

FYS 3320 Fysikk og energiressurser

Vår 2013
Mål og organisering

Foreleser:
Hugo Parr



FYS 3320 Fysikk og energiresurser

Emnet omfatter følgende tema: Globale energiresurser, termodynamikk, solenergi, kretsløpsenergi fra vind, vann og bølger, kjemefysikk, fisjon og kjernekraftverk, kontrollert termonukleær fusjon, ioniserende stråling og miljøproblemer, jordas varmebalanse og klima.

Hva lærer du?

Læringsmål:

Studenten skal kunne gjøre rede for globale energiresurser, termodynamikk, solenergi, kretsløpsenergi fra vind, vann og bølger, kjemefysikk, fisjon og kjernekraftverk, kontrollert termonukleær fusjon, ioniserende stråling og miljøproblemer, jordas varmebalanse og klima. Studenten skal kunne drøfte disse områder opp mot hverandre og kunne foreta kritiske vurderinger av ulike løsninger.

Ferdighetsmål:

Studenten skal ved hjelp av de fysiske prinsipper kunne regne og gjøre overslag om utnyttelse og konvertering av energi i ressursammenheng. Studenten skal vise en god oversikt over aktuelle energiresurser og kunne definere ulike begrep med god presisjon.

FYS 3320: kontakt, og på nettet.

Kursets faglige nettside på uio.no:

<http://www.uio.no/studier/emner/matnat/fys/FYS3320/index.xml>

Læreboka er lagt ut per kapittel og samlet, på Magne Guttormsens nettside:

<http://folk.uio.no/magneg/fys3320/index.html>

Ansvarlig foreleser: Dr. philos Hugo Parr.

Mobil 9134 1346 Epost: famparr@online.no

Ansvarlig for kollokviene: Stipendiat Sunniva Rose.

Mobil 9283 3233 Epost: sunniva.rose@fys.uio.no

Undervisningsplan V2013 FYS3320 Fysikk og energiresurser

Kursuke (datouke) og dato	Kapittel i revidert bokutgave	Temaer	Regneøvelser fra oppgaveheftet i fjor/vår 2012
1 (3) 14/1-18/1	1.1-1.5	Termodynamikkens hovedsetninger. Eksergi, anergi. Kjemiske reaksjoner. Varmekraft, varmepumper, kjøling.	Ingen kollokvier første uke
Tas underveis	Tillegg A	Enheter	
2 (4) 21/1-25/1	1.6 - 1.7	Boligoppvarming. Varmeledning. Konveksjon.	Kap. 1, Oppg. 1+2
3 (5) 28/1-1/2	2.1 - 2.4	Strålingsteori. Solinnstråling. Vinkler.	Kap. 1, Oppg. 3
4 (6) 4/2-8/2	2.5 - 2.9	Kollektorer. Lavtemperaturvarme. Fotovoltaiske celler. Solenergi.	Kap. 2, Oppg. 1+2
5 (7) 11/2-15/2	3.1 - 3.3	Geotermisk energi, vannkraft, vindenergi.	Kap. 2, Oppg. 3+4
6 (8) 18/2-22/2	3.4 - 3.5	Bølgeenergi, saltkraft	Kap. 3, Oppg. 1+2
7 (9) 25/2-1/3	3.6	Fornybar energi	Kap. 3, Oppg. 3
8 (10) 4/3-8/3		Midtveiseksamen	
9 (11) 11/3-15/3	4.1 - 4.4	Generell kjernefysikk	Kap. 4, Oppg. 1+2
10 (12) 18/3-22/3	5.1 – 5.2	Fisjon, reaktorfysikk	Kap. 5, Oppg. 1
(13) 26/3-30/3		Påske	Fri i påskeuka

11-12 (14-15) 2/4-12/4	5.3 – 5.5	Reaktordrift, reaktortyper, brenselskretsløp	Fri 2. påskedag 1.4 Kap. 5, Oppg. 2+3
13 (16) 15/4-19/4	6.1 – 6.2	Plasmafysikk, betingelser for fusjon	Kap. 6, Oppg. 1+2
14 (17) 22/4-26/4	6.3 – 6.5	Energibalanse, innesperring	Kap. 6, Oppg. 3
15 (18) 29/4-3/5	7.1 – 7.2	Strålingens fysiske og biologiske egenskaper	Kap. 7, Oppg. 1+2
16 (19) 6/5-10/5	7.3 – 7.5	Strålingsøkologi og miljøproblemer	Kap. 7, Oppg. 3
17 (20) 13/5-16/5	8.1 – 8.4	Jordas varmebalanse og klima	Kap. 8, Oppg. 1 Kap. 9, Oppg. 1
18-19 (21-22) 21/5-31/5	9.1 – 9.5	Energiressurser - omfang og varighet	Fri 2.pinsedag 20.5
Mandag 10. juni	Skriftlig Eksamen	5	Kl 9-12

FYS 3320 Fysikk og energiressurser (kap. 1)

Vår 2013

Termodynamikkens plass

Termodynamikkens to hovedsetninger, også kalt varmens 1. og 2. lov, er helt grunnleggende for all energiressursforvaltning og –økonomisering.

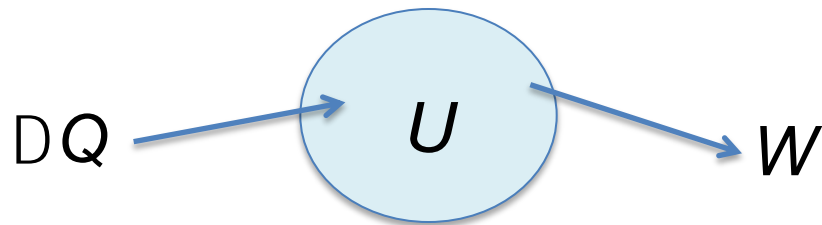
- Energi er bevart i et lukket system
- Energi opptrer i forskjellige former
- Energi har lav eller høy *kvalitet*. Begrepene *eksergi* og *anergi* skal hjelpe oss til å forstå dette bedre.
- Hvor mye arbeid som kan fås fra en gitt energimengde, avhenger av kvaliteten.

Termodynamikkens to lover

Lov 1: Energien er bevart i et isolert system. Den hverken skapes eller forsvinner, men omformes.

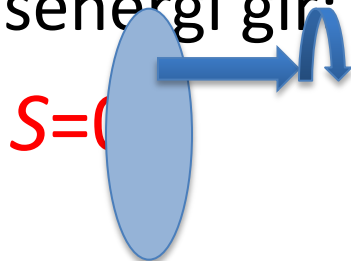
$$DU = DQ - W$$

$$U \rightarrow U + DU$$



Lov 2: Alle virkelige prosesser er irreversible: entropien øker.

Rotasjonsenergi gir:



varme fra friksjon



$$DS = \frac{DQ}{T}$$

$$DS_{tot} \geq 0$$

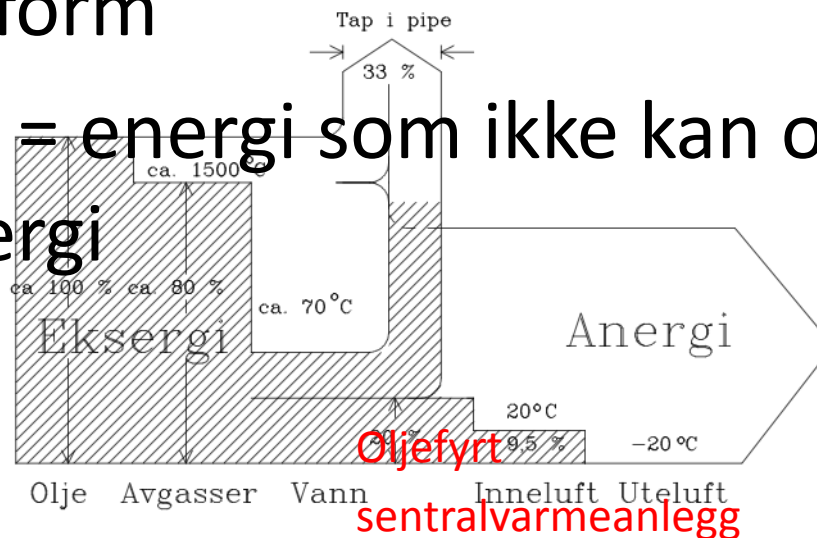
Eksergi og anergi

$$\text{Energi} = \text{Eksergi} + \text{Anergi}$$

Eksergi = energi som i gitte omgivelser lar seg

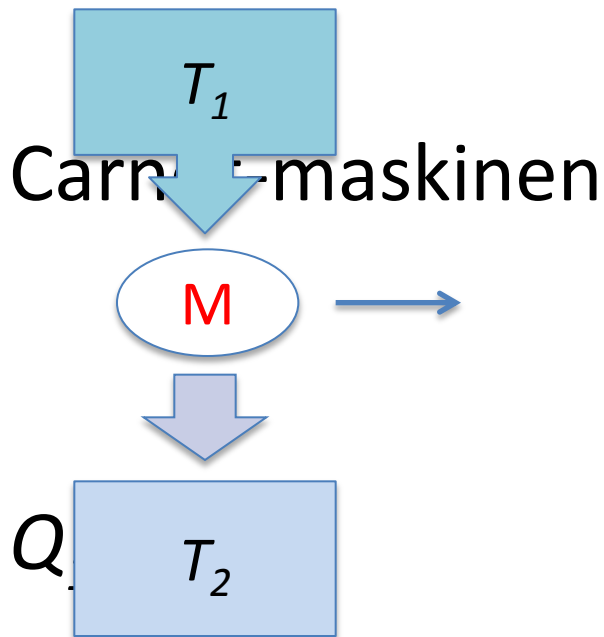
omvandle til enhver annen energiform

Anergi = energi som ikke kan omvandles til eksergi



Eksergien i et varmereservoar

Hvor mye arbeid får vi fra et varmereservoar?



$$W = Q_1 - Q_2$$

$$DS = \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

$$h = \frac{\text{arbeid ut}}{\text{energi inn}} = \frac{W}{Q_1}$$

$$h_C = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

$$\text{Eksergien} = W = h_C Q_1$$

Nicolas Léonard Sadi Carnot (1796-1832) var en fransk matematiker som skrev om prinsippene for termodynamikkens andre lov i en avhandling om varmekraftmaskiner. Sadi Carnot var født i Paris i 1796 og døde der av kolera i 1832. Han var offiser i den franske hæren. I 1824 utga han *Réflexions sur la puissance motrice du feu* hvor han prøvde å forklare hvordan man mest mulig arbeid ut



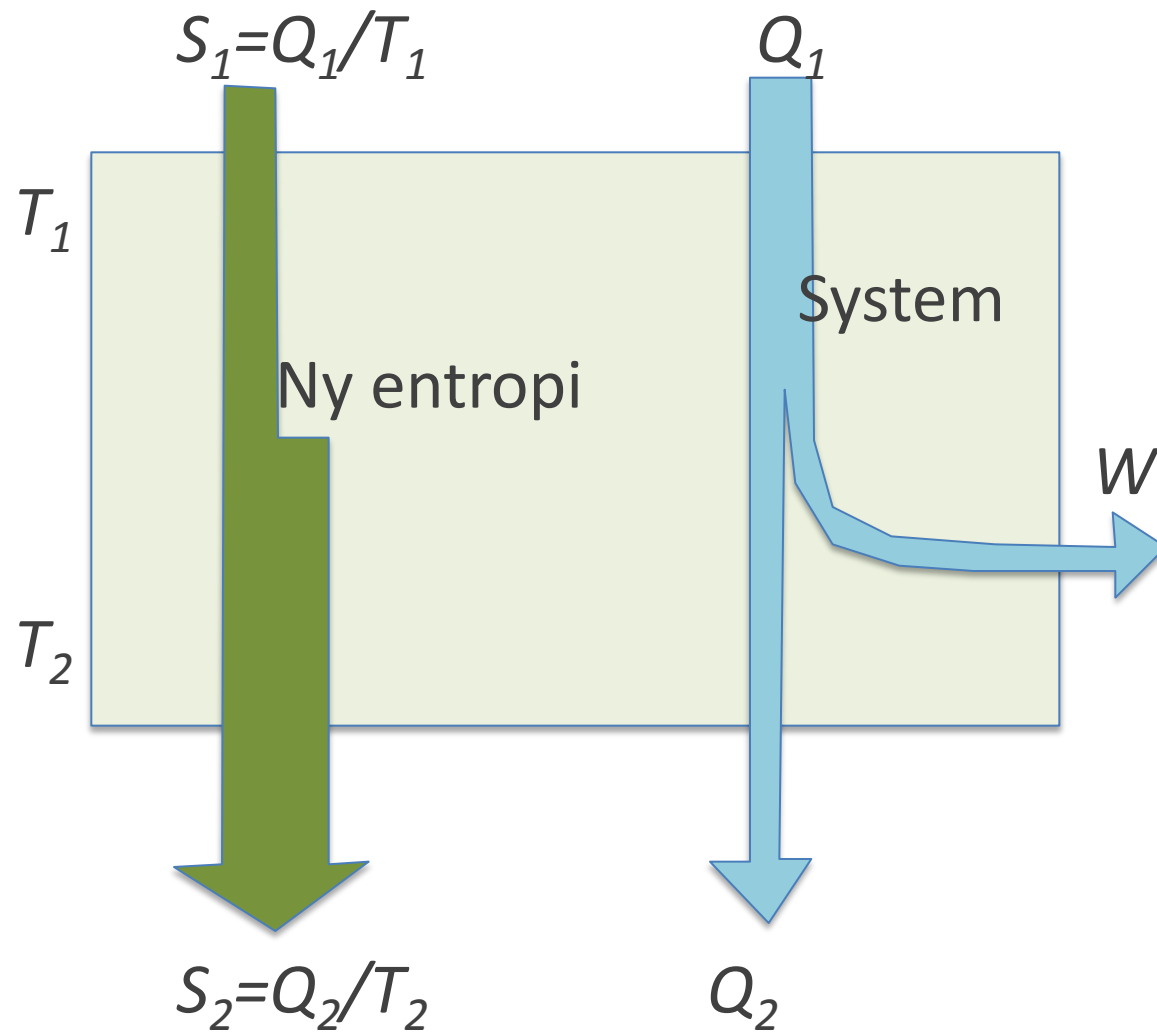
av en varmekraftmaskin, f. eks. en damp- maskin, fra en gitt mengde varme, f.eks fra brennende kull.

Carnot hevdet, korrekt, at alt som betød noe, etter å ha fjernet tap som friksjon og varmetap, var å maksimere forskjellen mellom varmekilden og varmesluket. Se Carnotprosess. Avhandlingen hans kan regnes som starten på moderne termodynamikk.

Fra

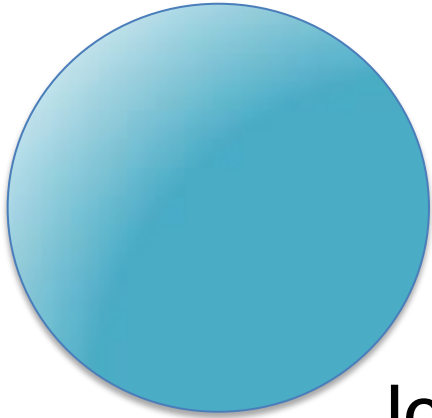
Wikipedia

Entropi i reell-maskin

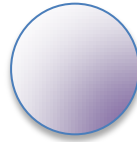


Sol- og kjerneenergi

$T = 6000 \text{ K}$



$T = 300 \text{ K}$



Jordas temperatur $T_2 = 273 + 27 = 300 \text{ K}$

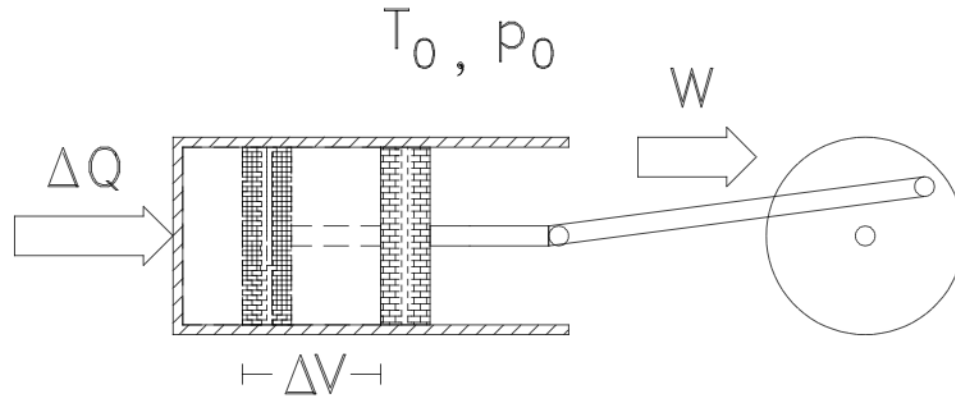
Dampen i en turbin har typisk $T_1 = 273 + 200 = 473 \text{ K}$

$$h_C = 1 - 300 / 6000 = 0.95 \quad \text{Dvs. 95\% eksergi}$$

$$h_C = 1 - 300 / 473 = 0.37 \quad \text{Dvs. 37\% eksergi}$$

Dampturbin brukes ofte i kjernereaktorer. Omtrent 30 - 45 % av kjernebrenselets energi gjøres om til elektrisitet (eksergi).

Eksergi i kjemiske reaksjoner



Antar en reversibel prosess og omgivelser med T_0 og p_0 . Eksergien er det nyttige arbeidet W utført på svinghjulet. I tillegg utføres et arbeid $p_0\Delta V$ på atmosfæren.

$$DU = DQ - (p_0 DV + W)$$

$$DQ = T_0 DS$$

$$W = -(DU + p_0 DV - T_0 DS) = -D(U + pV - TS)_{T_0, p_0}$$

$$G \equiv U + pV - TS$$

Eksergien W er lik $-\Delta G$ for konstant trykk og temperatur p_0 og T_0

Entalpi

Vi ønsker å finne maksimal varme som kommer ut av den kjemiske prosessen. Da er $W = 0$:

$$Q_{\max} = -(\mathrm{D}U + p_0 \mathrm{D}V) = -\mathrm{D}(U + p_0 V)_{p_0} = -\mathrm{D}H_{p_0}$$

Maksimal Q er lik $-\Delta H$ for konstant trykk (p_0)

Entalpi: $H = U + pV$

Gibbs frie energi: $G = U + pV - TS$

Dermed er: $G = H - TS$

Maksimalt nyttig arbeid

Andel av reaksjonsvarmen som kan gi nyttig arbeid:

$$h_{\max} = \frac{\text{maksimalt nyttig arbeid}}{\text{reaksjonsvarmen}} = \frac{W}{Q_{\max}} = \frac{-DG}{-DH}$$

ved konstant temperatur og trykk, for eksempel:

$p_0 = 1 \text{ atm}$ og $T_0 = 298 \text{ K}$

Forbrenningsreaksjoner:

- Metan 99.8%
- Hydrogen 94.5%
- Kullos 90.9%

Termodynamiske data

Data til bruk for forskjellige kjemiske reaksjoner kan finnes i tabeller:

Stoff	ΔH^θ	ΔG^θ	ΔS^θ
	kJ/mol	kJ/mol	J/K·mol
H_2	0	0	130,7
O_2	0	0	205,2
H_2O /damp	-241,8	-228,6	188,8
H_2O /vann	-285,8	-237,1	70,0
CO	-110,5	-137,2	197,7
CO_2	-393,5	-394,4	213,8
CH_4	-74,4	-50,3	186,3

Reaksjon	ΔH^θ	ΔG^θ	ΔS^θ	η_{maks}
	kJ/mol	kJ/mol	J/K·mol	%
$CH_4 + 2O_2 \longrightarrow CO_2 + 2H_2O$	-802,7	-801,3	-5,3	99,8
$2H_2 + O_2 \longrightarrow 2H_2O$	-483,6	-457,2	-88,0	94,5
$2CO + O_2 \longrightarrow 2CO_2$	-566,0	-514,4	-173,0	90,9

Temperaturavhengighet

Reaksjonen kan opphøre ved høye temperaturer. Vi regner ΔH og ΔS lite temperaturavhengig. Da blir:

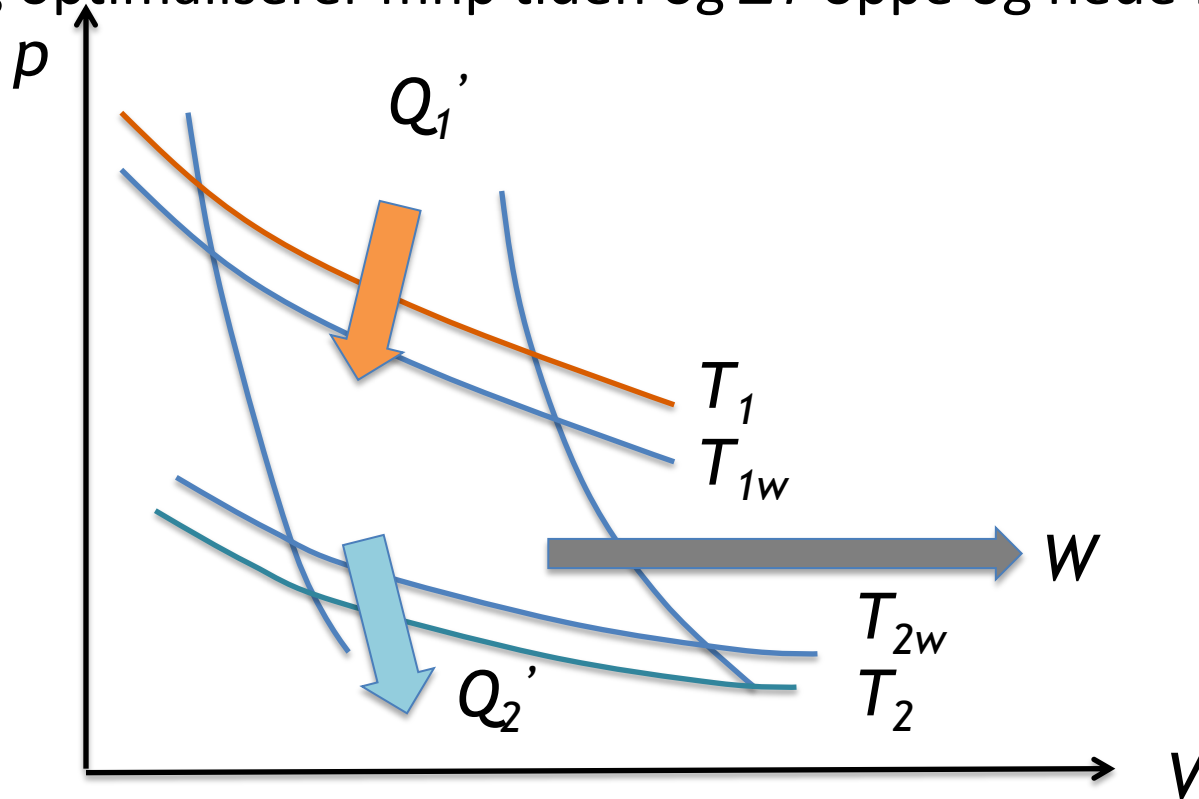
$$DG \approx DH^q - TDS^q, \text{ og for } DS^q < 0 \text{ vil } DG = 0 \text{ når: } T > \frac{DH^q}{DS^q}$$

For reaksjonen $2H_2 + O_2 \rightarrow 2H_2O$ blir:

$T:$	300 K	500 K	1000 K	2000 K
$\eta_{maks}:$	0,94	0,90	0,78	0,54

Curzon-Ahlborn maskin

I en virkelig maskin kreves en temperaturforskjell langs hver isoterm for å få ut et arbeid i endelig tid. C-A antar at den indre syklusen er reversibel, og optimaliserer mhp tiden og ΔT oppe og nede for å finne max virkningsgrad i praksis.



Realistisk virkningsgrad

Reservoar temperaturer: T_1 og T_2

Gassens temperaturer: T_{1W} og T_{2W}

Indre omløp er reversibelt = Carnot omløp med formell løsning:

$$h_{CA} = \frac{W}{Q'_1} = 1 - \frac{T_{2W}}{T_{1W}}$$

Entropi-økningen skjer i laget mellom gassen og reservoaret:

$T_1 \rightarrow T_{1W}$ og $T_{2W} \rightarrow T_2$, med varme-transport: $Q'_1 = \alpha t_1(T_1 - T_{1W})$ og $Q'_2 = \beta t_2(T_{2W} - T_2)$.

