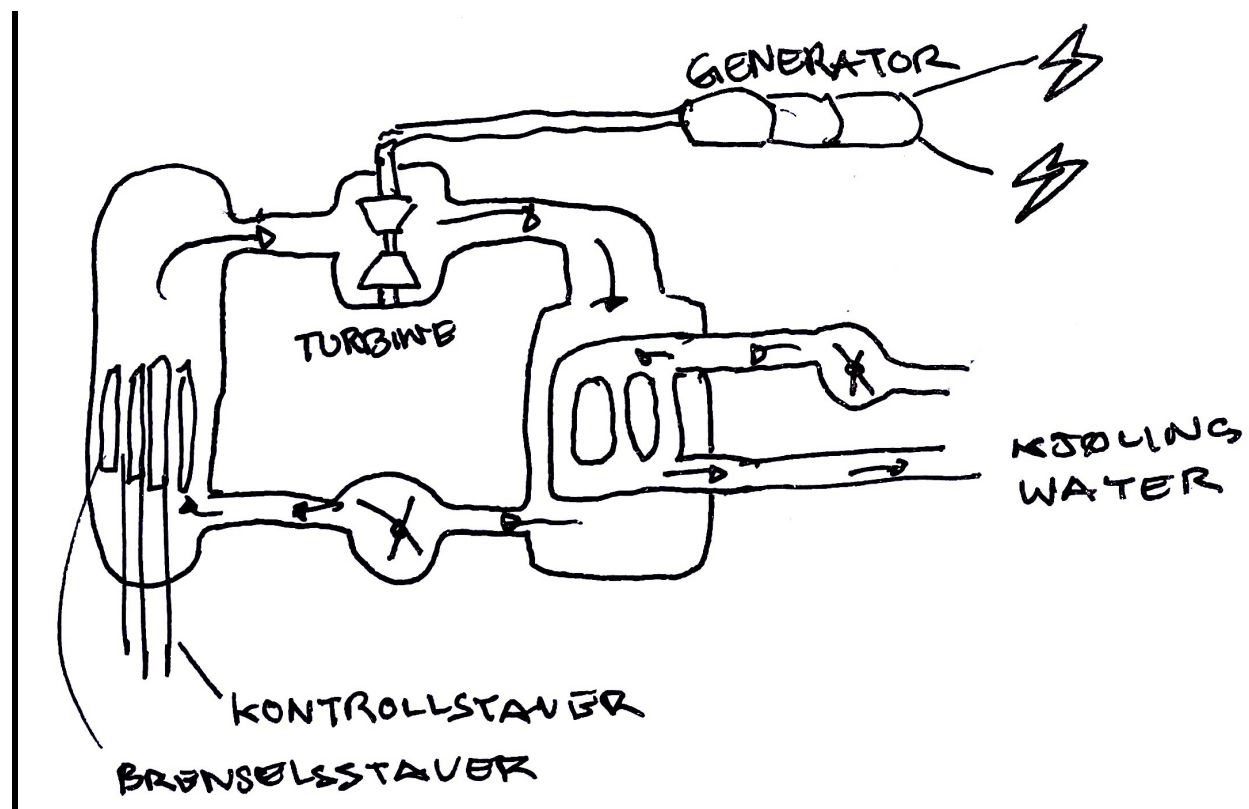
### Forsinkede nøytroner

Nøytroner som produseres når fisjonsproduktene desintegrerer.

## Trykkvansreaktor



## Kokvannsreaktor



# Fusjon

To lettere kjerner kommer så nær hverandre at Coulombkreftene overvinnes og de holdes sammen  $\Rightarrow$  ny (tyngre) kerne. Krever ekstremt høy temperatur.

## Kriterier

- Den frigjorte energien i fusjonsreaksjonene balanserer energien som trengs for å opprettholde plasmaet (noen energi kan fremdeles måtte tilføres fordi ikke all frigjort energi går tilbake til plasma).
- Energien fra fusjonsreaksjonene er stor nok til å opprettholde plasmaet av seg selv.
- **Lawson-kriteriet** Energi som produseres (mens plasmaet er innesperret) er større enn energien som trengs for å produsere plasmaet.

$$n\tau_E \geq \frac{12k_B T}{\langle \sigma_f, v \rangle E_a}$$

## D-T-reaksjon

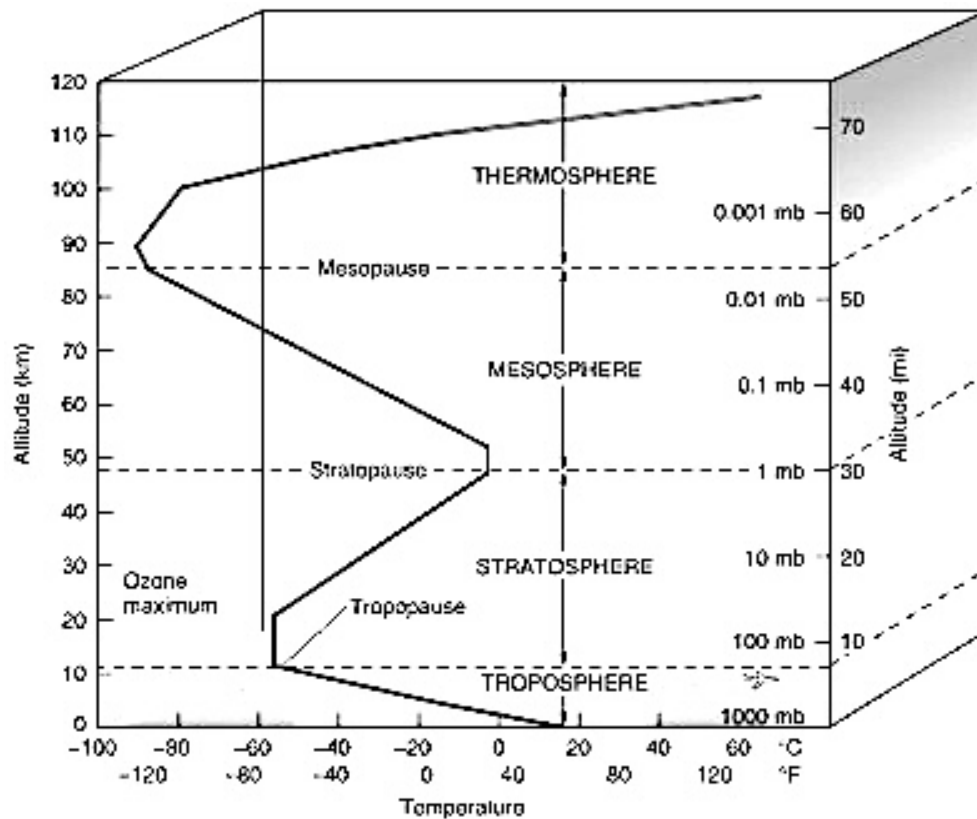
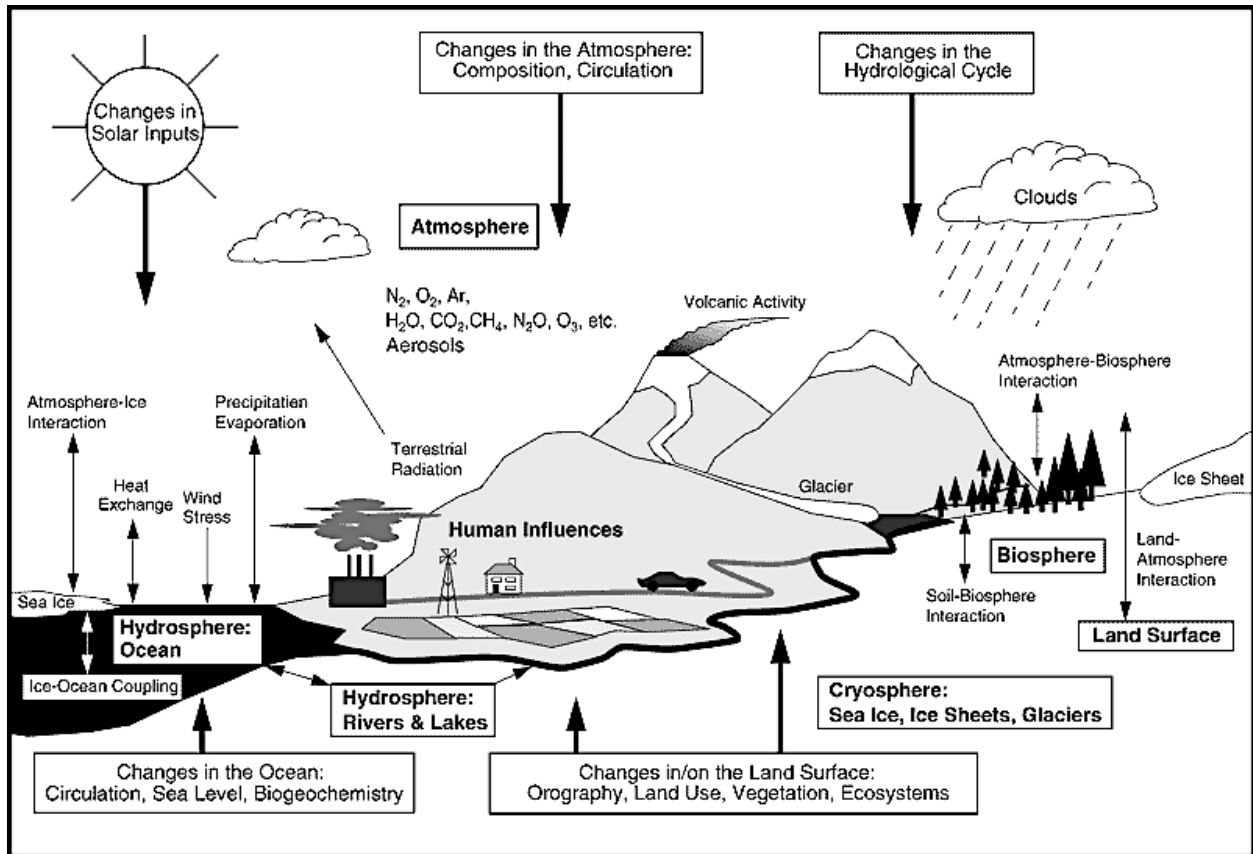
Deuterium-Tritium brukes til å danne en  $\alpha$ -partikkel og et nøytron.