Med litt regning og antagelsen $dW/d\eta_{CA} = 0$, får vi Curzon-Ahlborn virkningsgraden:

$$h_{CA} = 1 - \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$$

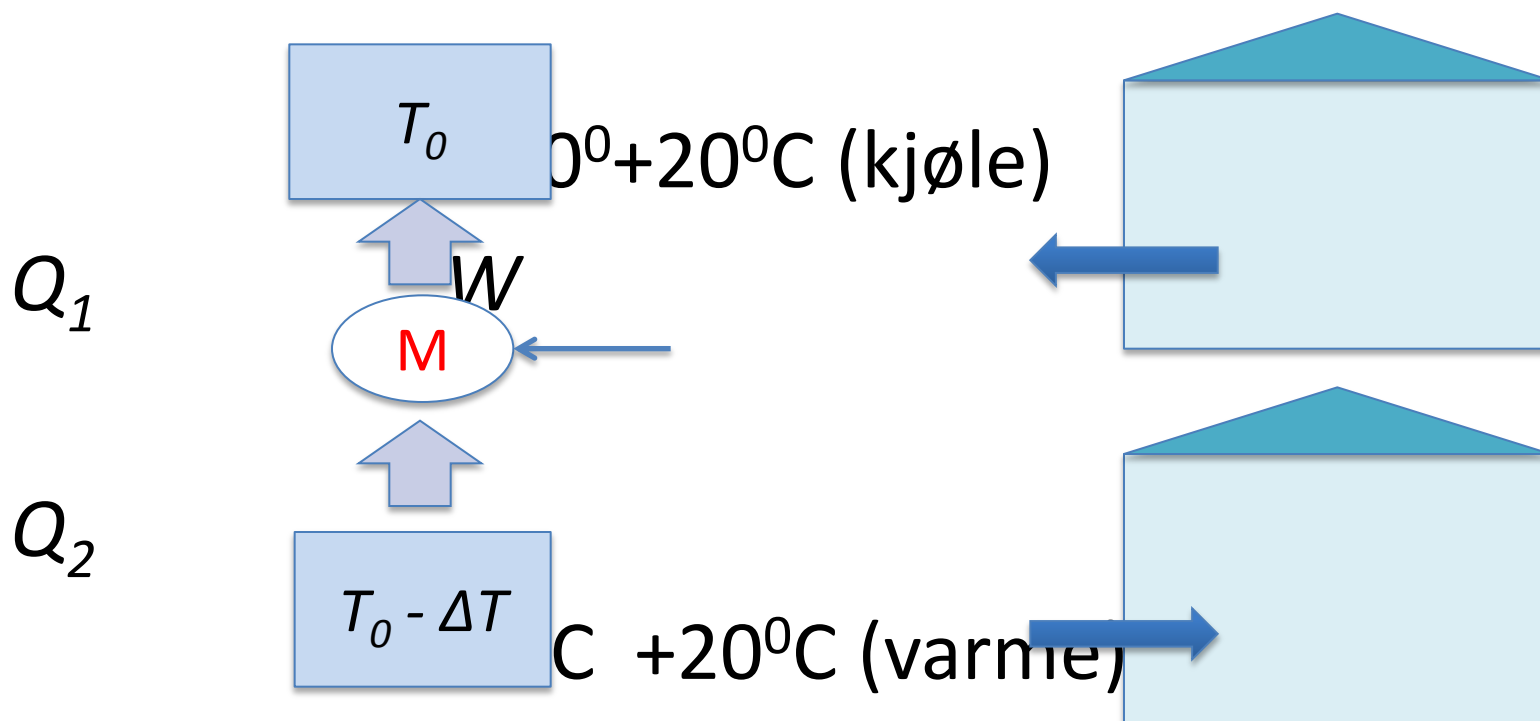
Virkningsgrader for de beste varmemaskiner

Energikilde	Temperatur i °C		Beregnet		Observert
	T_2	T_1	η_C	η_{CA}	η
Kullkraftverk West Thurrock, UK	≈ 25	565	0,64	0,40	0,36
CANDU kjernereaktor	≈ 25	300	0,48	0,28	0,30
Geotermisk damp Larderello, Italia	80	250	0,323	0,175	0,16

Larderello, Italia	80	250	0,323	0,175	0,16
--------------------	----	-----	-------	-------	------

Kjølemaskiner og varmepumper

Motoren pumper energi fra et kaldt til et varmt reservoar, ved lavest mulig eksergi W . Dette tilsvarer en Carnot-maskin som kjøres i revers.



Kjøle- og varmefaktor

Det varme og kalde reservoar har temperaturer hhv

$$T_1 = T_0 \quad \text{og} \quad T_2 = T_0 - DT.$$

$$DS = 0 \Rightarrow \frac{Q_1}{T_0} = \frac{Q_2}{T_0 - DT}.$$

Snur alle pilene Carnot-maskinen og får:

$$\frac{-W}{-Q_1} = \frac{W}{Q_1} = 1 - \frac{T_0 - DT}{T_0} = \frac{DT}{T_0} \Rightarrow W = \frac{DT}{T_0} Q_1 = \frac{DT}{T_0 - DT} Q_2$$

Den maksimale kjølefaktor blir:

$$K_{\max} = \frac{Q_2}{W} = \frac{T_0}{DT} - 1$$

Den maksimale varmefaktor blir:

$$V_{\max} = \frac{Q_1}{W} = \frac{T_0}{DT} = K_{\max} + 1$$

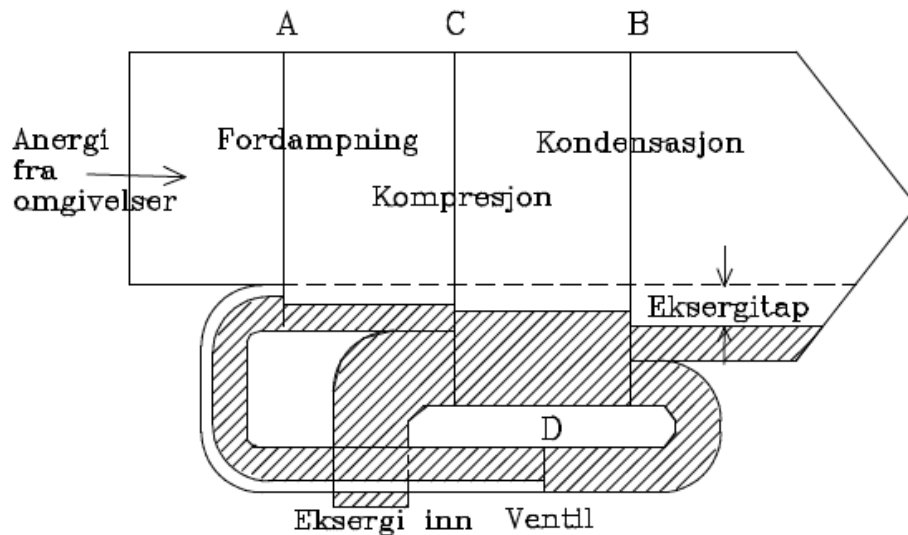
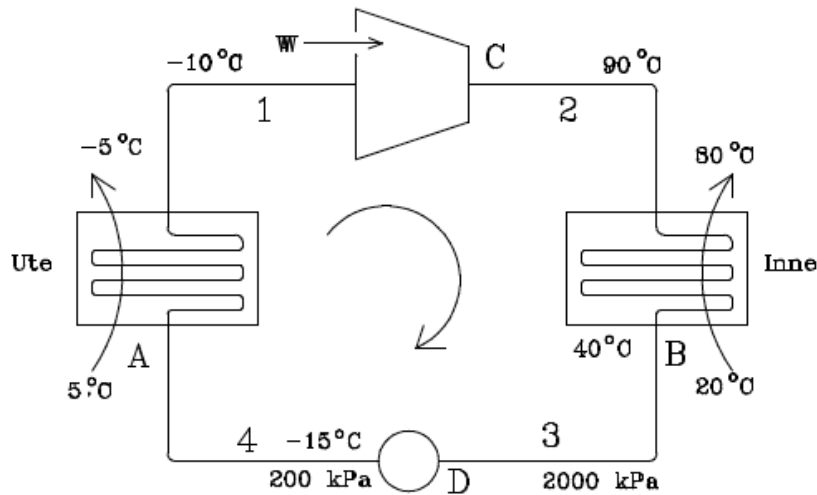
Eksempel

Hvilken varmefaktor gir en Carnot-varmepumpe med utetemperatur $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ og innetemperatur $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$?

Her er $T_0 = 293\text{ K}$ og $\Delta T = 40\text{ K}$, $V_{max} = 293/40 = 7.33$
Altså føres det inn 7.33 ganger mer energi inn i rommet enn det som forbrukes av arbeid W .

M.a.o. vil for eksempel $1\text{kW}_e\text{h}$ eksergi gi $7.33\text{kW}_t\text{h}$ anergi. (Om sommeren kan maskinen brukes som kjølepumpe, med kjølefaktor 6.33)

Energistrøm i en varmepumpe



FYS 3320

V er ca $0.2 - 0.5 V_{\max}$

$-20^{\circ}\text{C} \rightarrow +20^{\circ}\text{C} \quad V = 2 - 3$

$0^{\circ}\text{C} \rightarrow +20^{\circ}\text{C} \quad V = 3 - 5$

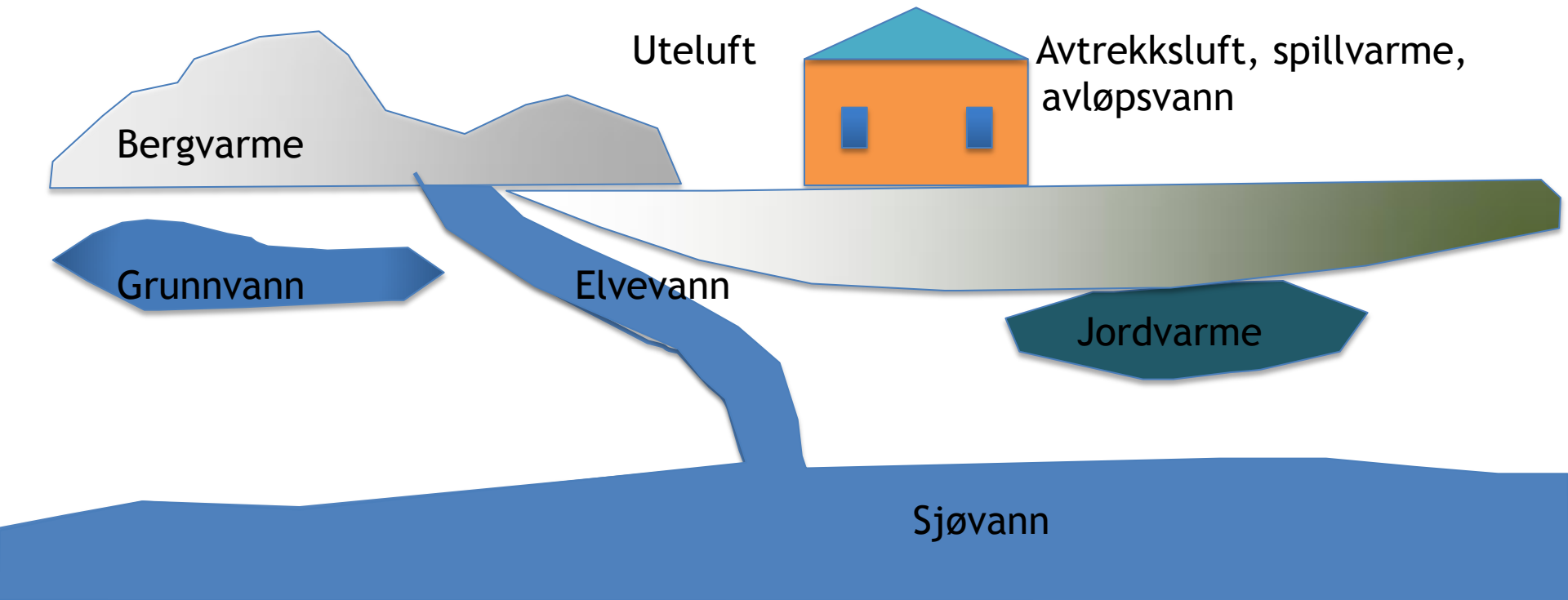
1-2 Pumper umettet damp fra fordampner til kondensator. Trykk og temperatur øker.

2-3 Dampen gir fra seg varme vha avkjøling og kondensasjon.

3-4 Ekspansjonsventil gir fri ekspansjon og temperaturen synker.

4-1 Kjølemediet har lavere temperatur enn uteluften, og varmes opp.

Temperaturreservoar for varmepumpe



Karakteristika for varmepumper i Norge

Anlegg	Anergi- kilde	VP effekt kW	Tur/retur temperatur °C/°C	Årsvarme faktor \bar{V}
Royal Garden Hotel	Sjøvann	800	50/40	4,0
Fjernvarme, Ålesund	Sjøvann	6000	90/60	3,5
SINTEF adm. bygg	Luft	130	80/45	2,5
Alexandra Hotell	Luft	400	54/45	2,9
Holmin Gartneri	Grunn	250	55/45	3,3
Sandvika Sentrum	Avløp	13000	90/60	3,8

Behovstall for varmepumper

Behov for oppvarming/kjøling i norske bygninger:

ca. 80 TW_t h per år

Praktisk behov for varmepumper:

ca. 15 TW_t h

I 2013 er det varmepumper i 600 000 boliger, samt mange næringsbygg.

Gjennomsnittlig varmefaktor er ca. 3, væske/vann varmepumper bidrar mest.

Eksergi-økonomi

For en panelovn er energi-virkningsgraden 100%:

$$h = \frac{\text{nyttig energi ut}}{\text{eksergi inn}} = \frac{Q_2}{Q_1} = 1$$

Men her "sløses" bort all eksergi til anergi. Vi kunne få like mye nyttig energi ut med varmepumpe:

$$h_{\max} = \frac{\text{nyttig energi ut}}{\text{eksergi inn}} = \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{Q_2}{Q_2 / V_{\max}} = V_{\max}$$

Dermed blir eksergivirkningsgraden:

$$e = \frac{h}{h_{\max}} = \frac{1}{V_{\max}}$$

Dette gir $\varepsilon = 1 / 7.33 = 0.136$ for $\Delta T = 40$ K og $T_0 = 293$ K, en meget dårlig eksergivirkningsgrad!

Delenerverring

Bruksområde	Av USAs energiutnyttelse (%)	Eksergi-virkningsgrad
Romoppvarming	18	0,06
Vannoppvarming	4	0,03
Koking	1,3	$\approx 0,2$
Air-conditioning	2,5	0,05
Kjøling	2	0,04
Industri:		
- prosessdamp	17	$\approx 0,25$
- direkte varme	11	$\approx 0,3$
- el. motorer	8	0,3
Transport:		
- personbiler	13	0,1
- lastebiler	5	0,1

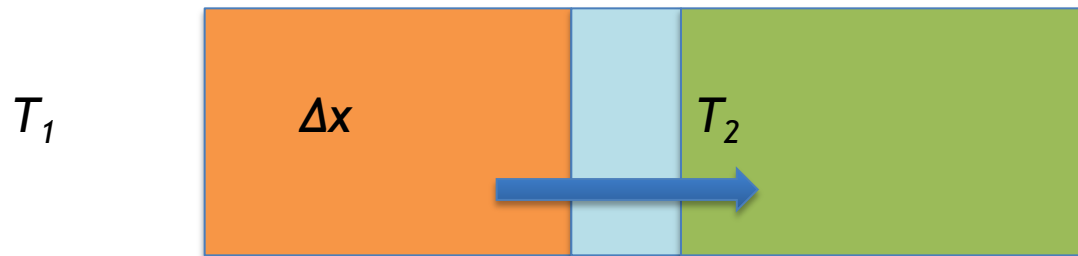
Varmetransport

Transport av varme kan skje på tre måter:

- Varmeledning (konduksjon i materialer)
- Strømninger (konveksjon i gass eller væsker)
- Stråling (behandles i kap.2)

Varmeledning

Fra varmt til kaldt område, temperaturforskjell $\Delta T = T_1 - T_2$

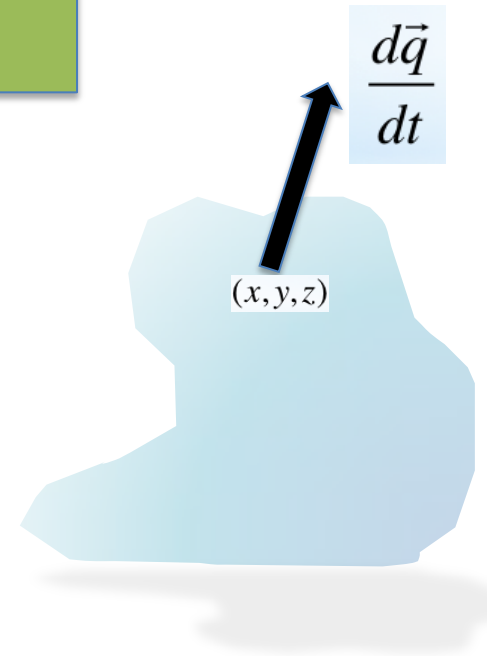


I tre dimensjoner får vi varmestromtettheten

$$\frac{d\vec{q}}{dt} = \kappa \nabla T, \text{ hvor}$$

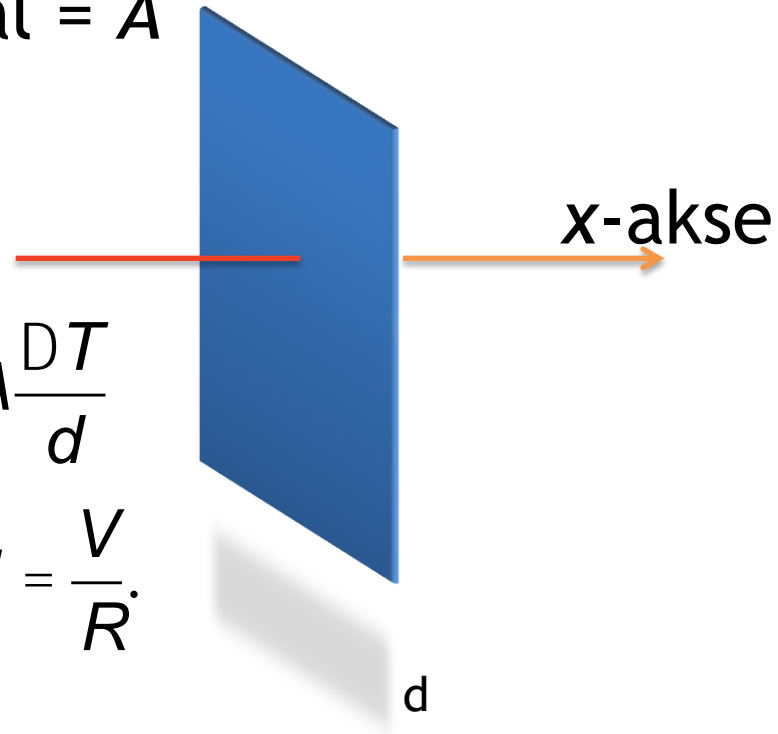
$$\nabla T = \vec{e}_x \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial x} + \vec{e}_y \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial y} + \vec{e}_z \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial z}$$

Her er κ lik varmeledningsevnen for materialet.



Varmeledning gjennom flate

Areal = A



$$\frac{dQ_A}{dt} = A \left| \frac{d\vec{q}}{dt} \right| = - / A \frac{dT}{dx} = - / A \frac{DT}{d}$$

$$\frac{dQ_A}{dt} = - \left(\frac{DT}{/ A} \right), \text{ analogt med } l = \frac{V}{R}.$$

$$\frac{d}{/ A} = \text{varmemotstand}$$

U-verdi

For byggeelementer brukes varmegjennomgangskoeffisienten: U -verdien (W/m^2K) eller k -verdien ($W/m^2\ ^\circ C$) (Verdiene er identiske $U=k$, men k -verdi er gammel betegnelse)

$$U = \lambda/d$$

$$\dot{Q}_i = -\lambda_i \frac{DT_i}{d_i} \Rightarrow DT_i = -\dot{Q}_i \frac{d_i}{\lambda_i}$$

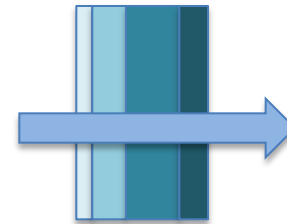
$$DT = \sum DT_i = -\sum \dot{Q}_i \frac{d_i}{\lambda_i} = -\dot{Q} \frac{1}{U}$$

der $\dot{Q}_i = \dot{Q}_j = \dot{Q}$ og

$$\frac{1}{U} = \sum \frac{1}{U_i} = \sum \frac{d_i}{\lambda_i} \quad i=1, 2, 3, \dots$$

Altså er varmestrømmen per flateenhet lik:

$$\dot{Q} = -UDT$$



Noen U -verdier

Materiale	Tetthet ρ	λ	Tykkelse d	k
	kg/m ³	W/m-°C	m	W/m ² – °C
Betong	2300	1,75	0,1	4,4 ¹⁾
Lettbetong (“Leca”)	800	0,3	0,2	1,2 ¹⁾
Teglsten (“normalsten”)	1800	0,58		
Tre (furu, gran o.l.)	500	0,14 ²⁾	0,1	1,15 ¹⁾
Tunge tresorter (eik, bøk o.l.)	700	0,17 ²⁾		
Sponplate	650	0,14		
Trefiber, halvhard	600	0,08		
Gips	1200	0,52		
Korkparkett	500	0,08		
Linoleum	1200	0,175		
Mineralull klasse A		0,041	0,15	0,27
klasse B		0,047	0,15	0,30
Skumplast (isopor)	≥ 15	0,041	0,05	1,2
Glass	2600	0,82		
Enkelt vindu i treramme				4,7
Dobbeltvindu, glassavstand 14 mm				2,5
Forseglet dobbeltvindu				3,0
Forseglet trippelvindu				2,1
Forseglet dobbeltv. (“termo pluss”)				1,6

¹⁾Loddrett vegg, med varmeovergang til/fra luft ($1/k = d/\lambda + 0,17$).

²⁾På tvers av fibrene.

Noen U-verdier fra nåværende byggningsforskrift, TEK-10#

U-verdi yttervegg	≤	0.18 W/m ² K
U-verdi tak	≤	0.13 W/m ² K
U-verdi gulv	≤	0.15 W/m ² K
U-verdi glass/vindu/dør inkludert karm/ramme	≤	1.2 W/m ² K

Forskrift 2010-03-26 nr 489: om tekniske krav til byggverk
(Byggteknisk forskrift)

<http://www.lovdata.no/cgi-wift/ldles?doc=/sf/sf/sf-20100326-0489.html>

Graddagtallet

Totale effekttap Q_A fås ved å gange med arealet A , og vi får UA -verdien (eller kA -verdien). Det totale varmetap gjennom en fyringssesong blir:

$$Q_A = UA \int_{t_1}^{t_2} [17 \text{ } ^\circ\text{C} - T_u(t)] dt, \text{ der graddagtallet er gitt ved}$$

$$G = \int_{t_1}^{t_2} [17 \text{ } ^\circ\text{C} - T_u(t)] dt, \text{ med enhet grader x dager}$$

Sted	Graddagtall 1971-2000
	$^\circ\text{C} \cdot \text{dager}$
Vinstra	5350
Oslo, Blindern	4041
Kristiansand	3547
Bergen, Flesland	3670
Trondheim I	4077
Bodø, Tennholmen	4110
Tromsø, Holt	5035
Karasjok	6939

Årsforbruk

Anta en bolig på et sted med graddagtall $G = 4041$
(Blindern)
og som har UA -verdi på 125 W/K .

Varmebehovet på ett år blir da:

$$\begin{aligned} Q_A &= 125 \text{ W/K} \times 4041 \text{ K dag} \\ &= 505125 \text{ W dag} \\ &= 505125 \text{ W 24h} \\ &= 12100 \text{ kWh} \end{aligned}$$

(eksklusive lys, varmtvann, TV, vaskemaskin etc.)

Konveksjon

Varmetransporten avhenger av de strømminger som er i gassen eller i væsken:

- Laminær
- Turbulent

I tillegg er gjerne varmetransporten ulineær mhp ΔT og er i teorien vanskelig og modulere.

Forenklet kan man sette:

$$\dot{Q} = -hADT$$

der h kalles konveksjons-koeffisienten.

Beskrivelse	h
	W/(m ² -K)
Vannrett flate, overside	2,49 $(\Delta T)^{1/4}$
Vannrett flate, underside	1,31 $(\Delta T)^{1/4}$
Loddrett flate	1,77 $(\Delta T)^{1/4}$
Rør (diameter: D)	1,32 $(\frac{\Delta T}{D})^{1/4}$

Tabell A.1: Overgang mellom forskjellige energienheter. Tallene er gitt med mantisse og ± 10 -potens.