Fordel	Ulempe
Høy Q-verdi ( $Q = 17.59\text{MeV}$ ). Høyt virkningstverrsnitt ( $\sigma$ ). Lavere Lawson-kriterium (T i plasma lavere enn for D-D).	Tritium må lages; finnes ikke naturlig.

D-T gir et nøytron, som igjen kan inngå i reaksjon med litium og danne tritium, som igjen kan inngå i ny D-T.

Kinetisk energi fra tritium og  $\alpha$  fra litium kan konverteres til indre energi i litium som igjen kan føres til en varmeveksler ( $\Rightarrow$  energi).



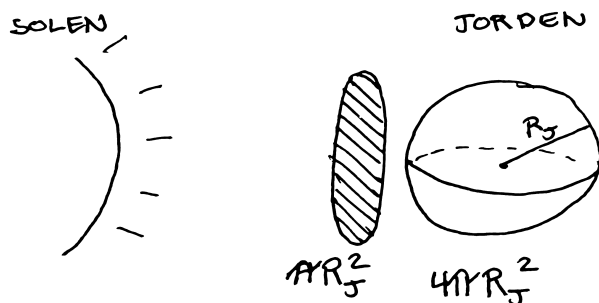


# Drivhuseffekten

## Stråling

Energien fra solen absorbert av jorden:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{sol}} &= \text{total stråling truffet} \times \frac{\text{tverrsnitt innstrålt}}{\text{total overflate}} \\
 &= S_0(1 - \alpha) \times \frac{\pi R_J^2}{4\pi R_J^2} \\
 &= S_0(1 - \alpha) \times \frac{1}{4}
 \end{aligned}$$



## 0-lagsmodell

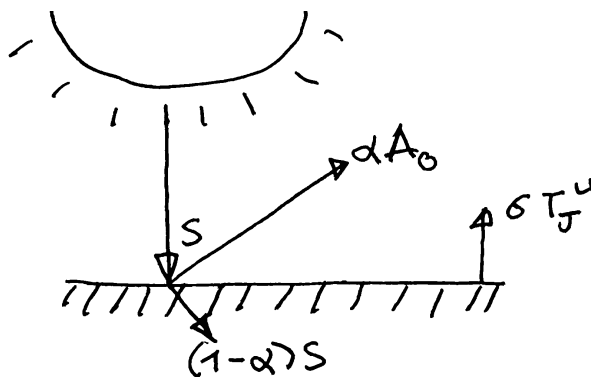
Energi absorbert fra solen per tid:

$$E_{\text{sol}} = S_0(1 - \alpha) \times \pi R_J^2$$

Energi emittert fra jorden per tid:

$$E_J = 4\pi R_J^2 \times \sigma T_J^4$$

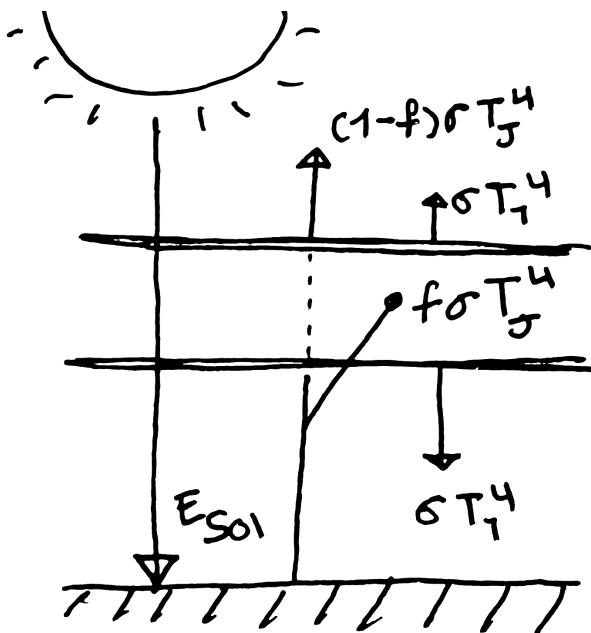
$$\begin{aligned}
 E_{\text{sol}} &= E_J \\
 S_0(1 - \alpha) \times \pi R_J^2 &= 4\pi R_J^2 \times \sigma T_J^4 \\
 \Rightarrow T_J &= \sqrt[4]{S_0(1 - \alpha)/4\sigma}
 \end{aligned}$$