Enhet	Joule	cal	Btu	MeV	erg	kWh	W _t år
Joule	1	2,389-01	9,488-04	6,242+12	1,000+07	2,778-07	3,169-08
cal	4,185+00	1	3,971-03	2,612+13	4,185+07	1,163-06	1,326-07
Btu ¹⁾	1,054+03	2,519+02	1	6,579+15	1,054+10	2,928-04	3,340-05
MeV ²⁾	1,602-13	3,828-14	1,520-16	1	1,602-06	4,450-20	5,076-21
erg	1,000-07	2,389-08	9,488-11	6,242+05	1	2,778-14	3,169-15
kWh	3,600+06	8,602+05	3,416+03	2,247+19	3,600+13	1	1,141-01
W _t år	3,156+07	7,541+06	2,994+04	1,970+20	3,156+14	8,767+00	1
quad ³⁾	1,054+18	2,519+17	1,000+15	6,579+30	1,054+25	2,928+11	3,340+10
Q	1,054+21	2,519+20	1,000+18	6,579+33	1,054+28	2,928+14	3,340+13
tke ⁴⁾	2,880+10	6,882+09	2,732+07	1,798+23	2,880+17	8,000+03	9,125+02
toe ⁵⁾	3,740+10	8,937+09	3,548+07	2,335+23	3,740+17	1,039+04	1,185+03
m ³ ⁶⁾	3,840+07	9,176+06	3,643+04	2,397+20	3,840+14	1,067+01	1,217+00
fat ⁷⁾	5,120+09	1,223+09	4,858+06	3,196+22	5,120+16	1,422+03	1,622+02
BDOE ⁸⁾	2,230+12	5,329+11	2,116+09	1,392+25	2,230+19	6,194+05	7,066+04
Enhet	quad	Q	tke	toe	m ³	fat	BDOE
Joule	9,488-19	9,488-22	3,472-11	2,674-11	2,604-08	1,953-10	4,484-13
cal	3,971-18	3,971-21	1,453-10	1,119-10	1,090-07	8,174-10	1,877-12
Btu	1,000-15	1,000-18	3,660-08	2,818-08	2,745-05	2,059-07	4,726-10
MeV	1,520-31	1,520-34	5,563-24	4,283-24	4,172-21	3,129-23	7,184-26
erg	9,488-26	9,488-29	3,472-18	2,674-18	2,604-15	1,953-17	4,484-20
kWh	3,416-12	3,416-15	1,250-04	9,626-05	9,375-02	7,031-04	1,614-06
W _t år	2,994-11	2,994-14	1,096-03	8,439-04	8,219-01	6,164-03	1,415-05
quad	1	1,000-03	3,660+07	2,818+07	2,745+10	2,059+08	4,726+05
Q	1,000+03	1	3,660+10	2,818+10	2,745+13	2,059+11	4,726+08
tke	2,732-08	2,732-11	1	7,701-01	7,500+02	5,625+00	1,291-02
toe	3,548-08	3,548-11	1,299+00	1	9,740+02	7,305+00	1,677-02
m ³	3,643-11	3,643-14	1,333-03	1,027-03	1	7,500-03	1,722-05
fat	4,858-09	4,858-12	1,778-01	1,369-01	1,333+02	1	2,296-03
BDOE	2,116-06	2,116-09	7,743+01	5,963+01	5,807+04	4,355+02	1

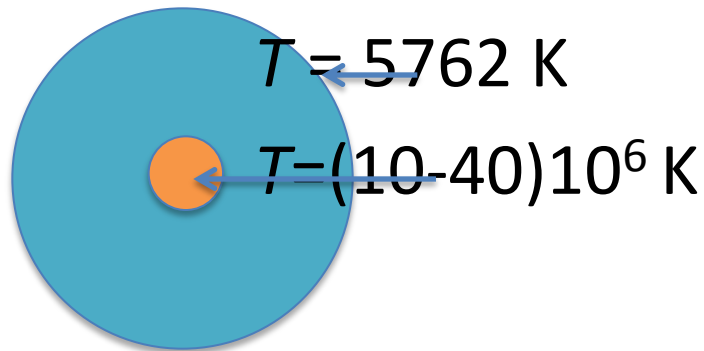
Energienheter

FYS 3320 Fysikk og energiressurser (kap. 2)

Vår 2013

Solenergi

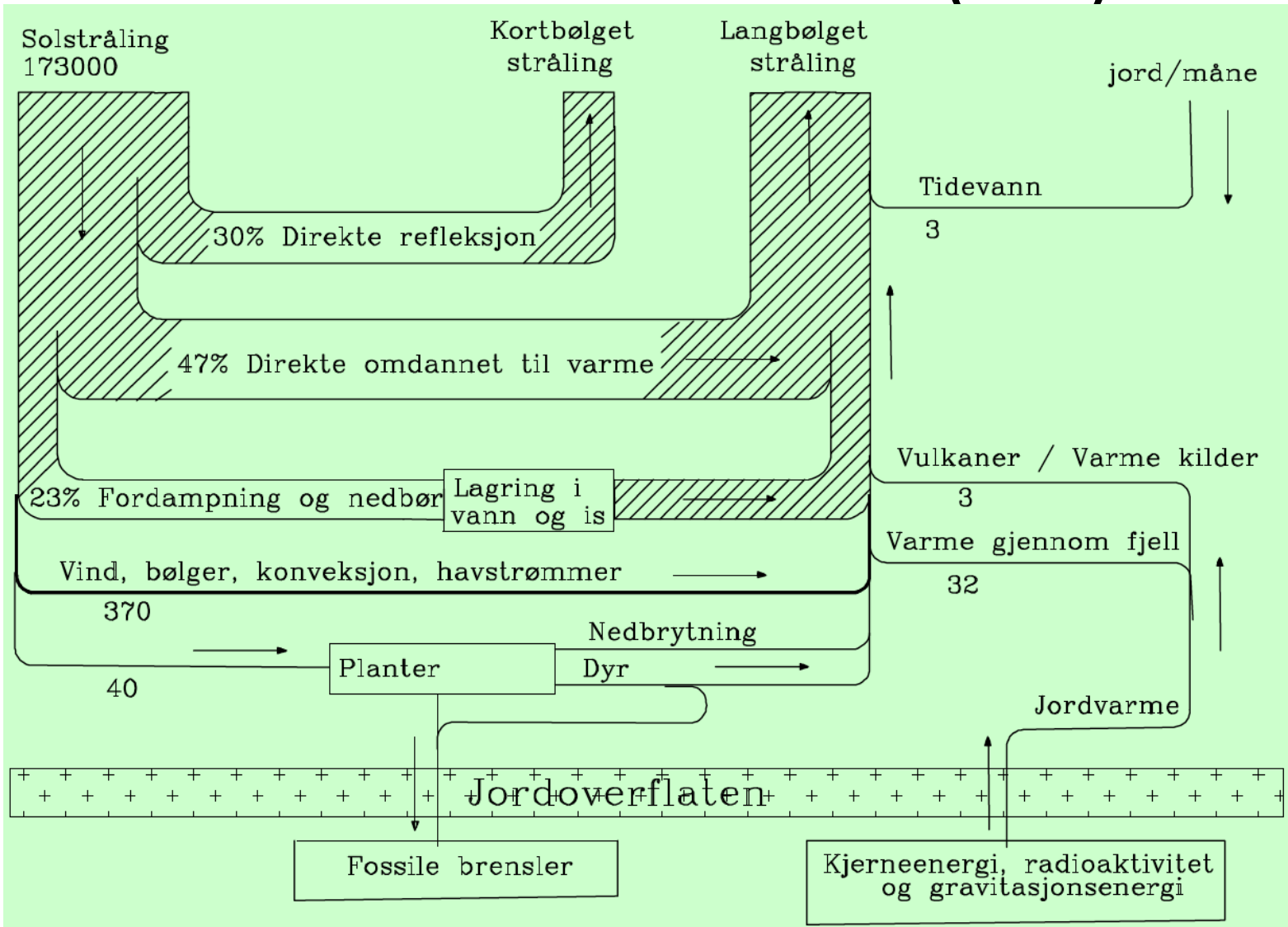
Nukleær fusjon på sola



Sola driver alle vesentlige kretsløp på jorda:

- Direkte solenergi
- Indirekte solenergi: vannkraft, saltenergi, vindenergi, havstrømmer og bølgeenergi, havtermisk energi
- Lagret solenergi: Korttids: planter, ved og torv Langtids: kull, olje og gass

Jordas varmebalanse (TW)



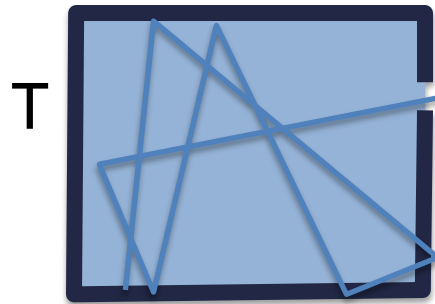
Noen tall

- Solarkonstanten er 1366 W/m^2 hvorav drøyt 30% reflekteres (albedo)
- Snaut 70 % solstråling absorberes = $173\,000 \text{ TW} \times 0.7 = \text{ca. } 120\,000 \text{ TW} = 1.2 \times 10^{17} \text{ W}$
- Dette er 8000 x det antropogene behov på cirka 15 TW_t (2011).
- Midlet over jordoverflaten, dag og natt, nord og syd, utgjør 70% absorbert 240 W/m^2 .
I Norge: typisk halvparten av dette.
- 90 % av jordas energiforsyning er basert på fossile ressurser, som er "lagret solenergi".

Strålingsteori

Et sort legeme er et legeme som absorberer all innkommende stråling. Dette kan arrangeres i et hulrom der strålingen er i termisk likevekt med veggene.

Intensiteten er gitt ved Plancks strålingslov:



$$\rho(n, T)dn = \frac{2pk^4 T^4}{c^2 h^3} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}, \text{ der } x = \frac{hn}{kT}$$

Den utstrålte effekt er gitt ved Stefan-Boltzmanns lov:

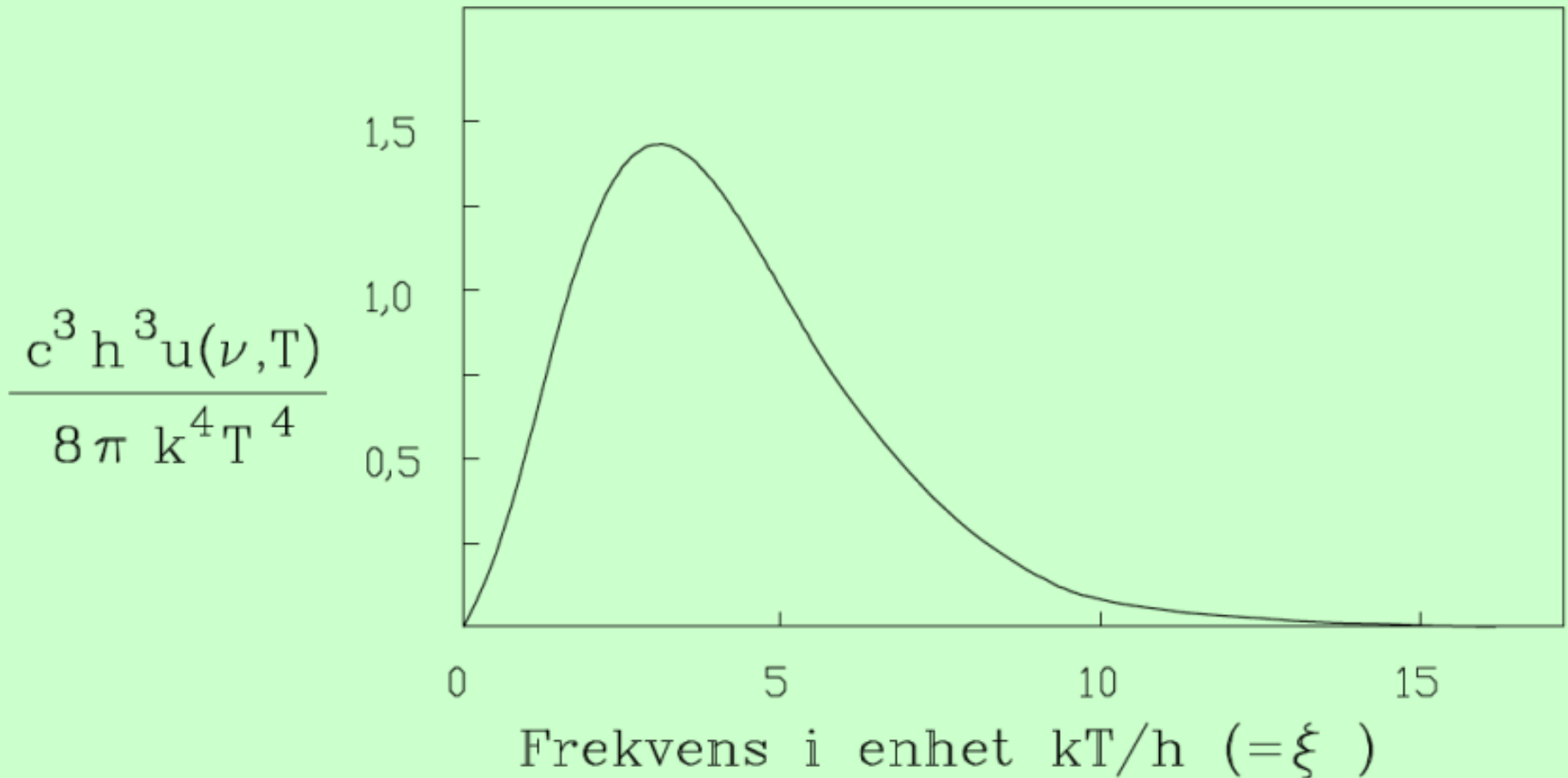
$$P(T) = \int_0^{\infty} \rho(n, T) dn = S T^4, \text{ der } S = 5.670 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{K}^4$$

For en marginal endring i P og T blir da tilnærmet:

$$\Delta P/P = 4 \Delta T/T, \text{ eller } \Delta T/T = 1/4 \Delta P/P$$

Med $\Delta P = 1 \text{ W/m}^2$ blir $\Delta T = 0.28 \text{ K}$.

Strålingsintensitet som funksjon av frekvensen



Wiens forskyvningslov

Ved hvilken ν eller λ er intensiteten størst?

$$u(x) = C \frac{x^3}{e^x - 1} \quad \text{Þ} \quad \frac{du}{dx} = \frac{3x^2(e^x - 1) - e^x x^3}{(e^x - 1)^2} = 0$$

$$\text{Þ} \quad 3(e^x - 1) - e^x x = e^x(3 - e^x) - 3 = 0$$

$$\text{Þ} \quad e^x(3 - e^x) = 3 \quad \text{Þ} \quad x_{\max} = h\nu_{\max} / kT @ 2.82$$

eller

$$n = \frac{c}{l} \quad \text{Þ} \quad \frac{dp}{dl} = \frac{dp}{dl} \frac{dn}{dn} = \frac{dp}{dn} \frac{dn}{dl} = - \frac{dp}{dn} \frac{c}{l^2}$$

$$\frac{dp}{dl} = 0 \quad \text{Þ} \quad e^x(5 - e^x) = 5 \quad \text{Þ} \quad x_{\max} = h \frac{c}{l_{\max}} / kT @ 4.965$$

FYS 3320

47

11 March 2013

$$\text{Þ} \quad T/l_{\max} = 2.898 \times 10^{-3} \text{ Km}$$

Stråling fra stoffer

Kirchoffs lov for stråling:

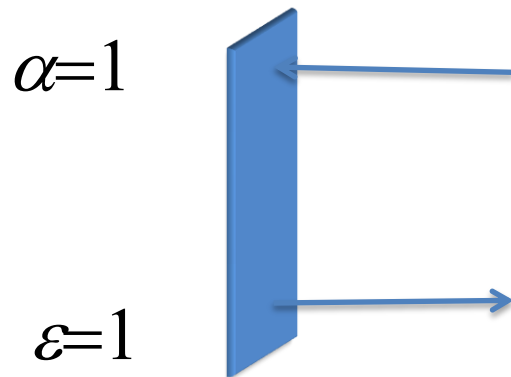
Ved en og samme frekvens er emissiviteten og absorptansen like $e(n) = a(n)$

For en overflate der alt lys enten absorberes eller reflekteres, er reflektansen definert som

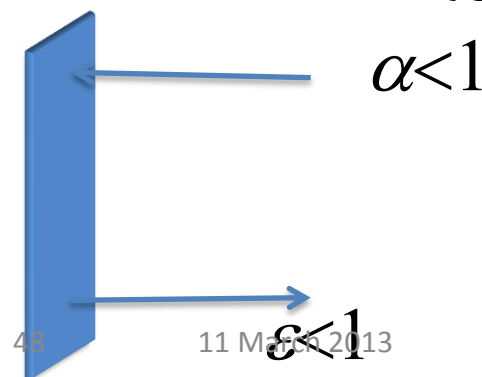
$$r(n) = 1 - e(n) = 1 - a(n)$$

\bar{r} kalles albedo

Sort legeme



Virkelig, "grått" legeme



Sollysets spektralfordeling

Utenfor jordas atmosfære har vi spektralfordelingen fra et sort legeme med temperatur $T=5762$ K:

$$T/\lambda_{\max} = 2.898 \times 10^{-3} \text{ Km}$$

$$\lambda_{\max} = \frac{2.898 \times 10^{-3} \text{ Km}}{5762 \text{ K}} = \frac{2.898 \times 10^{-6} \text{ m}}{5.762} = 0.503 \text{ mm}$$

Som er den grønne del av spekteret. Intensiteten som følge av Rayleigh spredning er

Mao spres små bølgelengder lys) mest.

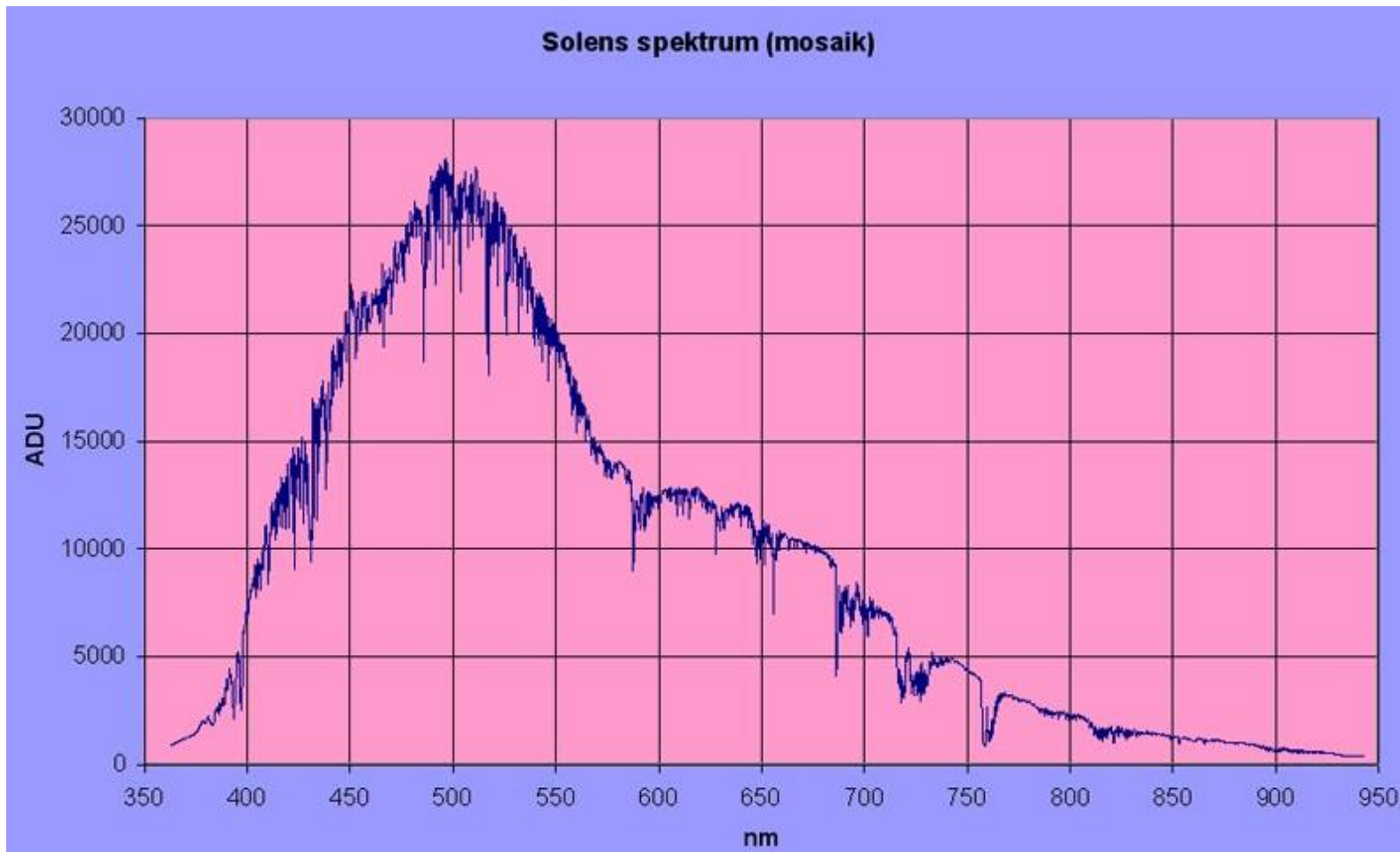
$$I \propto \frac{1}{\lambda^4} \quad (= \text{blått})$$

Men lys mot store vanddråper spres som og dette gir hvitt lys på overskyete dager.

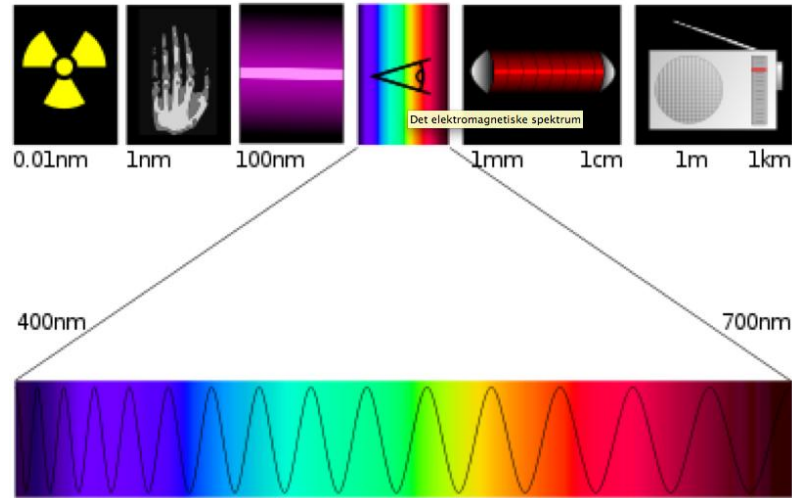
$$I \propto \frac{1}{\lambda^{3/4}}$$

Spektralfordeling på jorda

Ozonlaget absorberer all ultraviolett stråling $< 0.3 \mu\text{m}$.
 CO_2 og H_2O absorberer stråling $> 2 \mu\text{m}$. Antar derfor på bakken at fordelingen går fra $0.3 - 3 \mu\text{m}$.



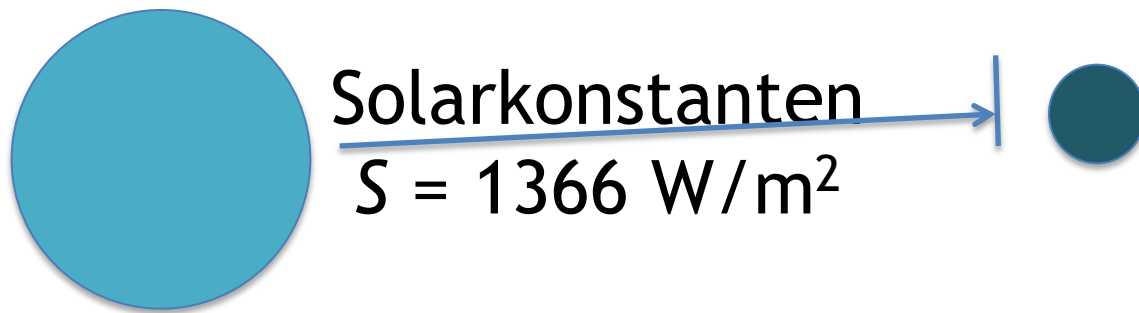
Det synlige spektrum



Farge	Bølgelengde (nm)	Frekvens (THz)	Energi per foton (eV)
Fiolett	380–420	789,5–714,5	3,26–2,955
Blå	420–490	714,5–612,5	<2,95–2,535
Grønn	490–575	612,5–522,5	2,53–2,165
Gul	575–585	522,5–513,5	2,16–2,125
Orange	585–650	513,5–462,5	2,12–1,915
Rød	650–750	462,5–400,5	1,91–1,655

Solarkonstanten

Solarkonstanten angir innstrålt effekt på en flate utenfor jordas atmosfære.



Solflekker med periode på ca 11 år gjør at S endres $\pm 0.5 \text{ W/m}^2$

Jorda er nærmest sola 1. januar og lengst vekk 1. juli:

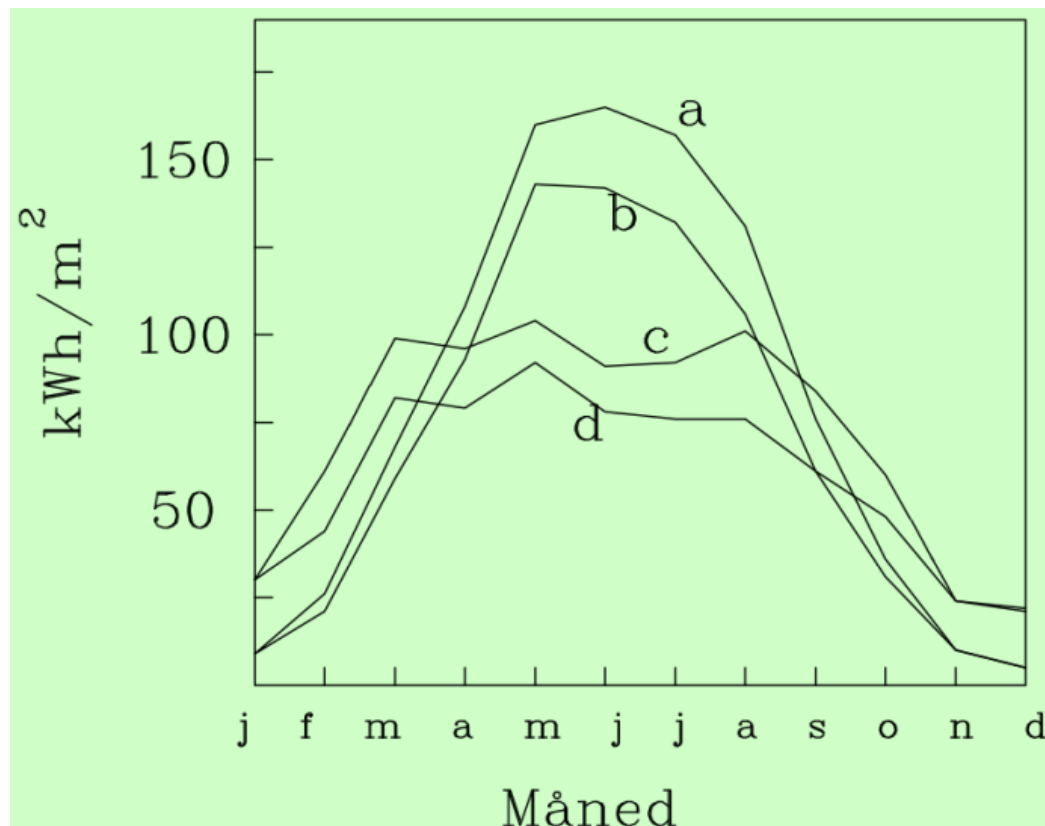
$$S = 1366 \times \left(1 + 0.033 \cos \left(2\pi \frac{d - d_0}{365} \right) \right) \text{ W/m}^2$$

Videre er jordas albedo 30%, som gir en absorbert effekt på $I = 0.7 \times 1.76 \cdot 10^{17} \text{ W} = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ W}$

Fordeling i tid og sted

Innstrålt effekt på en flate varierer svært mye som funksjon av:

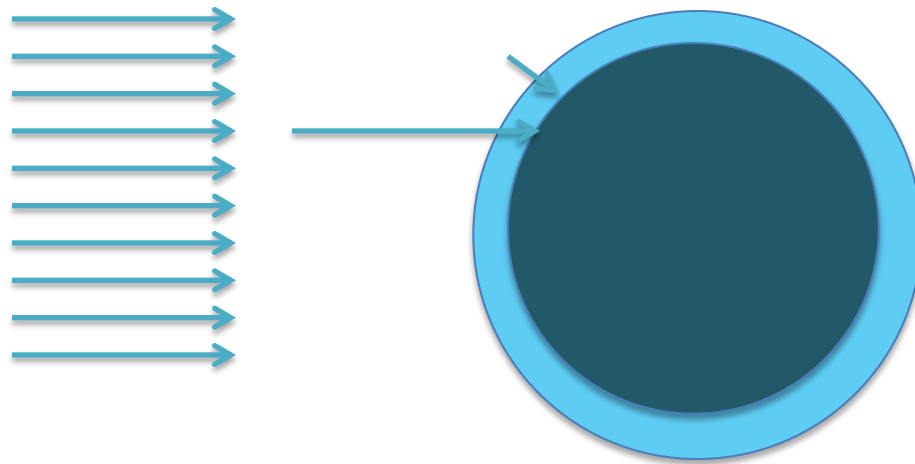
- Breddegraden og årstiden
- Andelen direkte vs. diffus stråling (tørt vs. vått klima)
- Flatens orientering



Innstråling (månedsmiddel) på vannrett flate Oslo (a) og Bergen (b) og på loddrett sydvendt flate i Oslo (c) og Bergen (d).

Direkte og diffus stråling

Globalstråling = direkte + diffus stråling



I ørken er diffus stråling ca 25-30%

I Nord-Europa er diffus stråling ca 50%

Trenger $> 200 \text{ W/m}^2$ for aktivt solvarmeanlegg
pga hysteresese og varmetap i solfanger

Beregning av solinnstråling

Deterministiske (gitte forutsetninger) og stokastiske (ukontrollerbare forhold) variasjoner:

- Deterministiske variable
 - breddegrad
 - plassering
 - Geometri
- Stokastiske variable
 - skyforhold
 - forbruk
 - belastning

Viktig å kjenne autokorrelasjoner for værtypens varighet.

Definisjon av pent/skyet vær

Klarhetsindeks:

$$K = H/H_0$$

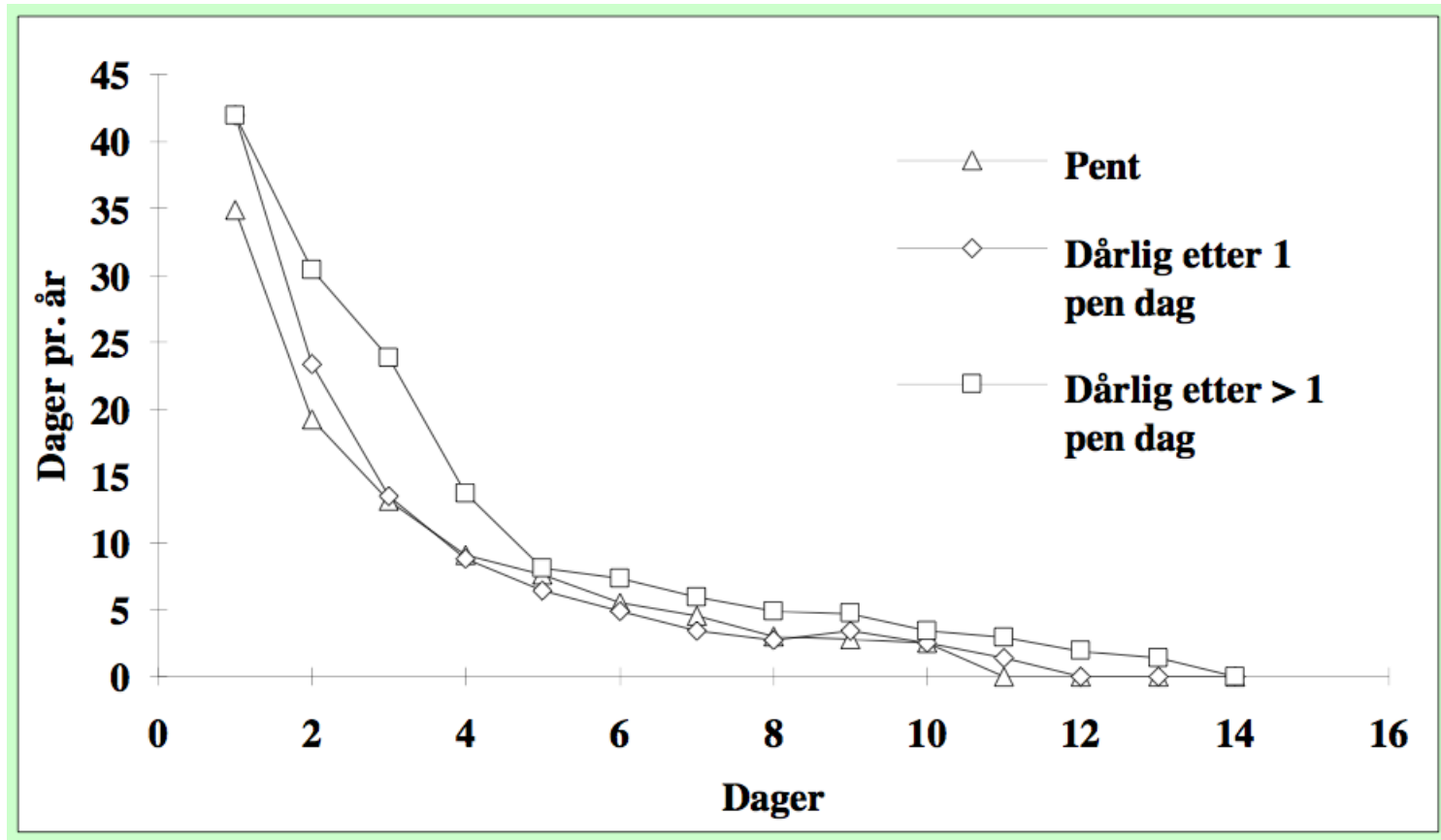
der H_0 er maksimal observert innstråling ved jordoverflaten.

Vi definerer:

$K > \frac{1}{2}$ pent vær

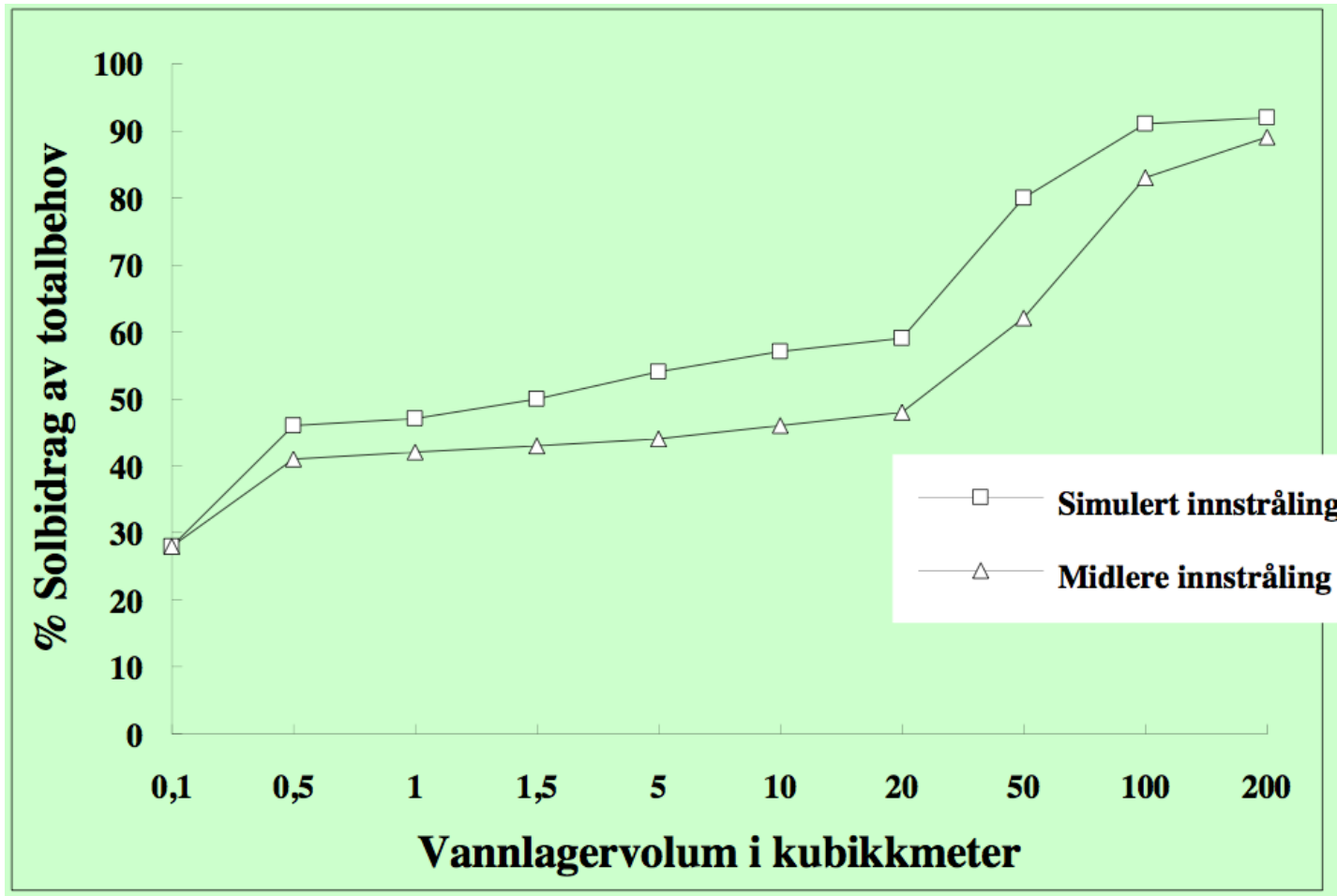
$K < \frac{1}{2}$ skyet/dårlig vær

Observerte periodelengder

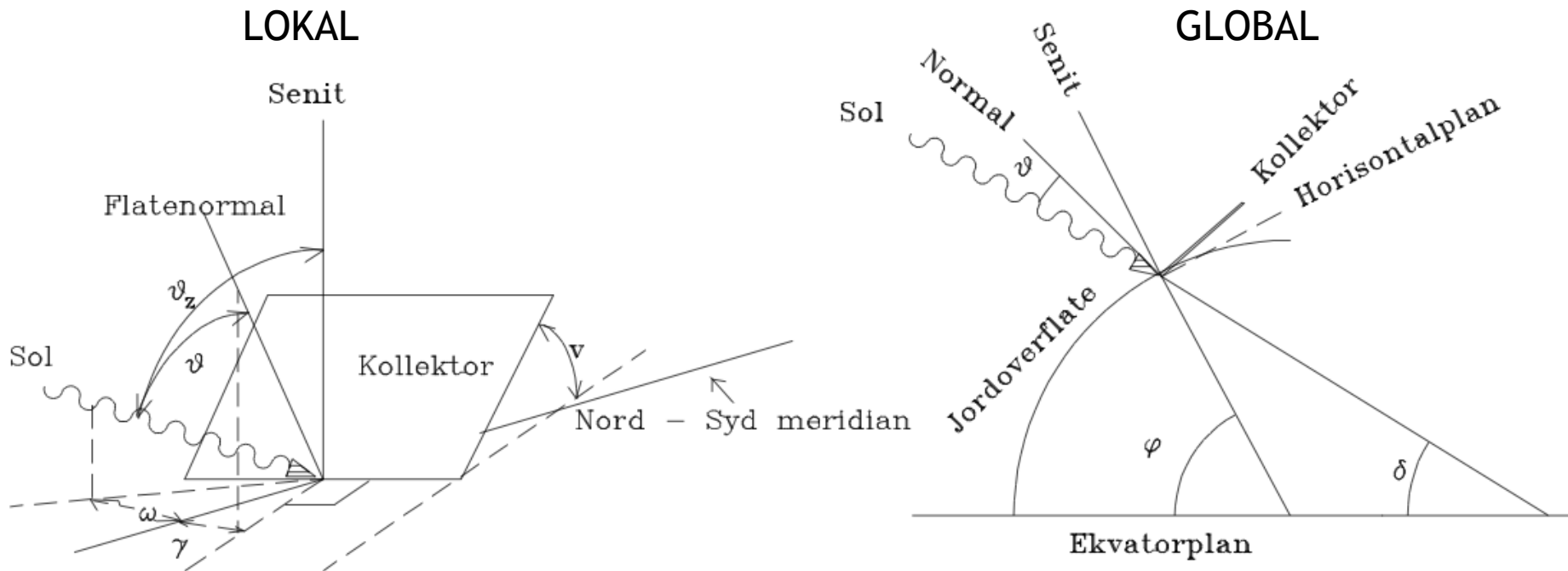


$P(\text{pent vær i } d \text{ dager}) \mu e^{-d/\langle d \rangle}$ der $\langle d \rangle$ er midlere periodelengde

Varmebidrag for vannbasert solvarmesystem

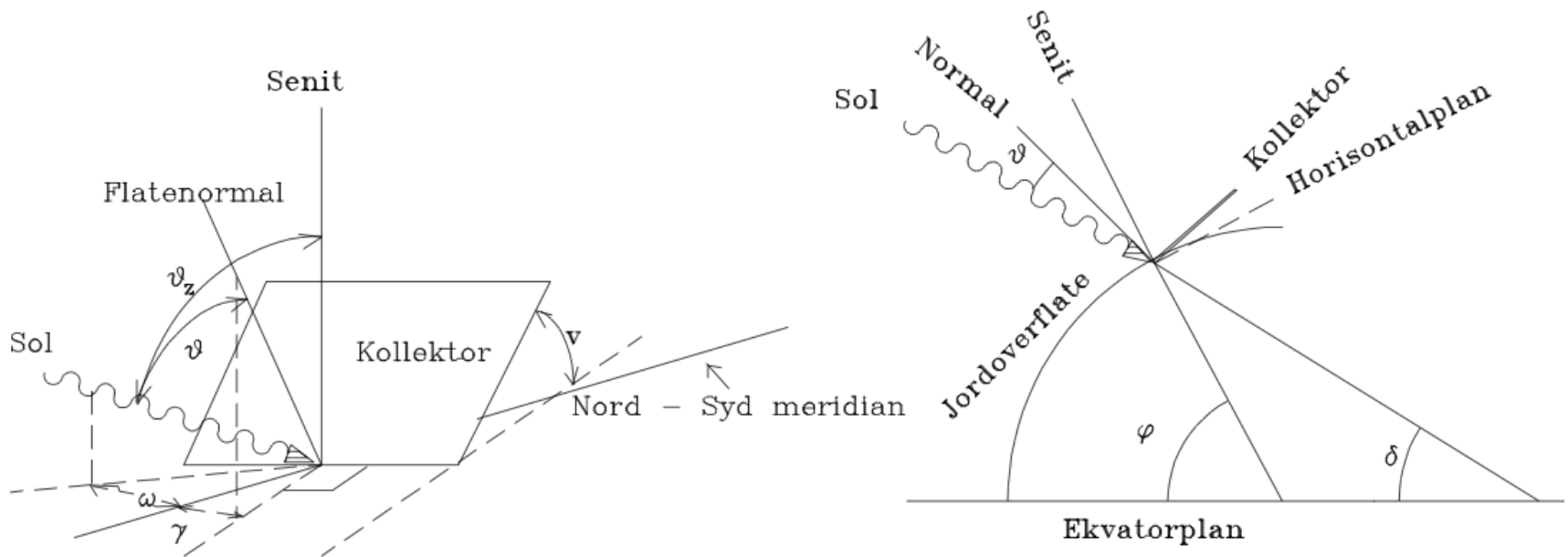


Definisjon av vinkler(I)



Beregning av vinkelen θ mellom kollektorens flatenormal og innfallende direkte solstråling

Definisjon av vinkler (II)



- φ *Breddegrad*. Positiv på nordlige halvkule.
- δ *Deklinasjon*. Solas vinkelposisjon i forhold til ekvatorplan.
- ω *Timevinkel*. Lik 0 ved middag soltid kl 12.00.
15⁰ hver time, f.eks. kl. 14.30 gir $\omega = -37.5^0$. $\omega = 180^0 - 15^0 \times \text{timer}$.
- ν *Planets helning*. Vinkelen med horisontalplanet.
- γ *Planets asimutvinkel*. Avviket mellom den lokale meridian og horisontalprojeksjonen av flatens normal, med rett syd = 0, øst > 0 og vest < 0.
- θ *Innfallsvinkelen på planet*. Vinkelen med normalen til planet.

Forenklinger

Hovedproblemet er å finne θ når alle de andre vinklene er gitt. Vi kjenner vanligvis φ , ω og γ . Deklinasjonen δ kan finnes fra uttrykket

$$\delta \approx 23,45^\circ \cdot \sin\left[2\pi \frac{284 + n}{365}\right], \quad (2.6)$$

der n er dagen i året, regnet fra 1. januar. Relasjonen mellom θ og de andre vinklene er

$$\begin{aligned} \cos \theta = & \sin \delta \sin \varphi \cos v - \sin \delta \cos \varphi \sin v \cos \gamma + \cos \delta \cos \varphi \cos v \cos \omega \\ & + \cos \delta \sin \varphi \sin v \cos \gamma \cos \omega + \cos \delta \sin v \sin \gamma \sin \omega. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Andre vinkler brukes ofte, særlig

θ_z *senitvinkel*. Vinkelen mellom den innfallende solstrålingen og vertikalen;

α *solhøyden*. $\alpha = 90^\circ - \theta_z$.

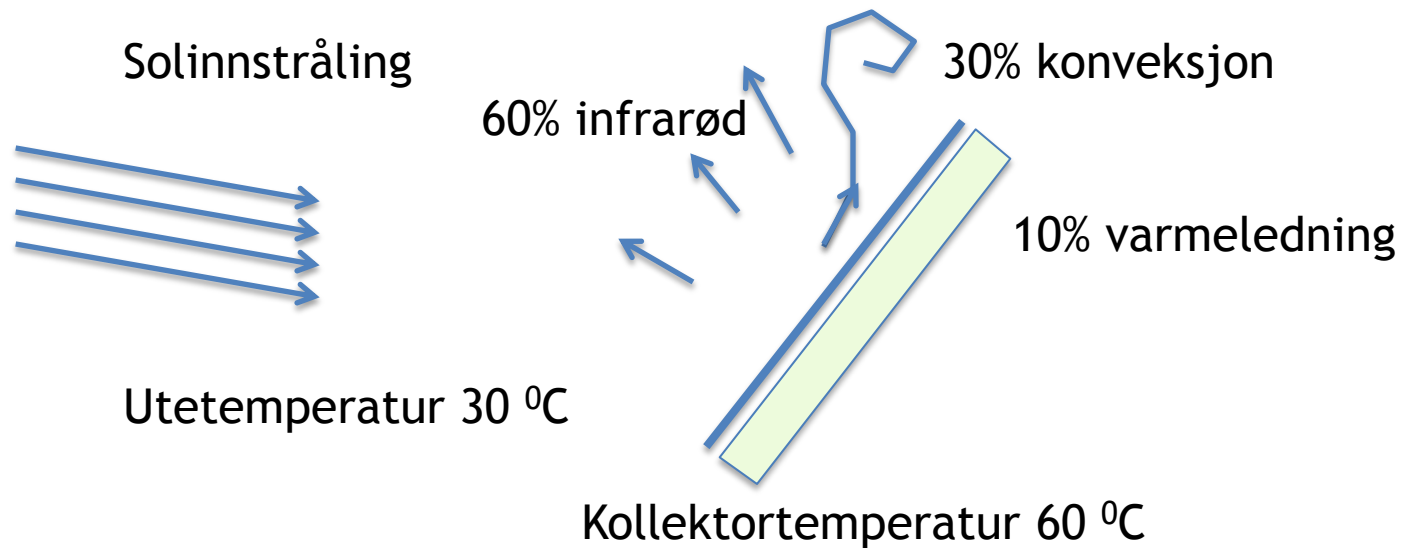
I praktisk bruk blir heldigvis likn. (2.7) ofte forenklet. For

- *flater som vender mot syd, $\gamma = 0$, faller siste ledd bort;*
- *loddrette flater, $v = 90^\circ$, faller første og tredje ledd bort;*
- *vannrette flater, $v = 0^\circ$, blir bare første og tredje ledd tilbake og for senitvinkelen får vi da*

$$\cos \theta_z = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos \omega. \quad (2.8)$$

Flatplate-kollektorer

Forhold ved en stagnasjonstemperatur på 60 °C



For å trekke ut varme, må systemet operere under stagnasjonstemperaturen. Kollektortap kan reduseres ved å se på kollektorens egenskaper ved forskjellige bølgelengder.

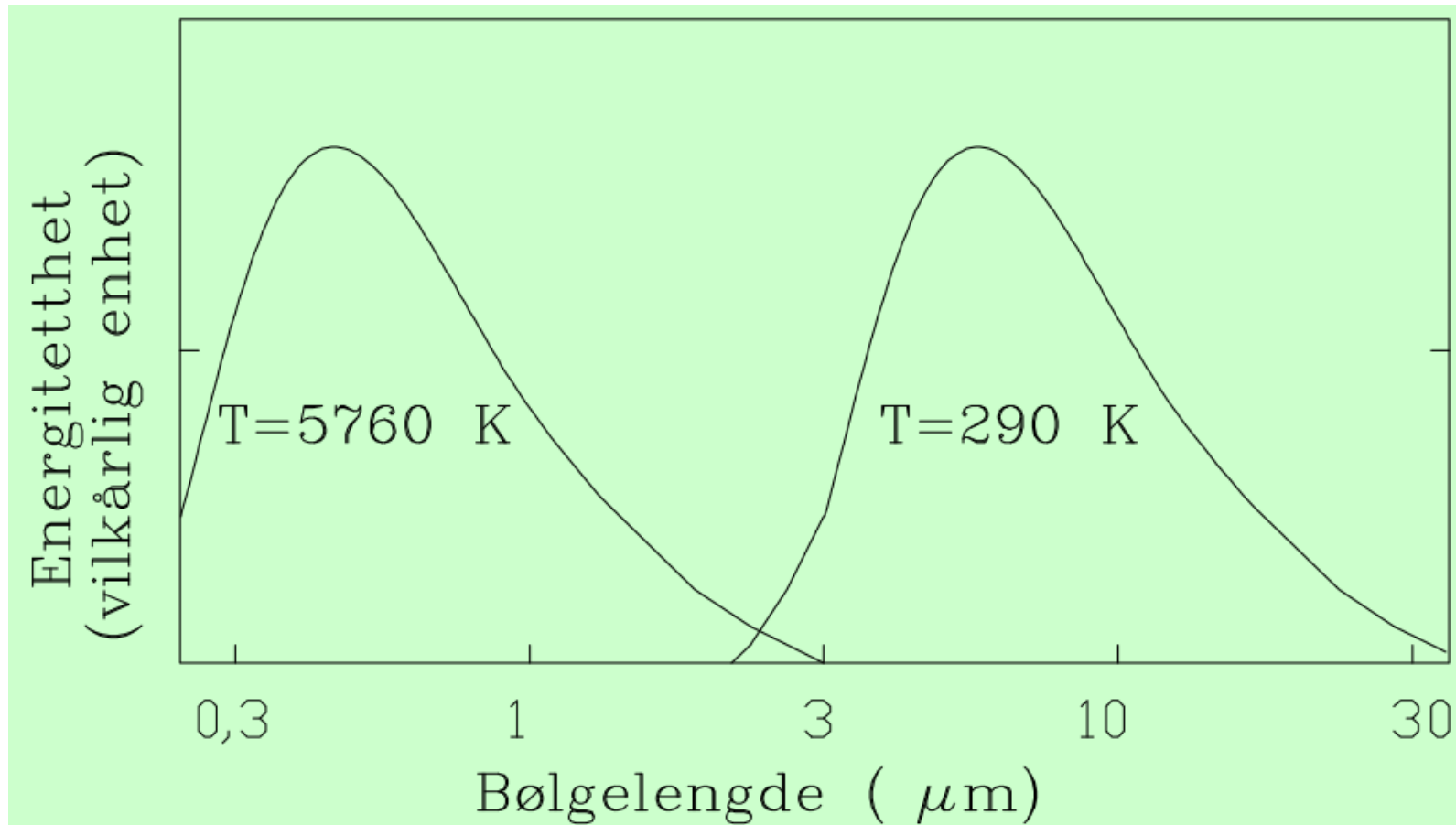
Utstråling fra sola og jorda

Wiens forskyvningslov

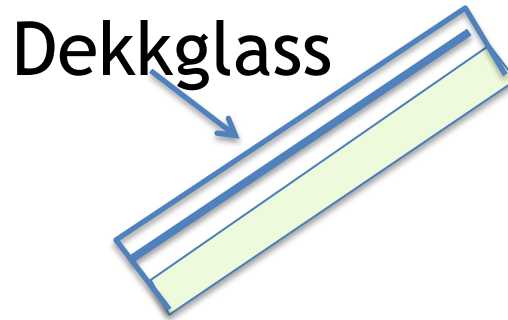
gir:

$$\text{Sola: } \lambda_{\max} = \frac{2.898 \times 10^{-3} \text{ Km}}{5760 \text{ K}} = 0.5 \text{ mm (grønn)}$$

$$\text{Jorda: } \lambda_{\max} = \frac{2.898 \times 10^{-3} \text{ Km}}{290 \text{ K}} = 10 \text{ mm (infrarød)}$$



Drivhuseffekten



Det er vanlig å ha et dekkglass over kollektoren som slipper gjennom spekteret fra sola, men ikke det langbølgede spekter fra kollektoren. Ideelt ønsker vi:

100% transmisjon $< 3 \mu\text{m}$,
og 0% transmisjon $> 3 \mu\text{m}$.

Et godt glass tilfredsstillende dette, der transmisjons- faktoren faller sterkt over $2.6 \mu\text{m}$. Hvis det er noen % forurensning med Fe_2O_3 , så hindres transmisjon i området $0.7 - 1.6 \mu\text{m}$. Et dekkglass gir også langt mindre tap fra konveksjon, og kan øke stagnasjonstemperaturen med $30 - 50 \text{ }^\circ\text{C}$.

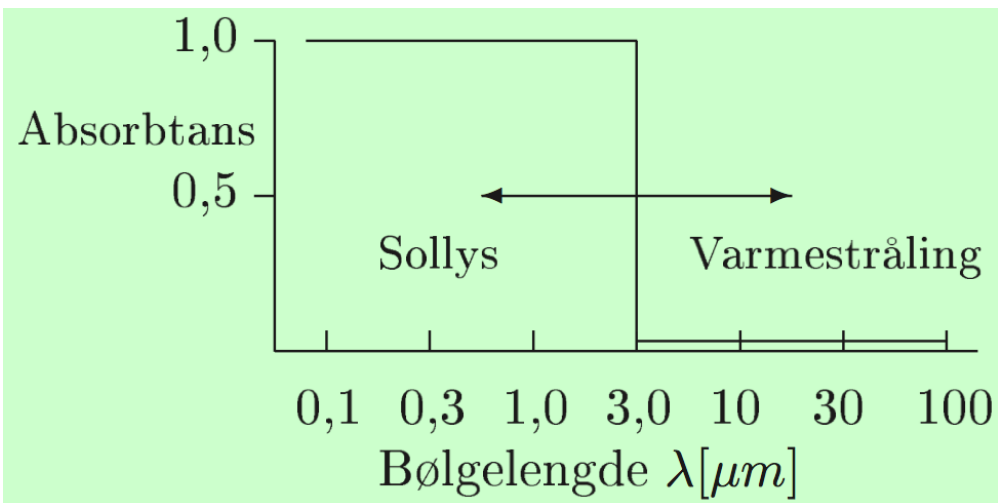
Selektive overflater

Kald selektiv: Snø og is. Zinkhvit maling.