## 1-lagsmodell

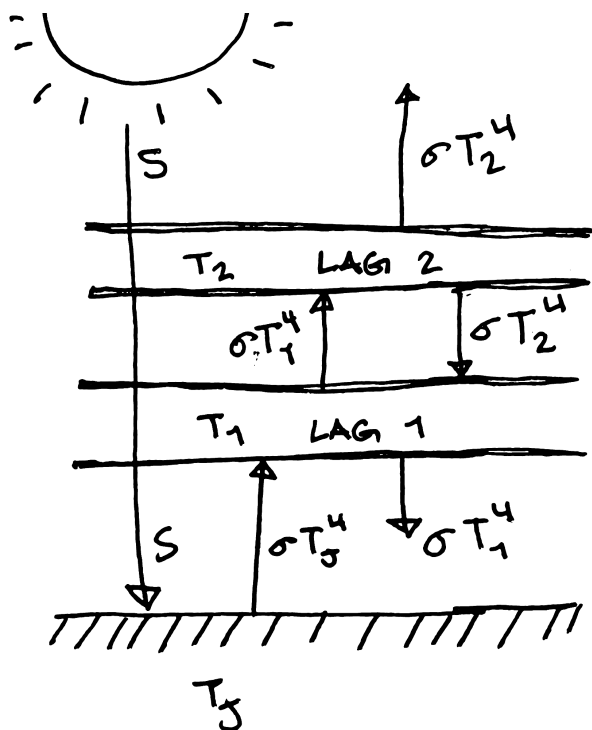
$$\begin{aligned}
 1) \quad E_{\text{sol}} + \sigma T_1^4 &= \sigma T_J^4 \\
 2) \quad f\sigma T_J^4 &= 2\sigma T_1^4
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 2) \text{ inn i } 1) \Rightarrow E_{\text{sol}} + \frac{f}{2}\sigma T_J^4 &= \sigma T_J^4 \\
 E_{\text{sol}} &= \sigma T_J^4(1 - \frac{f}{2}) \\
 T_J &= \sqrt[4]{\frac{E_{\text{sol}}}{\sigma(1 - f/2)}} = \sqrt[4]{\frac{S_0(1 - \alpha)}{\sigma(1 - f/2)}}
 \end{aligned}$$



## 2-lagsmodell

$$\begin{aligned} \text{inn} &= \text{ut} \\ S &= \sigma T_2^4 \\ S + \sigma_1^4 &= \sigma T_J^4 \\ \sigma T_J^4 + \sigma T_2^4 &= 2\sigma T_1^4 \\ \sigma T_1^4 &= 2\sigma T_2^4 \end{aligned}$$



## Elektromagnetisk stråling

### Plancks lov

Utstrålingstetthet per bølgelengde per  $m^2$  for et sort legeme:

$$E_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)}$$

### Wiens forskyvningslov

For bølgelengder der legeme utstråler maksimalt:

$$\lambda_{\max} = \frac{2897 \mu m K}{T}$$

### Stefan-Boltzmanns lov

Den totale bølgelengdetettheten (areal under Planckkurven):

$$E_{\text{tot}} = \varepsilon \sigma T^4$$



## Absorpsjon av stråling

Overgang	Bølgelengder	Hva
Elektronisk	UV ( $< 0.4\mu m$ )	Mellom elektronskall
Vibrasjon	nær-IR ( $0.7 - 10\mu m$ )	Økt vibrasjonsfrekvens av binding
Rotasjon	far-IR ( $10 - 100\mu m$ )	Økt spinn rundt rotasjonsakse

## Strålingspådriv

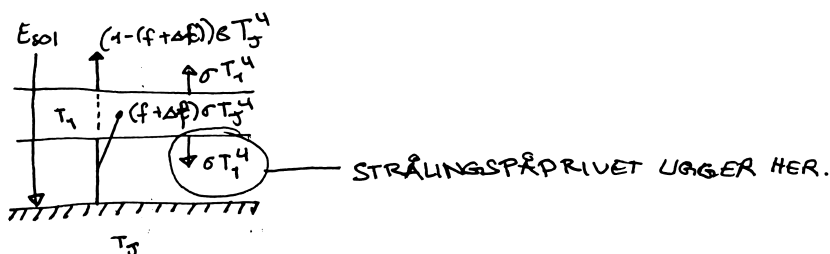
$$\Delta F \text{ [W/m}^2\text{]}$$

Endring i strålingsbudsjettet forårsaket av klimagasser, aerosoler, osv.

Brukes for å vurdere og sammenlikne hvordan forskjellige faktorer påvirker klima.

$\Delta F > 0 \rightarrow$  Oppvarmende

$\Delta F < 0 \rightarrow$  Nedkjølende



$\Delta F$  : endring i atmosfærisk absorpsjon av varmestråling.