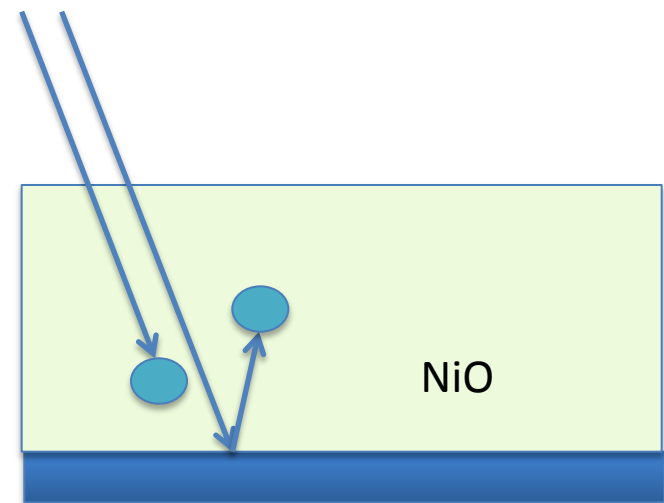
Absorptivitet 0.1 for synlig lys og 0.9 for varmestråling

Varm selektiv: Oksydlag på blanke metaller. Oppvarmet rustfritt stål.

Absorptivitet 0.9 for synlig lys og 0.1 for varmestråling. **Selektiv overflate med dekkglass** kan gi 150 – 200 °C stagnasjonstemperatur.

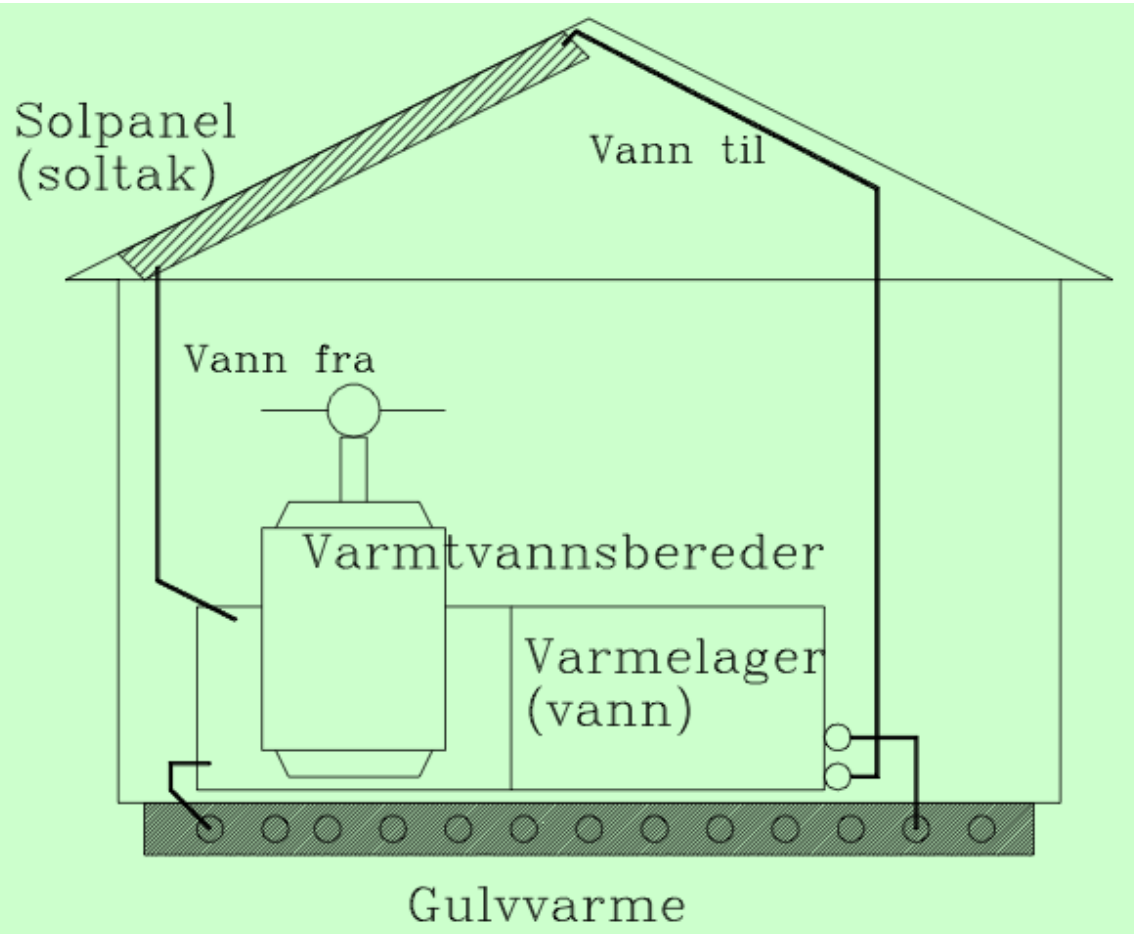


Sollys absorberes



Blankt metall

Lavtemperatur varme



To typer kollektorer:

- Lukkede trykksystemer
- Åpne systemer

Virkningsgrad

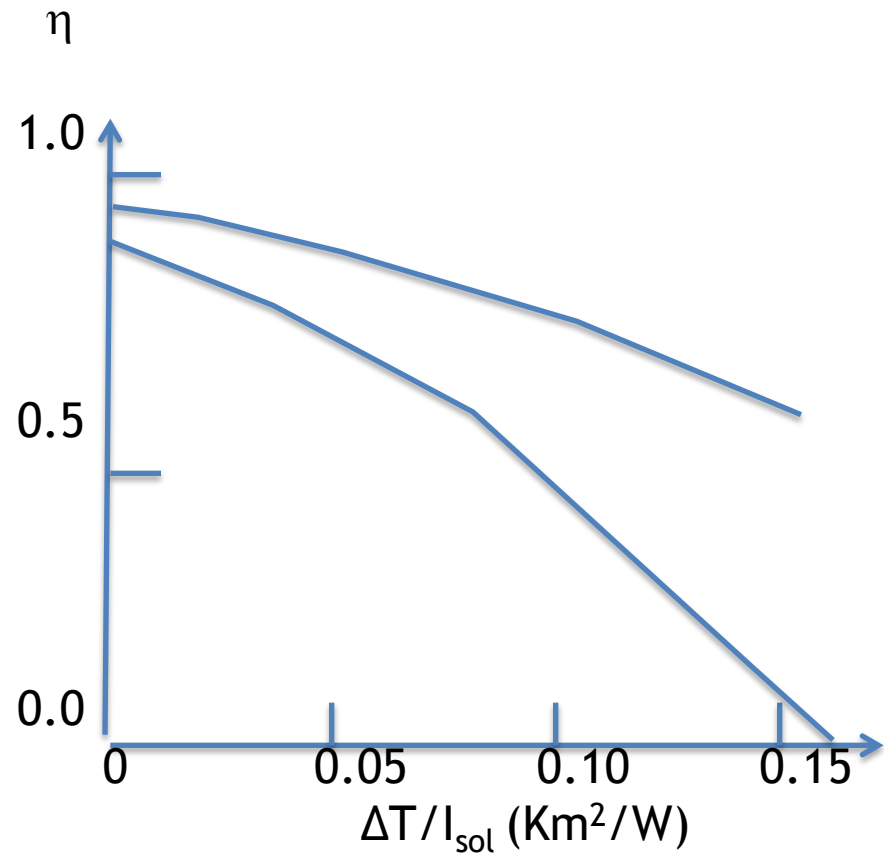
Nyttiggjort effekt per m^2 :

$$P_{\text{nyttig}} = h_0 I_{\text{sol}} - k \cdot DT,$$

$$\text{der } DT = T_{\text{system}} - T_{\text{uteluft}}$$

Dette gir en virkningsgrad på:

$$h = \frac{P_{\text{nyttig}}}{I_{\text{sol}}} = h_0 - k \frac{DT}{I_{\text{sol}}}$$



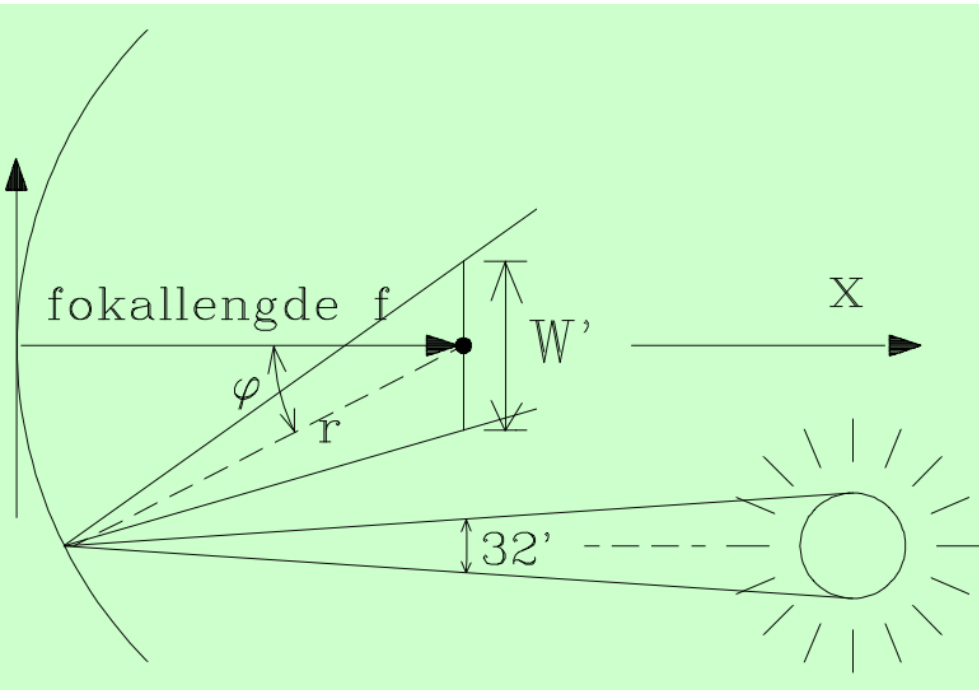
Fokuserende system

For å lage system som kan utføre arbeid eller lage elektrisk strøm, trenges høyere arbeidstemperatur. Derfor må innfallende stråling konsentreres v.h.a. fokuserende system.



Parabolsk speil

Sola lar seg ikke fokusere uendelig godt pga dens utstrekning på himmelen, som er 32 minutter = 32/60 grader. En typisk parabol med fokallengde $f=45$ cm og diameter 1.2 m gir $W' = 1.6$ cm.



$$y^2 = 4fx$$

$$r = \frac{2f}{1 + \cos j} \quad \text{p} \quad r_{\max} = \frac{2f}{1 + \cos j_{\max}}$$

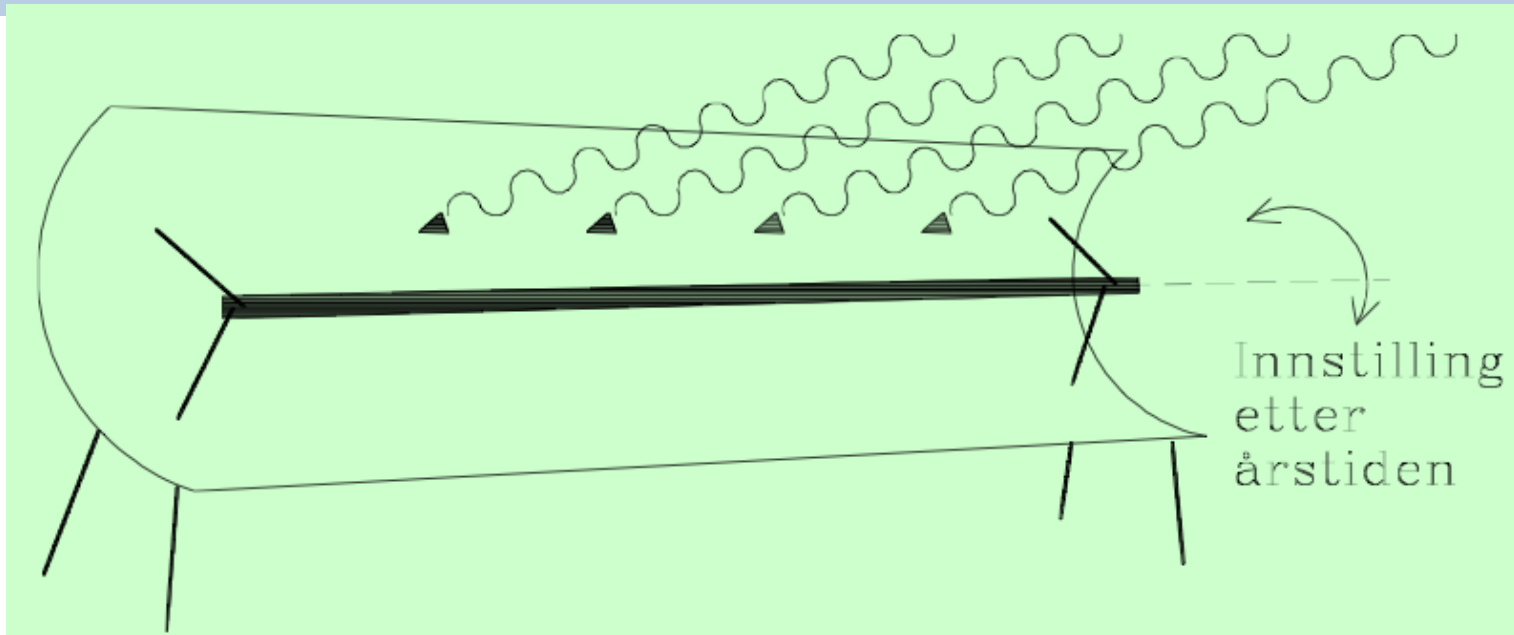
$$W' = \frac{2r \tan a}{\cos j} \quad \text{p} \quad W'_{\max} = \frac{4f \tan a}{(1 + \cos j_{\max}) \cos j_{\max}}$$

$$a = 32'/2 = 16'$$

Sylindrisk reflektor

Parabolform med fokusering på et vannrør til varmekraftmaskin. Solfangeren er satt opp med øst-vest akse. Det kan oppnås 300-400 °C.

Konsentrasjonsfaktor $k = A_t/A_c = 10-100$, men for runde paraboler fås $k = 1000 - 10000$.



Fordeler/ulempes



Eksergi uten forurensing

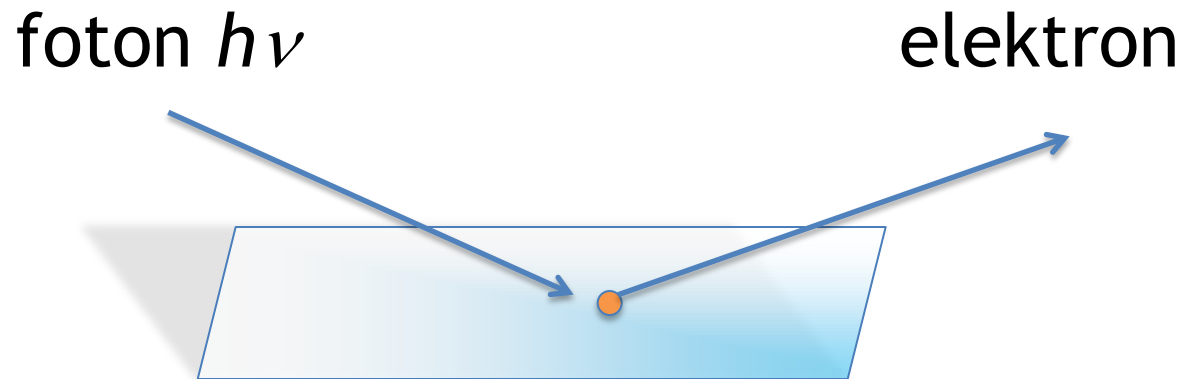
Speilene må roteres rundt 1 eller 2 akser.

Diffus solstråling (30-50%) fokuseres ikke.

Soltårnet Gemasolar i Andalucia (tidligere: Solar Tres Power Tower) ble innviet i 2011. Det er det første kommersielle anlegg med fokusering og flytende salt. Tårnet er 140 m høyt, sollyset fokuseres fra 2650 heliostater, hver på 120 m^2 . Totalareal 1850 mål. Topp-effekt : 19.9 MW, produksjon ca 110 GWh/år. Lagringskapasitet til fortsatt produksjon i 15 timer uten sollys.

Fotoelektrisk effekt

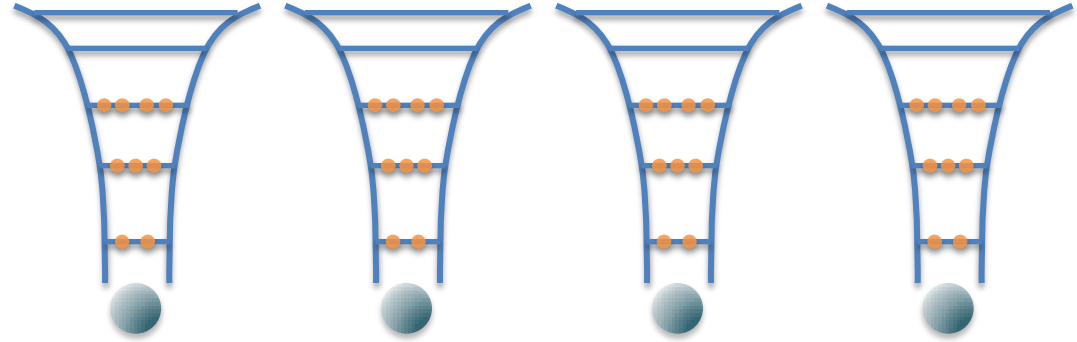
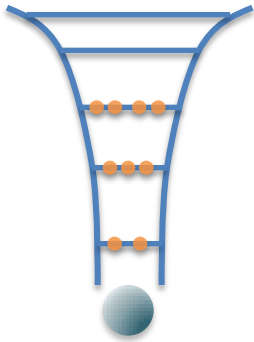
Det er ønskelig å unngå veien om varme Q for å lage elektrisitet. Den foto-elektriske effekt gir at et foton kan direkte sparke ut et elektron fra et metall:



Ble tolket og beskrevet av Einsteins i 1905, som ga ham Nobelprisen i fysikk i 1921.

Effekten ble først observert av Hertz i 1887.

Fra ett til flere atomer



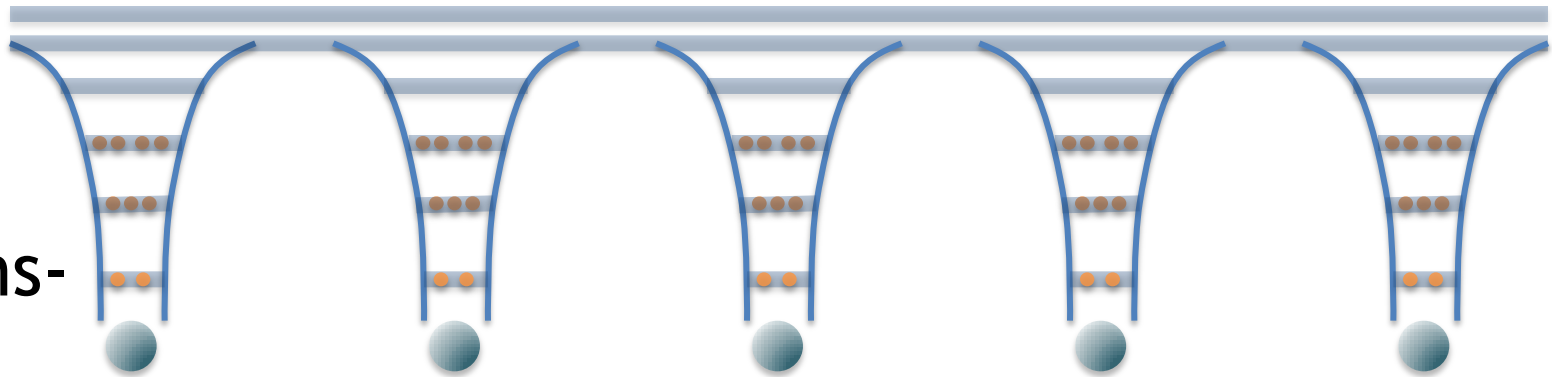
Elektronene er fanget i atomet. Coulomb kraften fra atom-kjernen binder elektronene i lukkede baner. Energien er kvantisert.

En halvleder består av flere atomer i et krystallgitter

Likevekt og overlappende orbitaler

Ledningsbånd

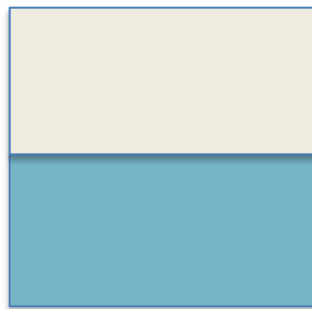
Valens- bånd



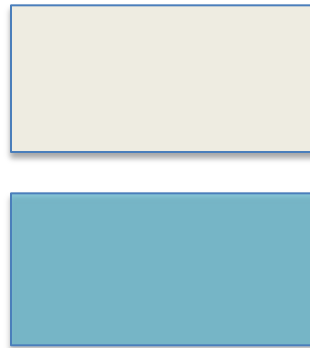
Når atomene inntar likevekt-avstand mellom hverandre, så vil orbitalene oppstå i bånd, konsentrert rundt de tidligere skarpe energinivåene. I ledningsbåndet kan elektronene vandre fra det ene til det andre atomet.

Leder, halvleder og isolator

Energi



Kobber
 $E_g = 0 \text{ eV}$



Silisium
 $E_g = 1.1 \text{ eV}$



Diamant
 $E_g = 5.5 \text{ eV}$

ledningsbånd
 E_l

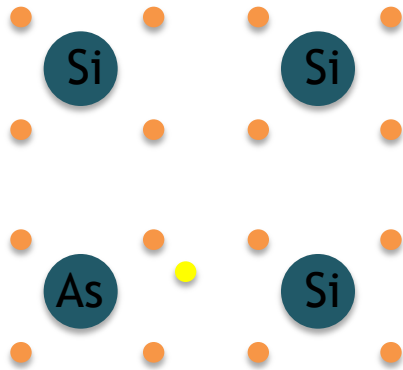
båndgap

E_v
valensbånd

$$E_l = E_g + E_v$$

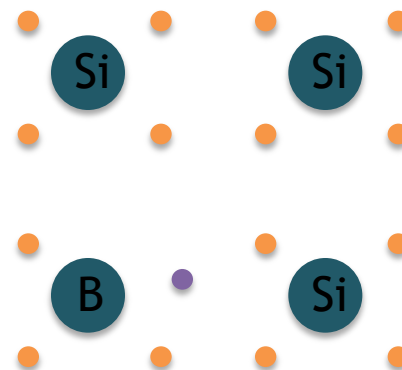
Doping av silisium

n-dopet
med 5-verdig arsenikk



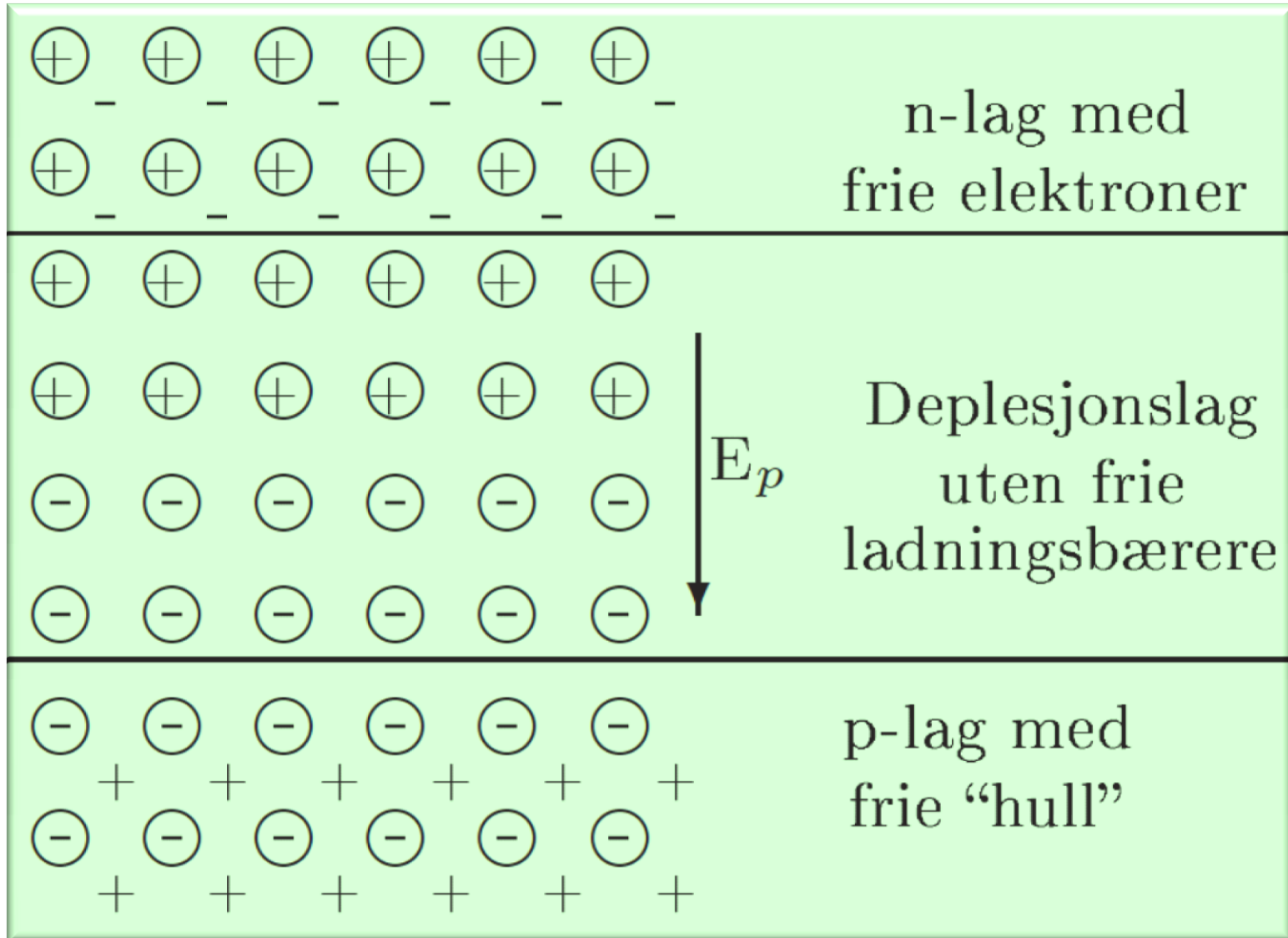
overskudd av "løse" elektroner

p-dopet
med 3-verdig bor



overskudd av "løse" hull

pn-overgang

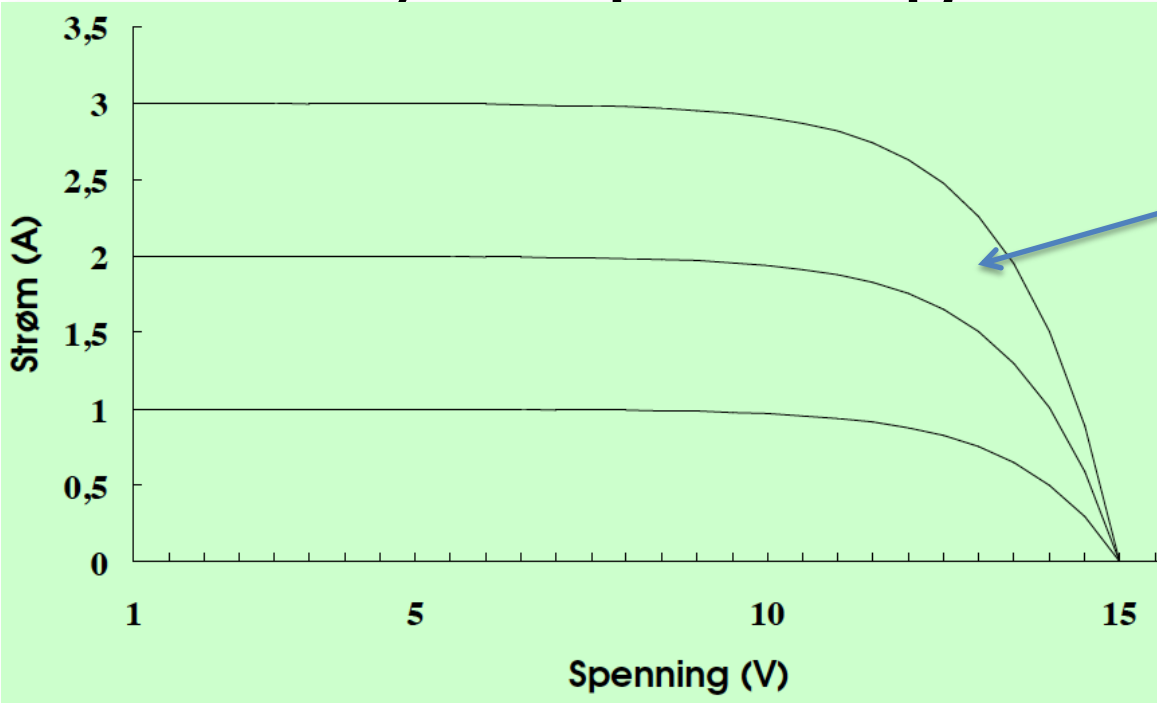


Solceller i praksis

Båndgap for Si på 1.1 eV tilsvarer $\lambda = 1.1 \mu\text{m}$. Ekstra energi ved lavere bølgelengde gir bare varme til solcellene. I tillegg har man refleksjon, emisjon og elektron-hull rekombinasjon. Alt dette setter en øvre grense for virkningsgraden (teoretisk 28%).

Halvleder	Virkningsgrad		Båndgap i eV ved 300 K
Ideell halvleder	31 %	teoretisk grense	1,3
Si	28 %	teoretisk grense	1,11
	25 %	eksperiment('08)	
	15-18 %	kommersielt	
Si, amorft	12 %	eksperiment('94)	1,7
	5-8 %	kommersielt	
Ge		bare komb. med andre	0,66
GaAs	26 %	eksperiment	1,44
CdTe	18 %	tynnfilm('02)	1,49
Cu(In,Ga)Se ₂	19,9 %	tynnfilm('08)	1,02(ren In)- 1,65(ren Ga)

Strøm-spenningskarakteristikk

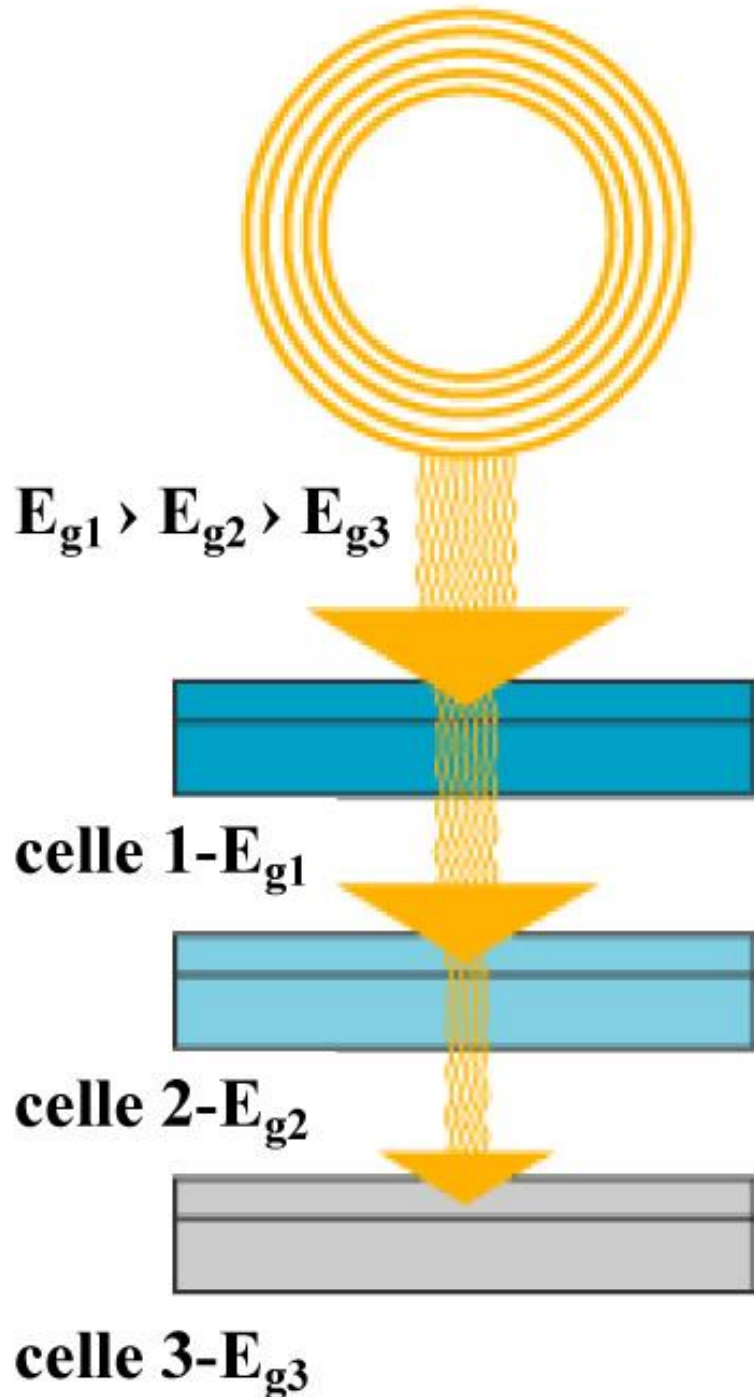


Effekt $P = UI$, som er maksimal ved 90% U

Toppeffekt ved maksimal innstråling på $1000\text{W}/\text{m}^2$ kalles peak watt W_p . I 2008 var det totalt installert 15GW_p i verden. Dette tallet må ganges med 0.2 for å gi realistisk effekt = 3GW_e .

Tilbakevinningstiden for investert energi i solcellene er nå 2-4 år i midt-Europa.

Prinsippskisse for tandemcelle



Ved å ha flere lag med halvledere oppå hverandre kan samlet virkningsgrad økes. Øverste lag har høyest båndgap, og er gjennomsiktig for frekvenser lavere enn båndgapet. Tilsvarende i neste etasje.

Cellene blir kostbare, og bør kombineres med fokusering.

FYS 3320 Fysikk og energiressurser (kap. 3)

Vår 2013

Fornybar energi /kretsløpenergi

-Varme gjennom fjell (Hot Dry Rock, HDR)

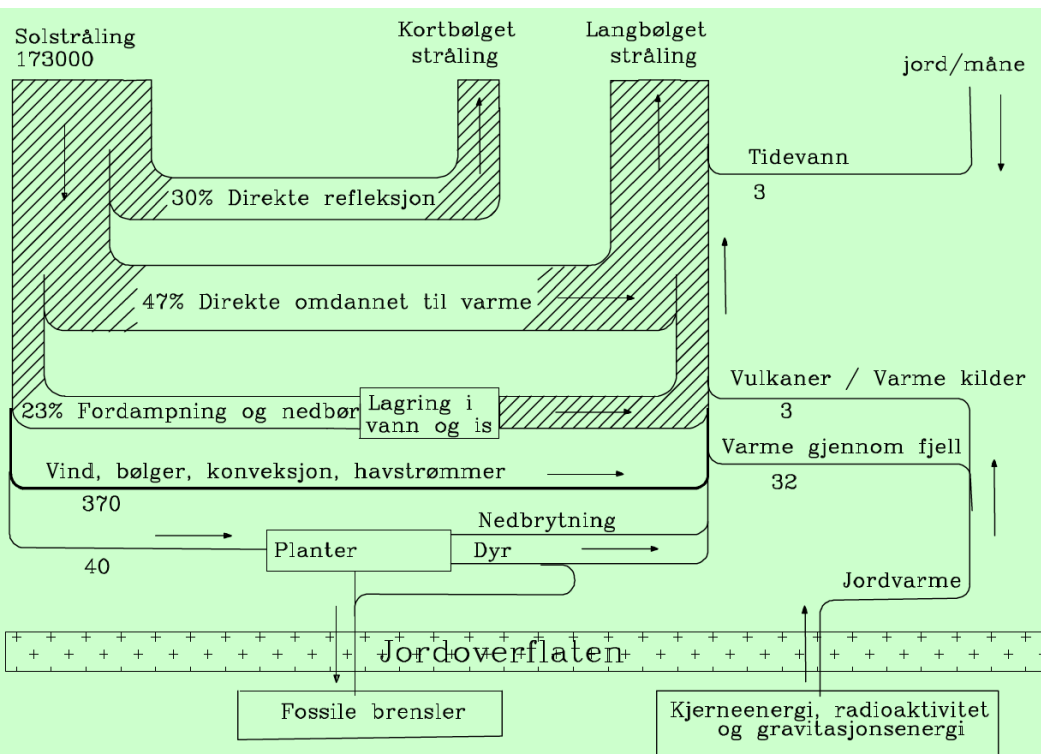
Vi skal
behandle:

-Litt om vannkraft: i særstilling for Norge

-Vindkraft: er enkelt å ta i bruk

-Bølgekraft: trenger store konstruksjoner

-Saltkraft: bygger på osmosetrykk



Geotermisk energi

Radioaktiv decay (nedbrytning) foregår i jordas indre, og produserer varme. Meget langsom transport av varme på ca. $60 \text{ mW}_t/\text{m}^2$.

Det tar millioner av år å få all varme opp til jordoverflaten. Utgjør til sammen 32 TW_t .

Fornybar ressurs, men i praksis begrenset!

To typer ressurser:

- varme vann- og dampkilder
- varmt fjell

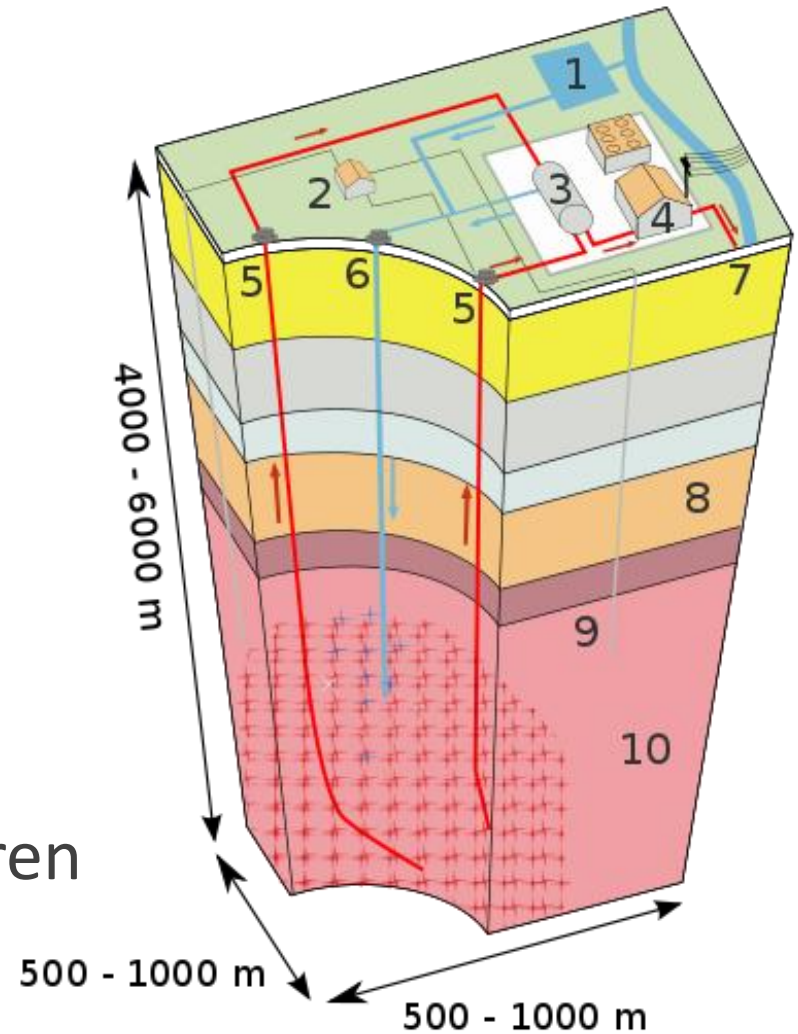


Varme fjell (HDR)

Enhanced geothermal system

- 1: Reservoir
- 2: Pump house
- 3: Heat exchanger
- 4: Turbine hall
- 5: Production well
- 6: Injection well
- 7: Hot water to district heating
- 8: Porous sediments
- 9: Observation well
- 10: Crystalline bedrock

Etter 20 - 30 år synker temperaturen så mye at det blir ulønnsomt. Det tar 100 - 300 år før ny oppvarming!



Modellering av HDR

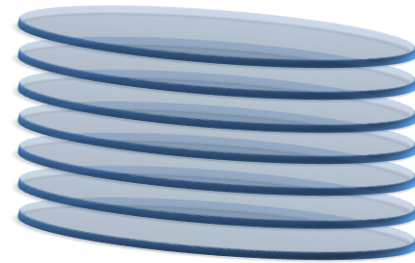
Det må bores flere km dypt ned i fjell. Vi antar at det eksisterer disk med fjell og vanntilførsel mellom dem.

Hver disk har areal $a = \pi R^2$ og avstanden mellom lagene er h , der det flyter vann.

Det er n disk, og flaten mellom vann og fjell blir $A = 2na$.

Fjellets begynnelsestemperatur T_0

Vannets returtemperatur T_1



Varmetransport

Parametre for granittstein:

Varmeledningsevne

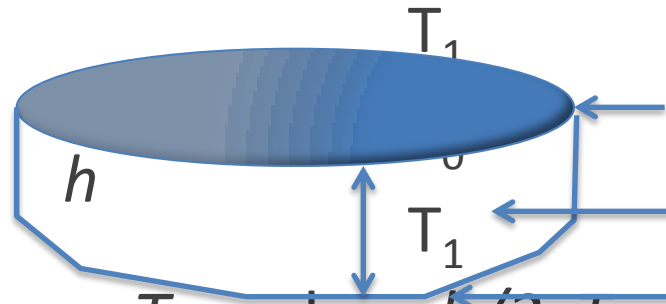
$$\lambda = 2.5 \text{ W/mK}$$

Tetthet

$$\rho = 2.5 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$$

Varmekapasitet

$$c = 0.235 \text{ Wh/kgK}$$

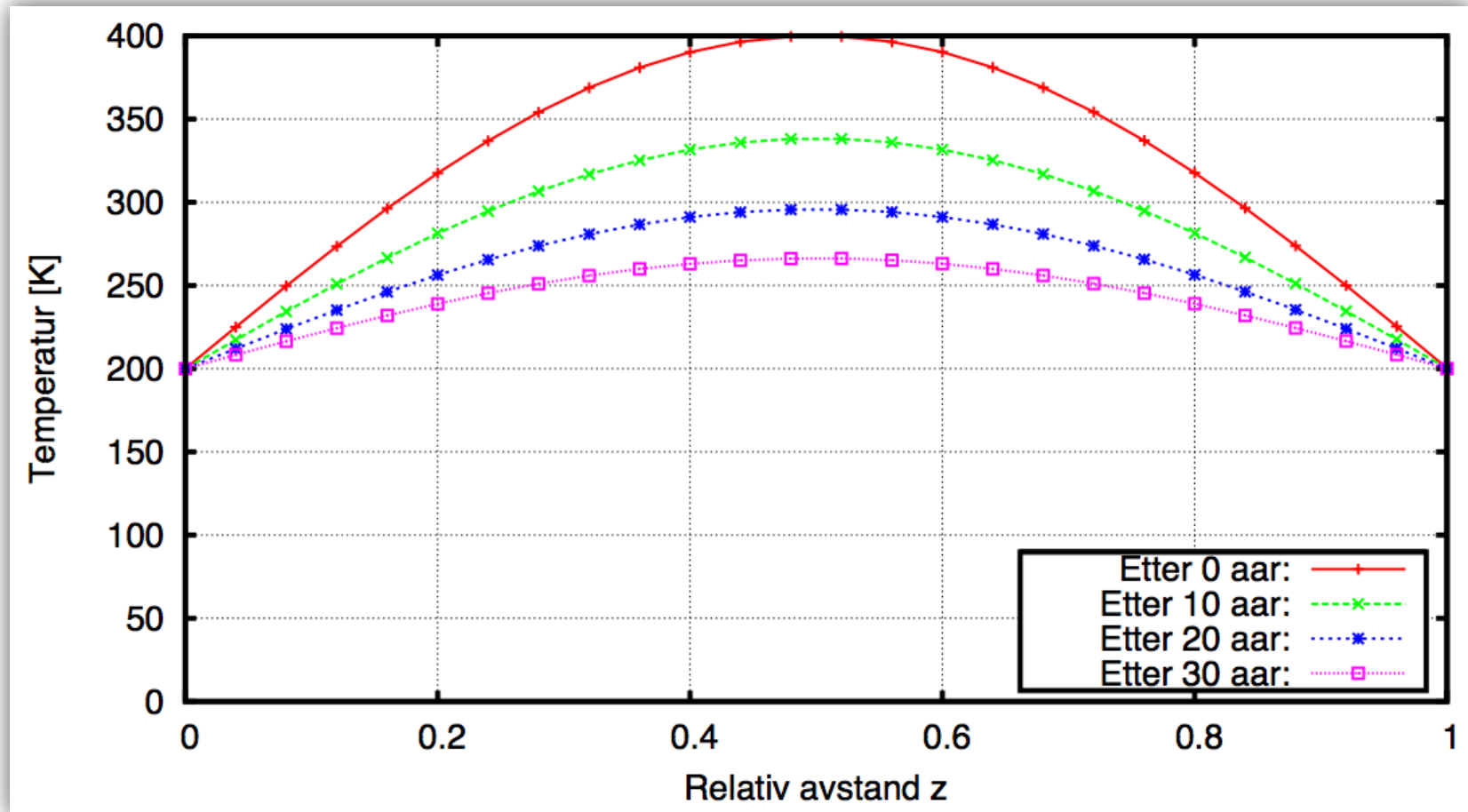


Initielle temperaturer: T_0 ved $z = h/2$, T_1 ved $z = 0$ og h .

Etter en tid t ved z har vi (se utledning i læreboka):

$$T(t, z) = T_1 + (T_0 - T_1) \sin\left(\frac{\pi}{h} z\right) e^{-st} \quad \text{der } s = \frac{\lambda \pi^2}{rc} \frac{\pi^2}{h^2}$$

Temperaturprofiler

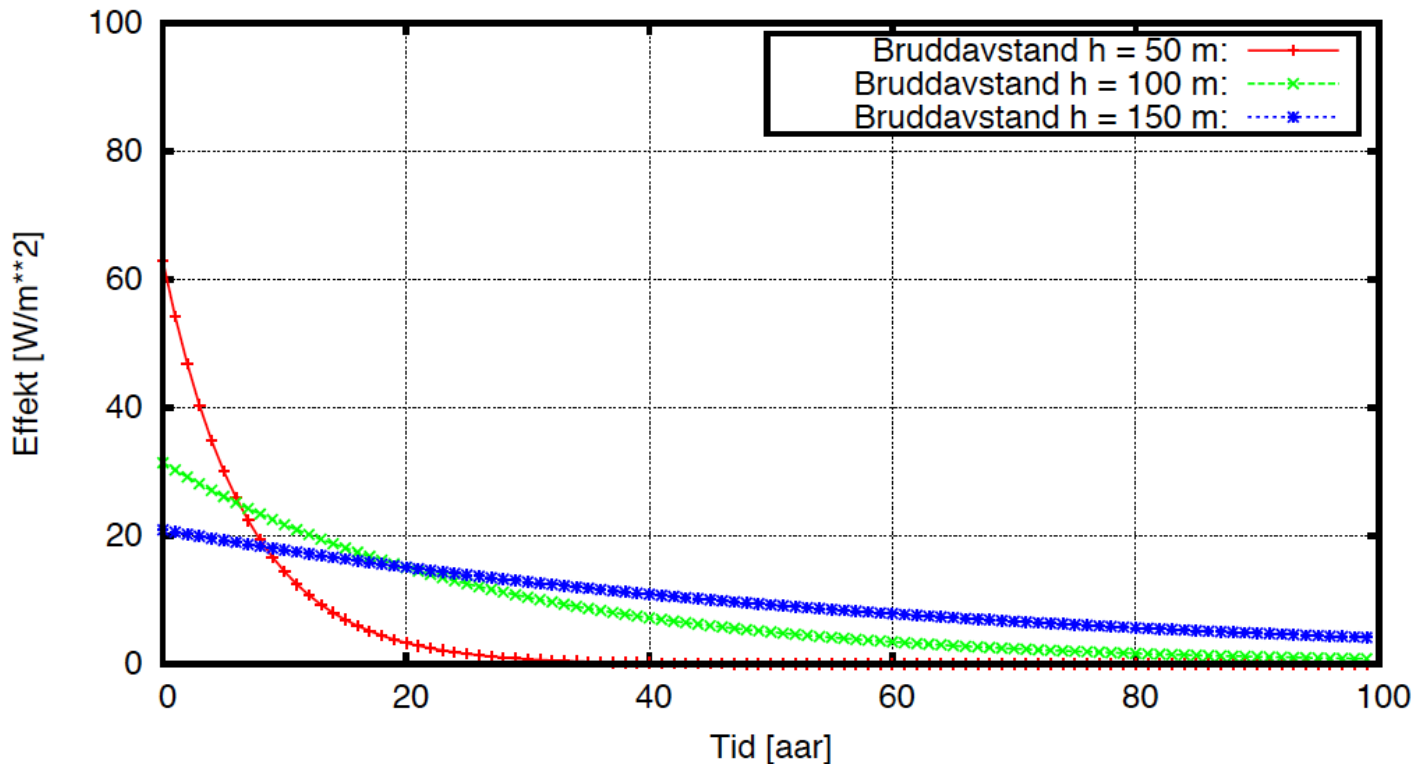


Tilgjengelig energi

Hver disk har volum $V = 4\rho R^2 \int_0^h dz = 4\rho R^2 h$, og da varmemengde er $CDT = cmDT$, blir

$$Q_{\text{termisk}}(t) = 4\rho R^2 rc \int_0^h (T - T_1) dz = 2R^2 rch(T_0 - T_1) e^{-st}.$$

$$\text{Termisk effekt blir: } P_{\text{termisk}}(t) = -\frac{dQ_{\text{termisk}}}{dt} = 2R^2 rchs(T_0 - T_1) e^{-st}.$$



Levetid

Vi antar en Curzon-Alborn virkningsgrad $h_{CA} = 1 - \sqrt{300 / T_1}$,
og at levetiden bestemmes av $St_L = 1$.