## Energibalanse

$$\begin{aligned}
 2\sigma T_1^4 &= (f + \Delta f)\sigma T_J^4 \\
 \sigma T_1^4 &= \frac{(f + \Delta f)}{2}\sigma T_J^4 \\
 &= \frac{f}{2}\sigma T_J^4 + \frac{\Delta f}{2}\sigma T_J^4 \\
 \sigma T_1^4 &= F + \Delta F \\
 \Rightarrow \Delta F &= \frac{\Delta f}{2}\sigma T_J^4
 \end{aligned}$$

## Klimafølsomhet

$\lambda$

Beskriver hvor følsomt klimaet er ovenfor endringer. Én eller flere pådrivsfaktorer.

$$\lambda = \frac{\Delta T}{\Delta F}$$

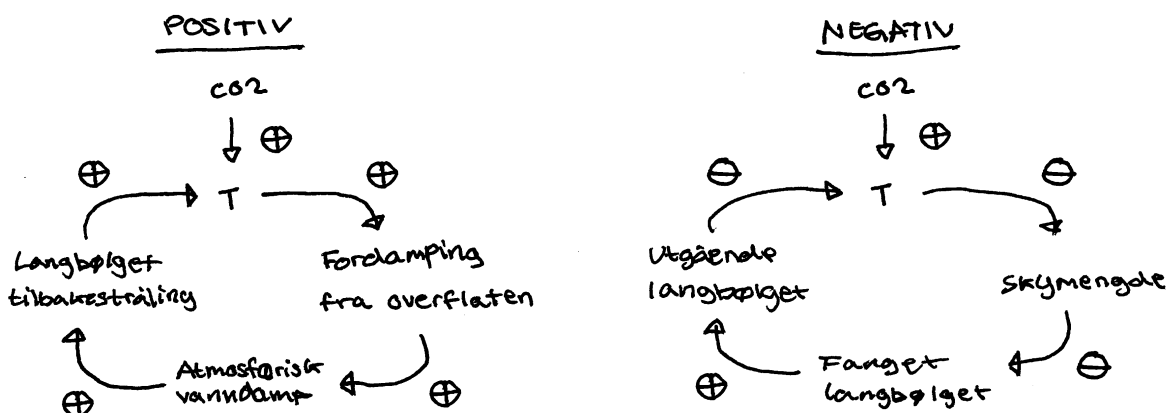
T : Global årsgjennomsnitt for overflatetemperatur

F : Strålingspådriv for gitt faktor.

## Tilbakekoplinger

Prosesser hvor endring i en gitt størrelse medfører endringer; som enten fører til forsterkning (positiv tilbakekopling) eller svekning (negativ tilbakekopling) av endringen i den opprinnelige størrelsen.

### Eksempel



## Skyers effekt på klima

Skyer: svarte legemer (god approksimasjon). Absorberer nesten all varmestråling fra bakken, og re-emitterer denne energien ved bølglengde gitt av dens temperatur og Stefan-Boltzmann lov

Skyer interagerer med **både**; innkommende kortbølget stråling, og utgående langbølget stråling.  $\Rightarrow$  dobbeltrolle mht. klimaet.

På den ene siden reflekterer skyer innkommende solstråling ut av atmosfæren. På den andre siden absorberer skyene utgående langbølget varmestråling fra jordoverflaten.

Skyhøyden er av betydning for netto-effekten til en gitt sky. En vilkårlig skys albedo ( $\alpha$ ) er uavhengig av skyhøyden, men temperaturen og dermed mengden re-emittert varmestråling avtar med skyhøyden:

$$\frac{dT}{dz} \approx -6 \frac{K}{km}$$

Det vil si at høye skyer generelt vil fange mer varme enn lave skyer, og antas generelt å ha et positivt skypådriv [ $W/m^2$ ], mens lave skyer antas å ha et negativt skypådriv [ $W/m^2$ ].