$h^2 S = 368 \text{ [m}^2 / r]$ gir da tilsvarende avstand mellom bruddflatene:

$$h = \sqrt{368 \times t_L} \text{ [m]}.$$

Fjellvarme representerer enorme ressurser og avhenger av ny teknologi for å:

- indusere sprekke-dannelser i fjell for vanntilførsel
- produsere elektrisitet fra lavtemperaturvarme på 200 °C

Vannkraft

Vannkraft er

- renslig
- lett å lagre
- enkel å utnytte
- fantastisk høy virkningsgrad på $\eta = 98\%$
- eneste fornybare energiform av betydning i dag
- dekker 16% av elektrisk forbruk

1 m³ vann



gir 1kWh

400m

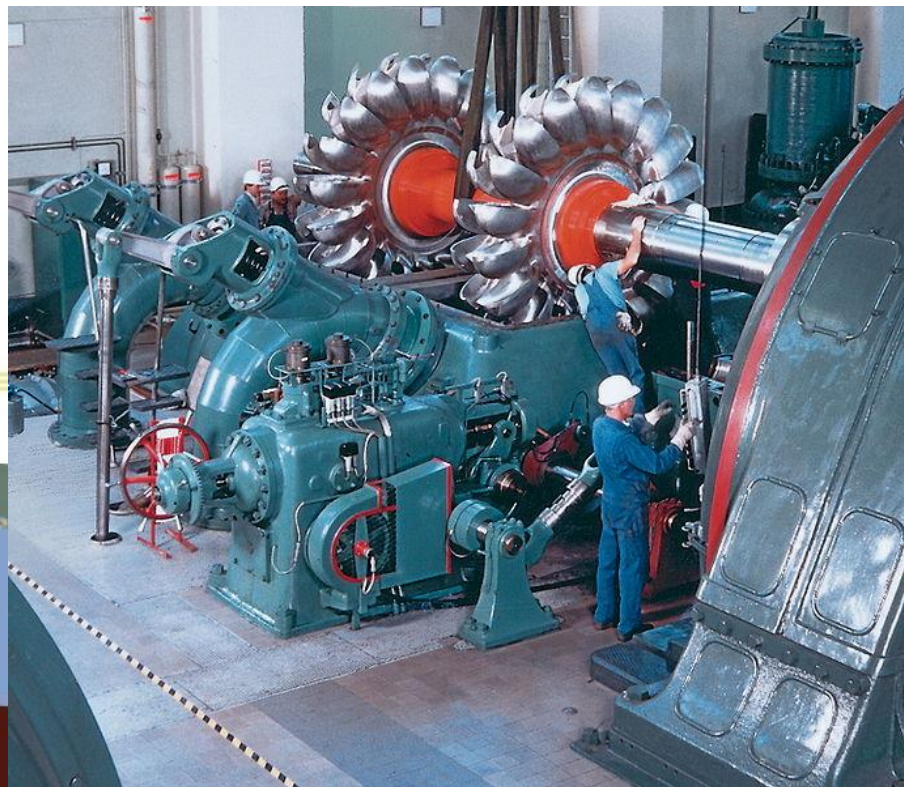
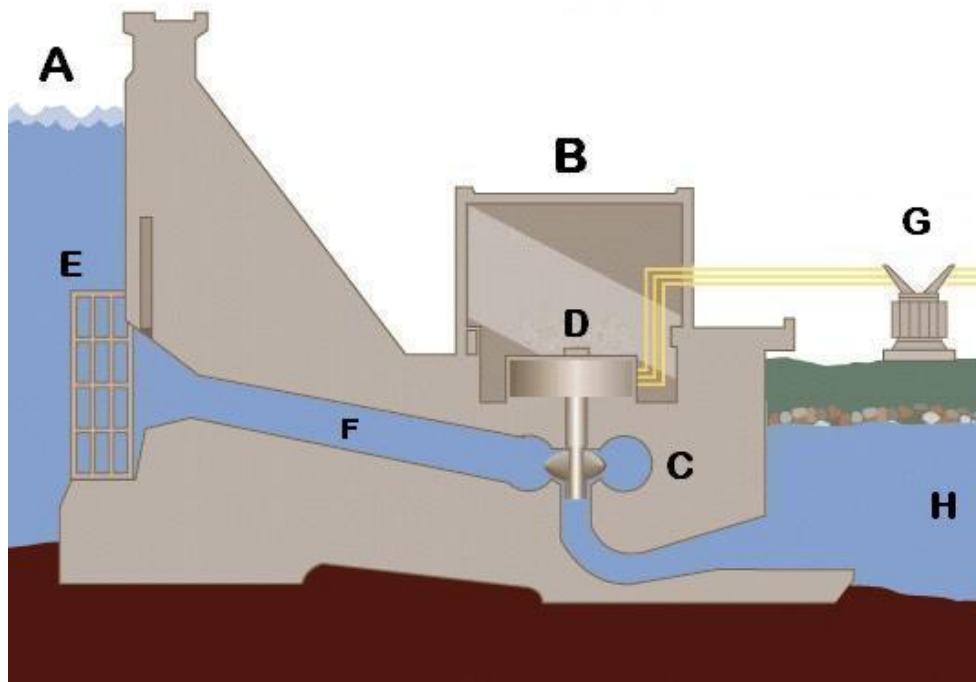


Totalt i verden er installert ca 1 TW_e som kan økes til 2-3 TW_e. I Norge dekker vannkraft ca 98.3% av elektrisk forbruk og utgjør ca 29 GW_e. Dette er 122 TW_eh i året. Ulemper: tørrlagte elver, store dammer, anleggsveier etc

200 000 mennesker omkom i 1975 pga dambrudd i Banqiao Dam i Kina.

Vannkraftverk

Norge er i særstilling både når det gjelder andel av vannkraft i energiforbruket og i vannkraftteknologi og kompetanse.



Vindenergi



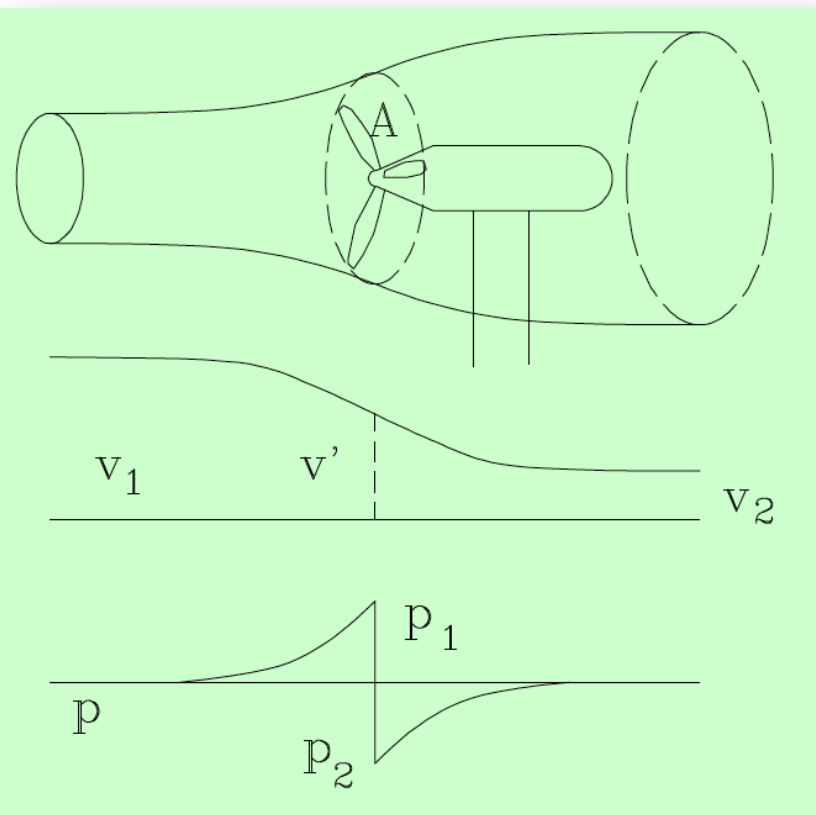
Vindmøllen kommer sannsynligvis fra østre del av Persia omkring år 950. Den hadde vertikal akse, og ble brukt til å male korn. Europeerne tok vindmølle i bruk rundt år 1100, men med horisontal akse eller i en vinkel på 30° med bakken. I midtvesten, USA, var det rundt 50 000 små vindmøller fram til 1950.



Vindkraft er på vei opp i Norge

Bildene er fra Smøla, en av Norges største vindparker. Foto v/ H.Parr, sykkeltur 2008.

Ideell vindmølle



Vindmøllen gjør lineærbevegelse om til rotasjonsbevegelse. Energien regnes ut fra luftas tetthet og innkommende lufthastighet v_1 . Effekten P per flateenhet følger da.

$$dE = \frac{1}{2} dm (v_1^2 - v_2^2) = \frac{1}{2} r (Av' dt) (v_1^2 - v_2^2)$$

$$P = \frac{dE}{Adt} = \frac{1}{2} r v' (v_1^2 - v_2^2)$$

Bernoullis likning gir:

$$v' = (v_1 + v_2)/2$$

Virkningsgrad

Effekt per areal blir:

$$P = \frac{1}{2} r v (v_1^2 - v_2^2) = \frac{1}{4} r (v_1 + v_2) (v_1^2 - v_2^2) = \frac{1}{4} r (v_1^3 + v_2 v_1^2 - v_1 v_2^2 - v_2^3)$$
$$= \frac{1}{4} r v_1^3 (1 + x - x^2 - x^3), \text{ med } x = \frac{v_2}{v_1}.$$

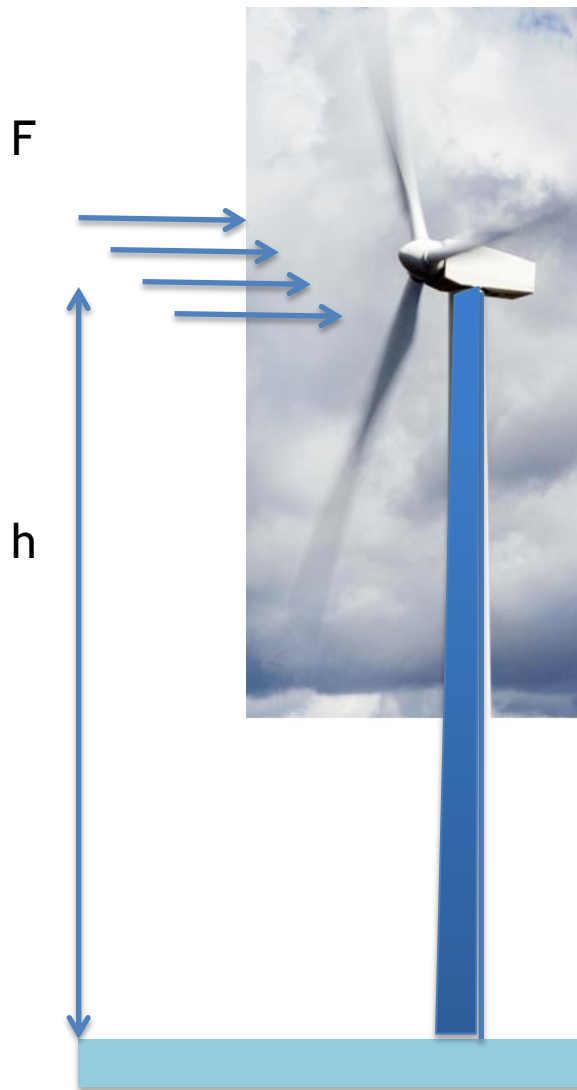
Vi finner optimalbetingelser ved $dP/dx = 0$, som gir $v_1 = 3 v_2$ og videre:

$$P_{\max} = (16/27) P_0, \text{ der } P_0 = \frac{1}{2} \rho v_1^3.$$

Dette gir $\eta_{\max} = 16/27 = 0.59$.

I praksis får man i beste fall 80% av dette.

Kraft på vindmølla



$$F = (p_1 - p_2)A = \frac{1}{2} \rho A v_1^2 \left(1 - \frac{v_2}{v_1} \right)$$

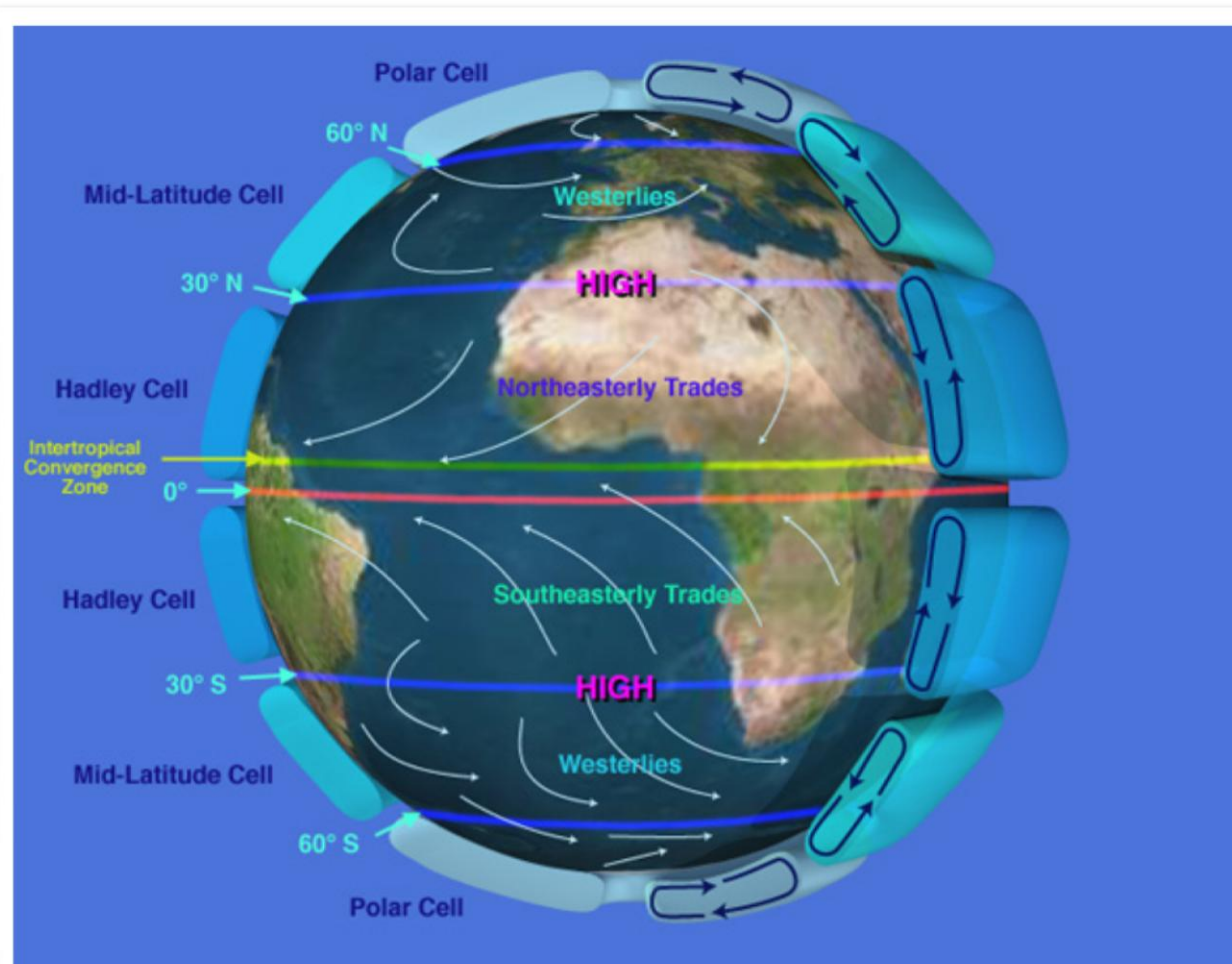
$$v_1 = 3v_2$$

$$F_{\max} = (p_1 - p_2)A = \frac{8}{9} \frac{1}{2} \rho A v_1^2$$

Med frisk bris på 10 m/s blir det en kraft på en vindmølle med radius = 10m på 17.5 kN. Tilsvarende 1.8 tonn! I en vindrosse på 30 m/s: 16 tonn!

Globale vindforhold

- Sonal-vind: Temperaturforskjeller mellom ekvator og pol-områdene
- Tidevind: Fra varm til kald jordside pga dag/natt
- Geostrofisk:
Følger isobar-kart



Corioliskraften

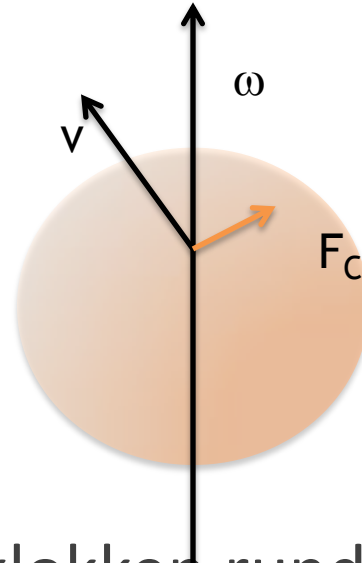
Coriolis-kraften skyldes jordrotasjonen:

$$F_c = m \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}$$

Nordlige/sørlige halvkule gir
Coriolis -kraften dreining mot
høyre/venstre.

Derfor svinger vindene i nord *med* klokken rundt høytrykk,
og *mot* klokken rundt lavtrykk. Omvendt i sør.

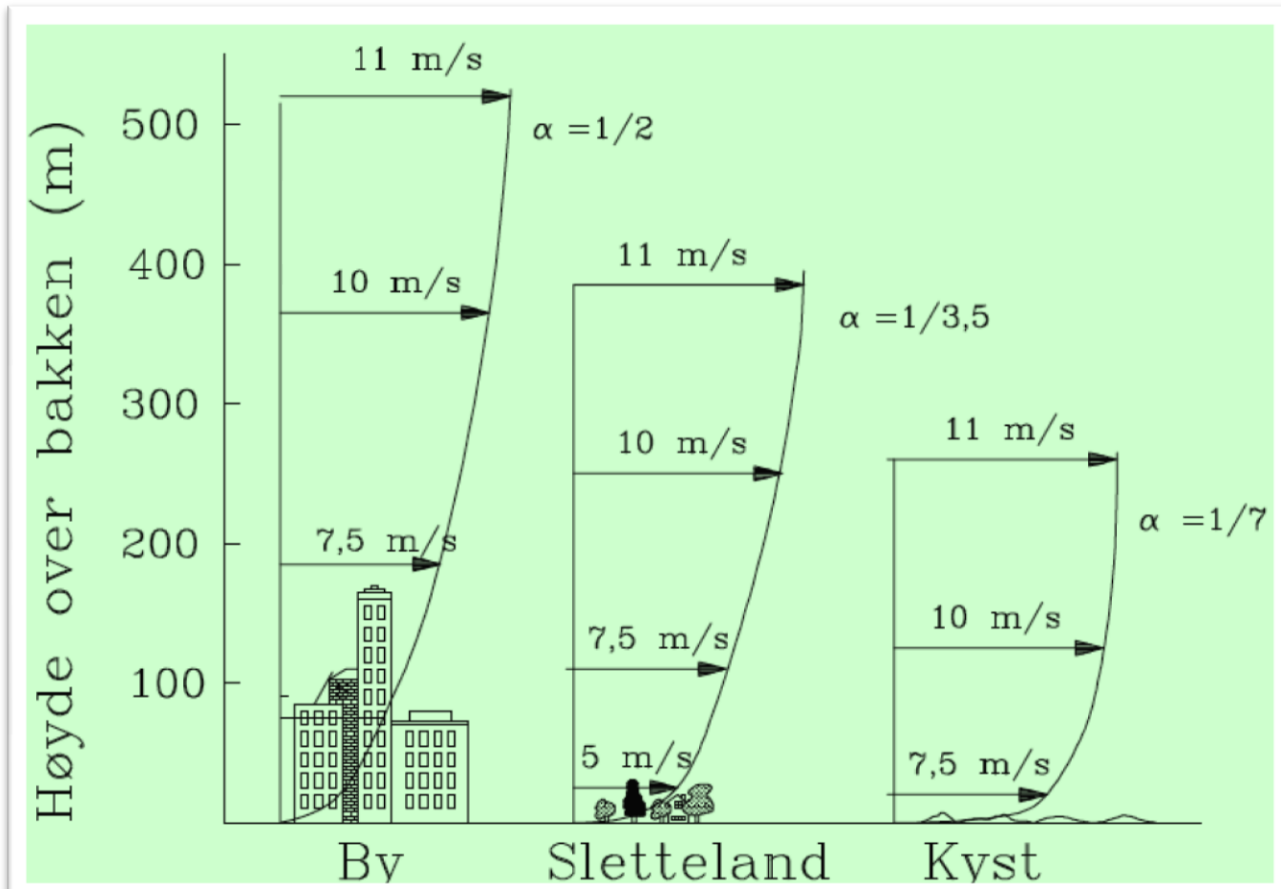
De "globale" vindene er mest dominerende over
havområder, og viskes ut over land.



Reduksjon av vind nær bakken

Empirisk formel for vindhastigheten v_h nær bakkenivå, sammenlignet med en referansehøyde h_r som typisk er noen hundre meter: $v/v_r = (h/h_r)^\alpha$.

Ruhetsparameteren α varierer mellom 1/2 (by) og 1/7 (kyst).

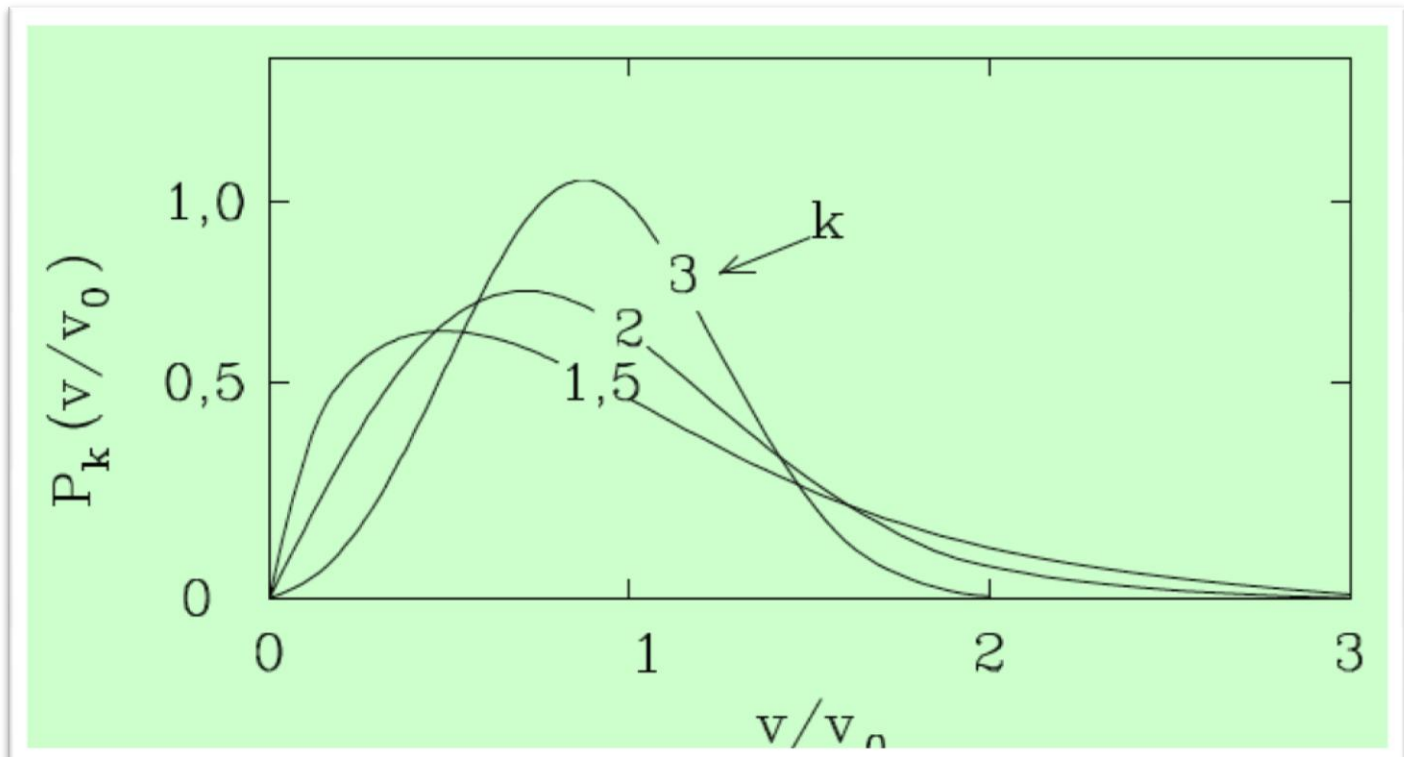


Weibull-fordeling

Sannsynlighet for å observere vindhastighet i området $[v, v + dv]$ er:

$$P_k(v) = \frac{k}{v_0} \left(\frac{v}{v_0}\right)^{k-1} e^{-(v/v_0)^k}, \text{ der } v_0 \text{ er skaleringsparameteren og } k \text{ er formparameteren.}$$

I tabeller oppgis gjerne vinden ved 10 meters høyde og k og α .



Nøkkeltall

Sannsynligheten for å observere vindhastighet med $v < v'$ er:

$$Q_k(v \in v') = \int_0^{v'} P_k(v) dv$$

Innfører ny variabel $y = \frac{v}{v_0}$ med $dv = \frac{v}{k} \frac{dy}{y}$ og får:

Effekten er proporsjonal med v^3 . Denne fordelingen er også Weibull-fordelt, siden v er det. Fordelingen blir da beskrevet ved skaleringsparameter $(v_0)^3$ og formparameter $k/3$. Midlere vindhastighet er:

$$\bar{v} = \int_0^{\infty} v P_k(v) dv = v_0 G\left(1 + \frac{1}{k}\right), \text{ der } G(x) \text{ er Gammafunksjonen.}$$

$$\text{Videre er: } \langle v^n \rangle = v_0^n G\left(1 + \frac{n}{k}\right).$$

Forskjellige vindmøller

Det finnes mange typer, med vertikal og horisontal akse.