Netto-effekten av skyer på global middeltemperatur ved jordoverflaten er per i dag avkjølede:

$$\text{netto skypådriv} \approx -17 \frac{W}{m^2}$$

### Utgående langbølget stråling

CO2-økning  $\Rightarrow$  økt temperatur  $\Rightarrow$  færre skyer  $\Rightarrow$  mindre varmestråling fanges i atmos.  $\Rightarrow$  mer varmestråling unnslipper atmos.  $\Rightarrow$  **nedkjøling**, negativ tilbakekopling

### Innkommende kortbølget stråling

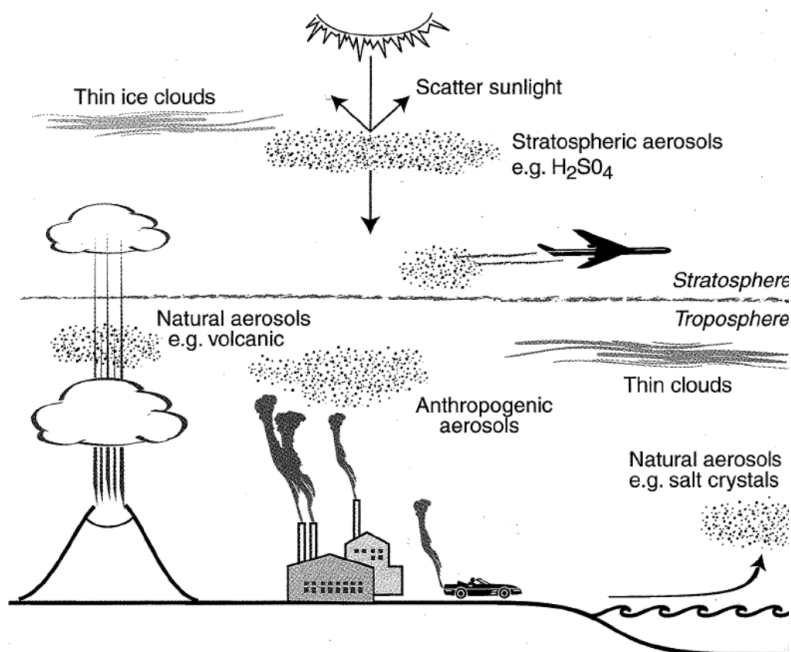
CO2-økning  $\Rightarrow$  økt temperatur  $\Rightarrow$  færre skyer  $\Rightarrow$  lavere albedo  $\Rightarrow$  mer innkommende stråling absorberes  $\Rightarrow$  økt temp  $\Rightarrow$  **oppvarming**, positiv tilbakekopling

## Aerosoler

Små partikler ( $0.01\mu m \rightarrow 10\mu m$ ), av enten fast stoff eller væske i en gass.

Antropogene (menneskeskapt  $\rightarrow$  miljøpåvirkning) aerosoler kommer fra en rekke prosesser. Den største kilden er sulfat-aerosoler, fra forbrenning av fossilt drivstoff.

Netto-effekten av aerosoler er **negativt strålingspådriv**, mmen usikkerheten er stor og aerosoler er ofte forbundet med klimagassutslipp.



Direkte effekt	Mer solstråling reflekteres (spredning + absorpsjon)
Indirekte effekt	Skydannelse (kondensasjonskjerner)

Aerosoler gir flere kondensasjonskjerner  $\Rightarrow$  skyer med flere mindre dråper  $\Rightarrow$  ved lavere høyder gir dette avkjølende skyer.

Total effekt: nedkjøling pga. refleksjon, oppvarming pga. absorpsjon (???)

## Drivhusgasser

Slipper gjennom solstråling, men absorberer varmestråling (IR) fra jorden.

$H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ , KFK,  $O_3$

### KFK-gasser

klor-fluor-karbon

Menneskeskapt.

- + Global oppvarming
- Ozonnedbrytning i stratosfæren

Stabile med lang levetid ( $\sim 100$  år).

Absorberer  $9 - 13\mu m$  stråling (både inn og ut).

GWP for KFK er HØY!

## Global warming potential

## GWP

Mål for sammenlikning av strålingspådriv forårsaket av drivhusgasser.

$$\text{GWP}_X = \frac{\int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \Delta F_{1kg,X} dt}{\int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \Delta F_{1kg,\text{CO}_2} dt}$$

hvor  $\Delta F_{1kg,X}$  er strålingspådrivet for 1 kg gass X.

## Ozon

Ozonlaget er av avgjørende betydning for livet på Jorden, da ozonmolekylene gjennom absorpsjon hindrer deler av den mer energirike ultrafiolette strålingen (UV-strålingen) fra Sola i bølgelengdeområdet 200–320 nanometer å komme ned til jordoverflaten. Strålingsenergien som absorberes i ozonlaget omdannes hovedsakelig til varme, og det er dette som er årsaken til at temperaturen øker og når et maksimum i stratosfæren, før den igjen synker med høyden i mesosfæren. De mest energirike UV-strålene absorberes av vanlig oksygen i en høyde på rundt 100 kilometer.

Ozon i troposfæren (nederste laget) en årsak til smog; som fører til helseproblemer. Skylder forurensning som biler osv.

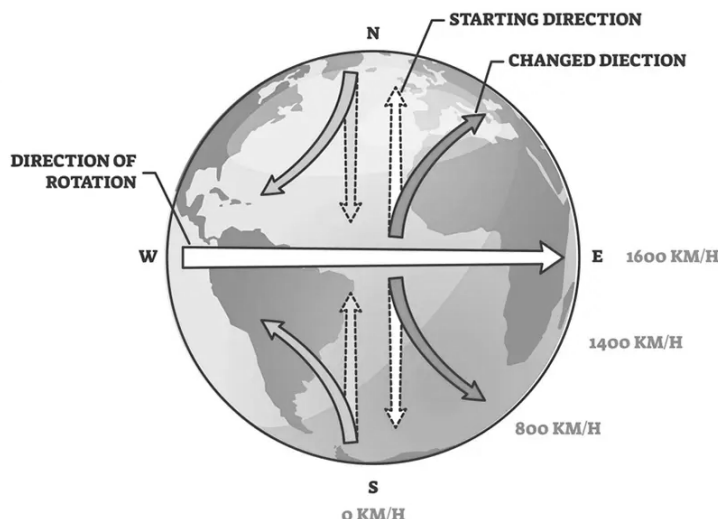
## Corioliseffekten

En fiktiv kraft som skyldes jordens rotasjon.

$$\vec{F}_C = -m\vec{\omega}_J \times \vec{v}$$

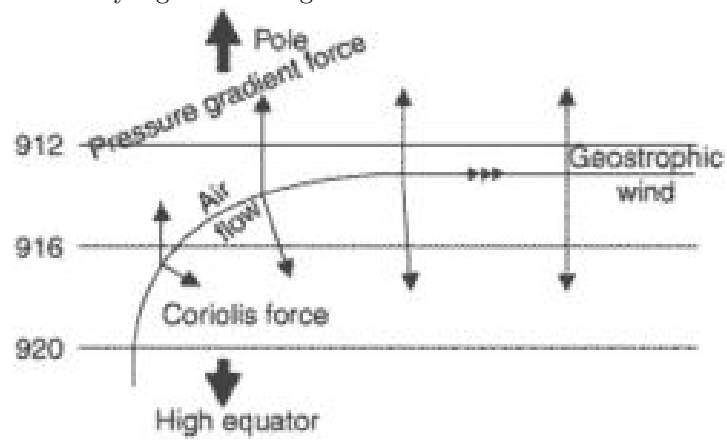
Hvor  $\vec{\omega}_J$  er jordens vinkelhastighet, og  $\vec{v}$  hastigheten til legeme med masse  $m$ . Relativt til et koordinatsystem festet til jordoverflaten.

I og med at jorden roterer raskest ved ekvator, vil vind som beveger seg fra ekvator og nordover avbøyes mot høyre. Fordi den beveger seg fra høyere vinkelhastighet til lavere, vil den altså "holde" på vinkelhastigheten, og derfor avbøyes (i stedet for å bevege seg rett).



## Geostrofisk vind

Når det er balanse mellom trykkgradienten og coriolis.



Med friksjon minker vinkelhastigheten  $\Rightarrow$  minker corioliskraften.