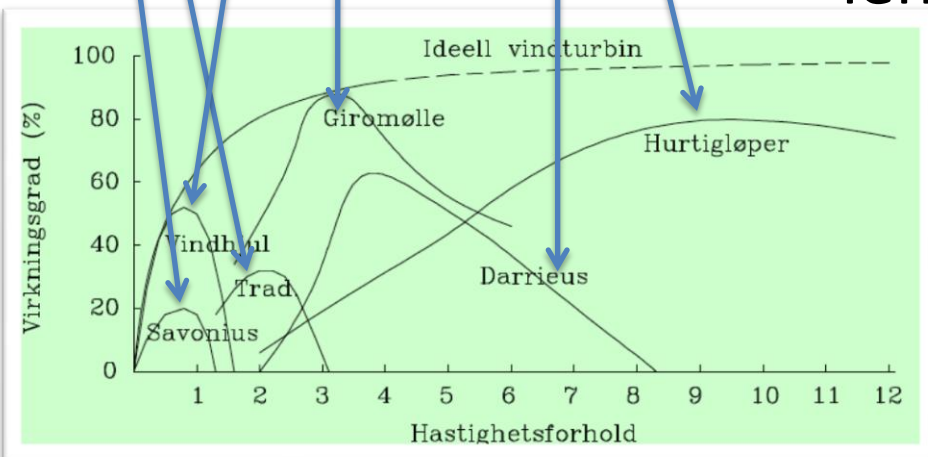
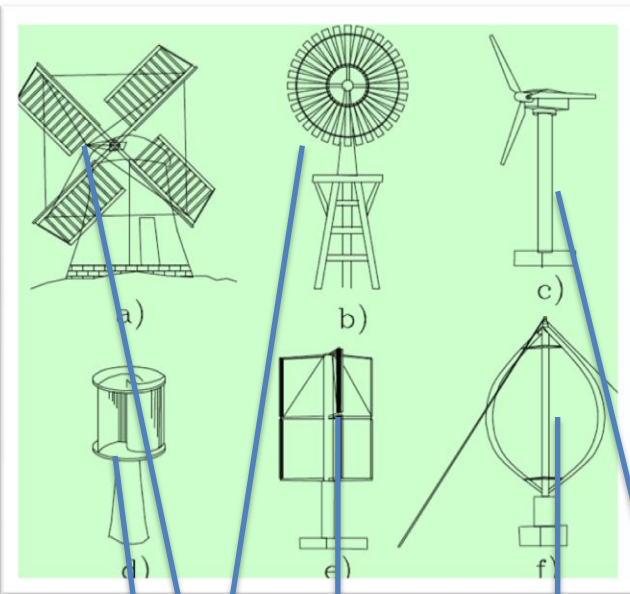
Hastighetsforhold =
vingespisshastighet/vindhastighet.

Maksimal effekt for hurtigløper er 0.1 –
2-3 MW.

Seriøse utbyggere av vindkraft:

Danmark, Tyskland, USA og Kina er
lengst fremme med

effektivitetsgrad på 70-80%.

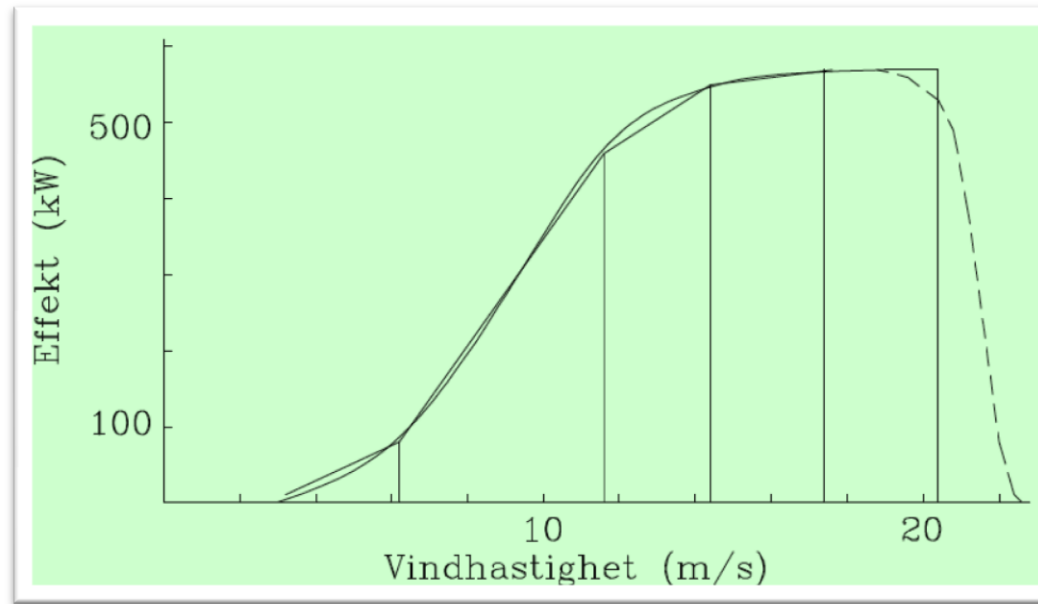


Effektkurve

Typisk effektkurve: Det trengs en viss start-hastighet, og drift med vind over 20 m/s ødelegger vindmølla. Innfører derfor pitch-regulering av møllebladene eller passiv stall-regulering.

For å finne midlere effekt, må vi vekte med vindfordelingen:

$$\bar{W} = \int_{v_0}^{\infty} \frac{1}{2} \rho A C_p \frac{v^3}{v_0^3} W(v) dv$$



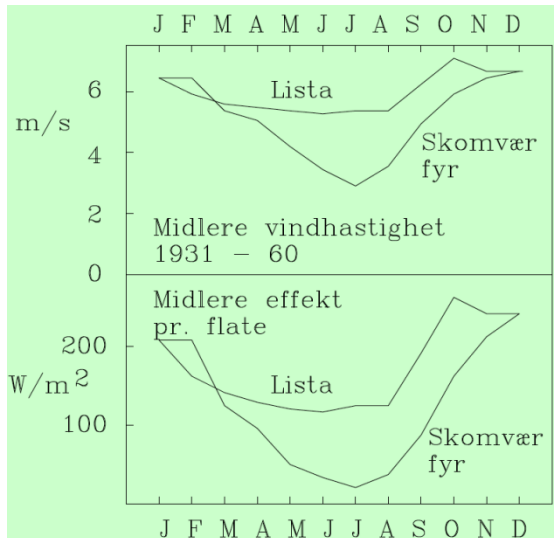
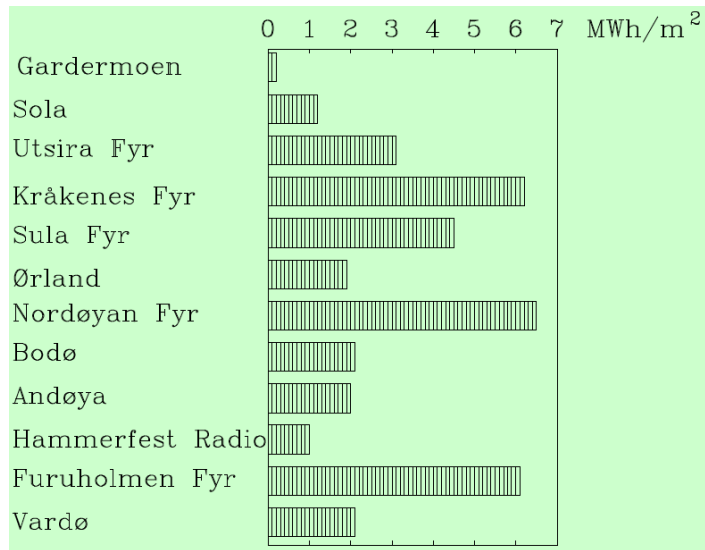
Vind i Norge

Lang kyst, der det er mye vind: ca 5-8 m/s ved 10 m og 7-9 m/s ved 50 m. Ved Gardermoen (innland) 6 m/s ved 100 m.

Maksimal vindenergi per år og m².

Fra Lindesnes til russiske grense ca 2000 km. Ca 8 m/s i gjennomsnitt ved 5 meter. Dette gir $P_{\max} = 45-60$ GW, som er ca 400-500TWh/år. Samme potensiale som all nedbør over Norge i et år, og alle bølger inn til kysten.

Vinddata i 10 m høyde.



Vindparker

Samlet produksjon i Norge på ca 1 TWh i 2007



(c) Harald Hamang, Infoto



(c) Harald Hamang, Infoto



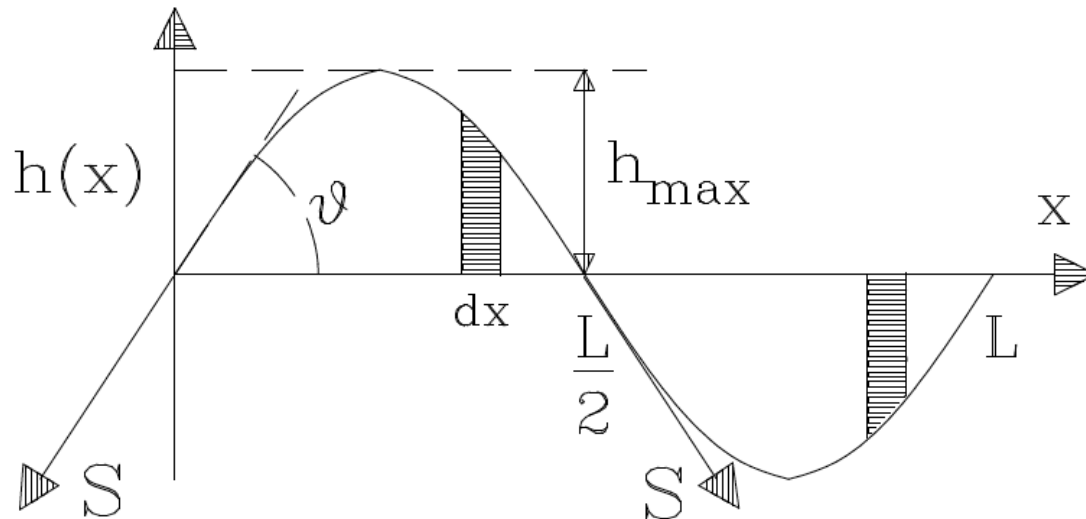
Vindmølleparken i Kattegat på 400 MW blir Danmark største havvindmøllepark. Den vil, når den er ferdigbygget i 2012/13, kunne forsyne 400.000 husstander med strøm.

Nordkraft Vind AS.
Nygårdsfjell vindpark

Smøla vindpark. Samlet 150 MW.
20 x 2.0 MW og 48 x 2.3 MW
turbiner. Areal 18 km²

Teori om vannbølger

Fagfeltet er fysisk oseanografi. Vi bruker følgende størrelser for beskrivelsen av en bølge. Bølgehøyde er definert som $2 \times$ amplituden $= 2 h_{\max}$.



Bølgelengden er L og bølgetallet k . Da er omryttingskurven gitt ved

$$h(x) = h_{\max} \sin \frac{2\pi x}{L} = h_{\max} \sin kx$$

Gravitasjon og overflatespenning

Vi antar at vann er inkompressibelt og ser bort fra viskositet. Det er interessant å studere når **tyngdekraften** F_1 er lik **overflatespenningen** F_2 . Bølgen antas å ha en utstrekning Δy inn i papirplanet.

$$F_1 = \rho g D y \int_0^{L/2} h(x) dx = \rho \frac{h_{\max}}{L} g \cdot D y \quad \text{og} \quad F_2 = 2 S \cdot D y \sin \mathcal{J} = 4 \rho S \frac{h_{\max}}{L} D y$$

der det er antatt at $\sin \mathcal{J} = \frac{dh(x)}{dx}$ for $x = 0$.

For lange bølger dominerer tyngdekraften med $h_{\max} L$ avhengighet. For korte bølger dominerer overflatespenningen med h_{\max}/L avhengighet. Skille mellom disse to regimene finnes ved å sette $F_1 = F_2$:

$$L_0 = 2 \rho \sqrt{\frac{S}{\rho g}}$$

Med $S=0.073$ N/m får vi $L_0 = 1.7$ cm. I praksis: kapillarbølger når $L < 0.5$ cm, tyngdebølger når $L > 10$ cm.

Tyngdebølger

For en enkel bølge gjelder:

$$h(x, t) = h_{\max} \sin(kx - \omega t)$$

$$kx - \omega t = \text{constant gir fasehastigheten } v_f = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k}$$

Men for reelle dispersive bølger er omløpsfrekvensen avhengig av bølgetallet:

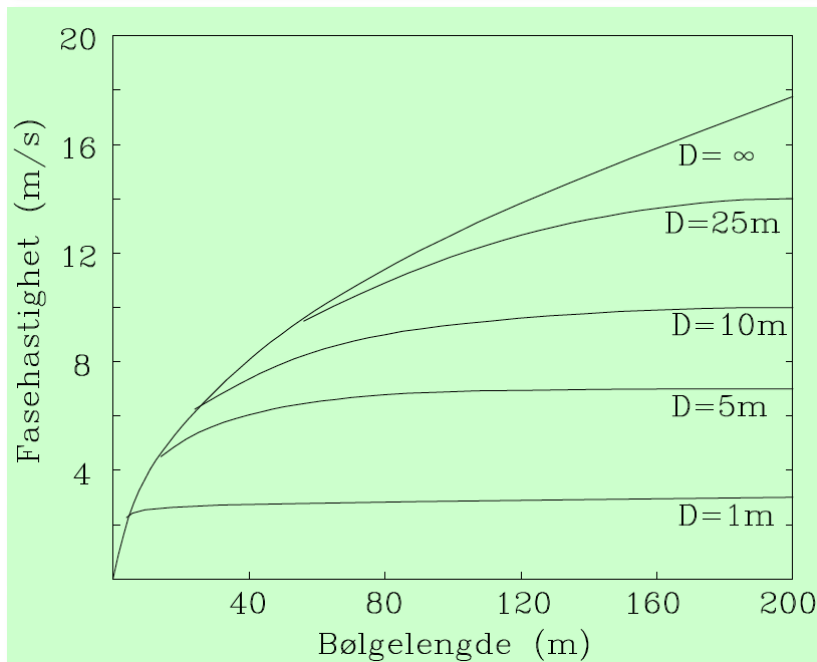
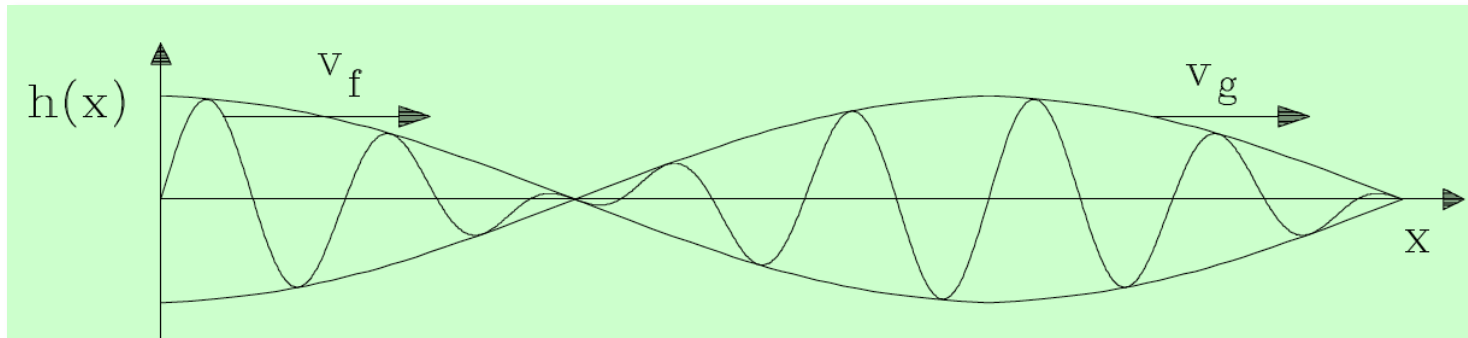
$$\omega(k) = \sqrt{gk \tanh(kD)} \quad \text{D} \quad v_f = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kD)}$$

Ved å se på små avvik i k og ω , får vi

$$h(x, t) = 2h_{\max} \sin(kx - \omega t) \cos(Dkx - D\omega t),$$

$$\text{som gir gruppehastighet } v_g = \frac{D\omega}{Dk} = \frac{d\omega}{dk}$$

Fase- og gruppehastighet



Tyngdebølger bryter når $2h = 0.142 L$. Det vil si at dønninger med bølgelengde på 200 m bryter for $2h = 28$ m høye bølger.

Dyp- og gruntvannsbølger

Vi innfører bølgelengden $L = 2\pi/k$ og perioden $T = 2\pi/\omega$.
 Dispersjonslikningen blir da:

$$L = \frac{g}{2\rho} T^2 \tanh\left(\frac{2\rho D}{L}\right)$$

Dypvannsbølger med $2\pi D/L \gg 1$ (se læreboka):

$$\tanh\left(\frac{2\rho D}{L}\right) \gg 1 \Rightarrow \omega \approx \sqrt{gk} \Rightarrow kD \gg \rho \Rightarrow D \gg L/2 \Rightarrow v_f = 2v_g = \frac{gT}{2\rho}$$

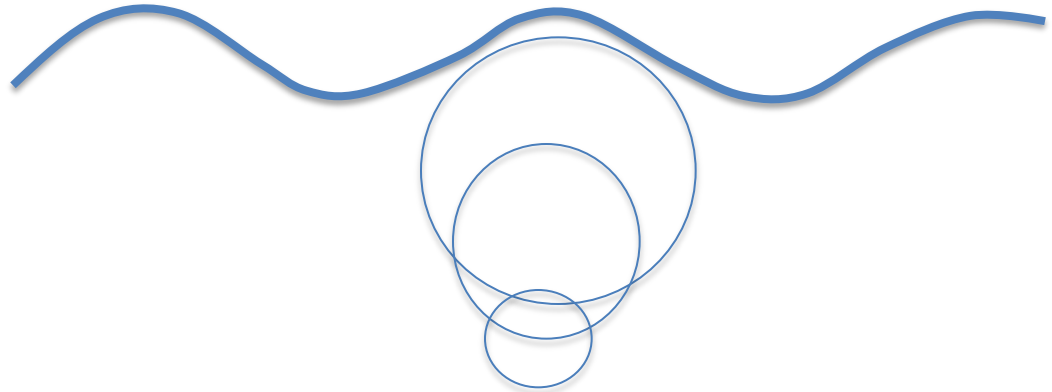
Typisk $T = 10$ s, $L = 200$ m, $v_f = 15$ m/s og $D > L/2 = 100$ m.

Gruntvannsbølger med $kD \ll 1$ (se læreboka):

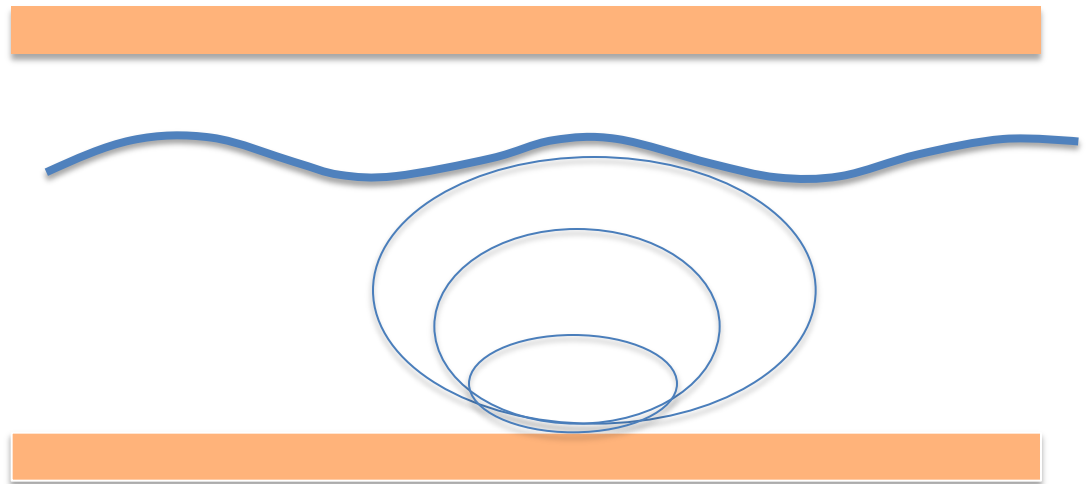
$$kD \ll 1 \Rightarrow \tanh kD \approx 2\rho D/L \Rightarrow L \gg T\sqrt{gD} \Rightarrow v_f = v_g \approx \sqrt{gD}$$

Vannelementenes bevegelse

Dypvannsbølger



Gruntvannsbølger



Tsunami er en gruntvannsbølge



Miyako, Japan,
11. mars 2011.

En tsunami har $L \gg D$, selv for stor havdybde. Alle frekvenser reiser samlet over havet med hastighet $v = (gD)^{1/2}$. Det blir 720km/t for 4000 m dyp. På grunt vann synker hastigheten drastisk, og bølgehøyden øker.

Energien i tyngdebølger

Midlere energi per flateenhet $\Delta y L$ er:

$$U_{\text{tot}} = (E_{\text{pot}} + E_{\text{kin}}) / \Delta y L = 2E_{\text{pot}} / \Delta y L = 0.5 \rho g h_{\text{max}}^2$$

Energifluksen for dypvannsbølger per lengdeenhet av bølgefronten, blir:

$$F_E = U_{\text{tot}} v_g = \frac{\rho T (g h_{\text{max}})^2}{8\rho}, \text{ der vi har brukt } v_g = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{k}} = \frac{gT}{4\rho}.$$

En typisk bølge i Nord-Atlanteren har $h_{\text{max}} = 1$ m.
Med periode $T = 10$ s, får vi ca 40 kW/m.

Utnyttelse av bølgeenergi

Lenge i bruk i 1kW–klassen til å drive fyrlys, bøyer og lensepumper.

Stor satsning i 1970 – 1990 i Norge, først rundt 2008 har FoU aktiviteten tatt seg opp igjen. Se Statkraft - video [her](#).

Tre typer ble testet ut i Norge i

1980-årene:

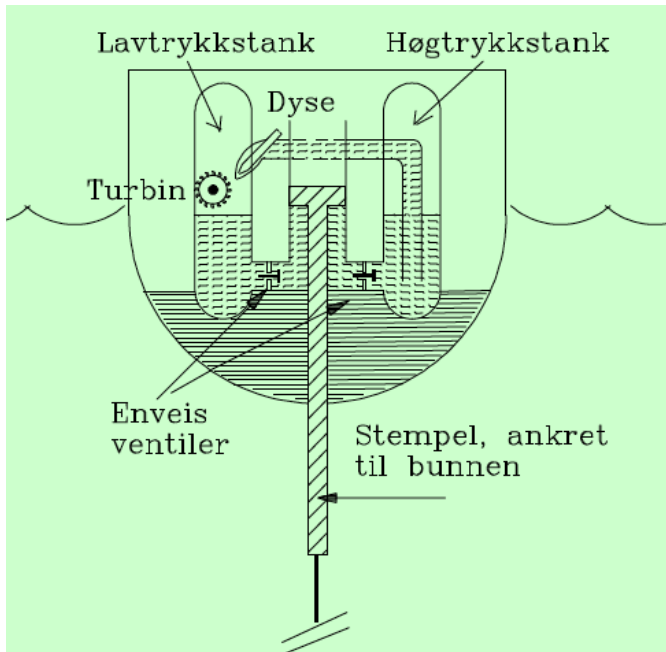
- Styrte, svingende bøyer
- Fokusering av bølger
- Svingende vannsøyle

Agucadoura Wave Park i Portugal:

- Flerleddet, flytende løsning



Styrte, svingende bøyer



Det gjelder at duppen oscillerer i takt med bølgene, dvs samme egenfrekvens som bølgene.

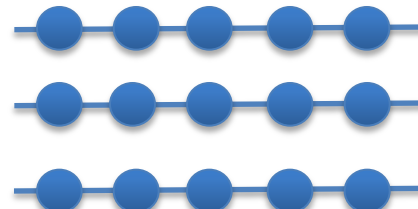
$$T = 10\text{s} \Rightarrow \omega = \frac{2\pi}{T} = 0.63 \text{ rad/s}$$

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{h}} \Rightarrow h = \frac{g}{\omega^2} = 25\text{m}$$

For å unngå så stor h , ble bøyen låst 2 ganger per syklus, dvs større ω . Setter ut bøyerrekker for hver L :



FYS 3320

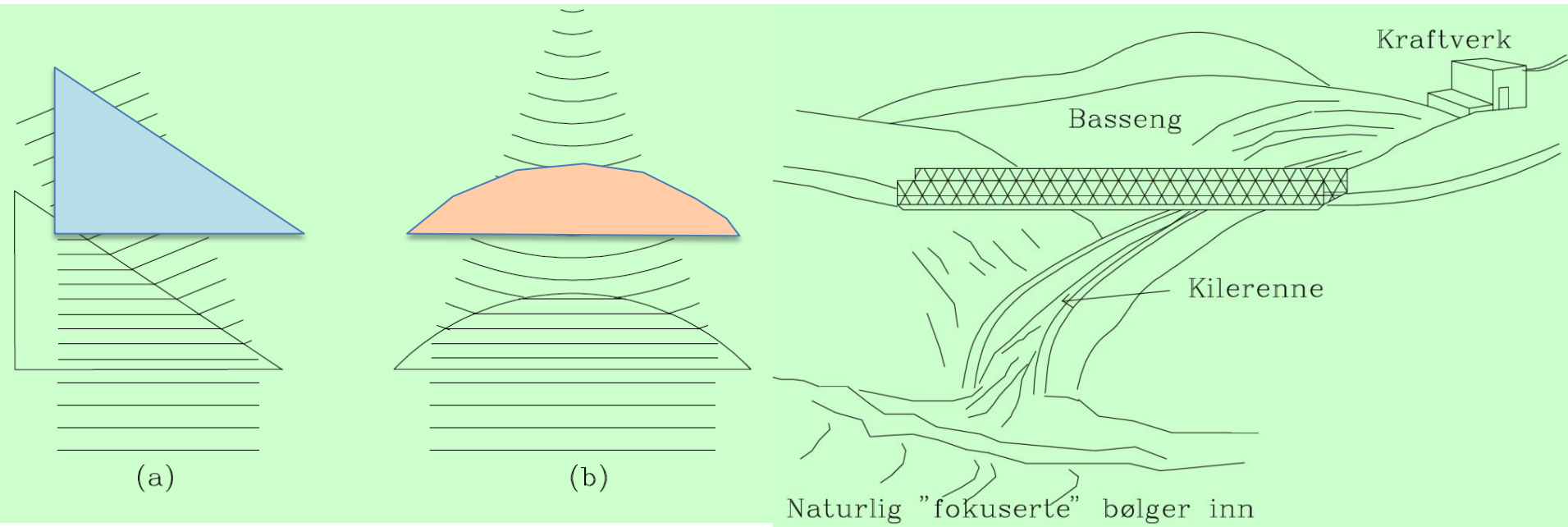


Fokusering av bølger

Fasehastigheten avtar over grunner. Derfor kan havbølger fokuseres, som lys. Man finner bunnforhold som likner prismer eller linser. For gruntvann avtar fasehastigheten til:

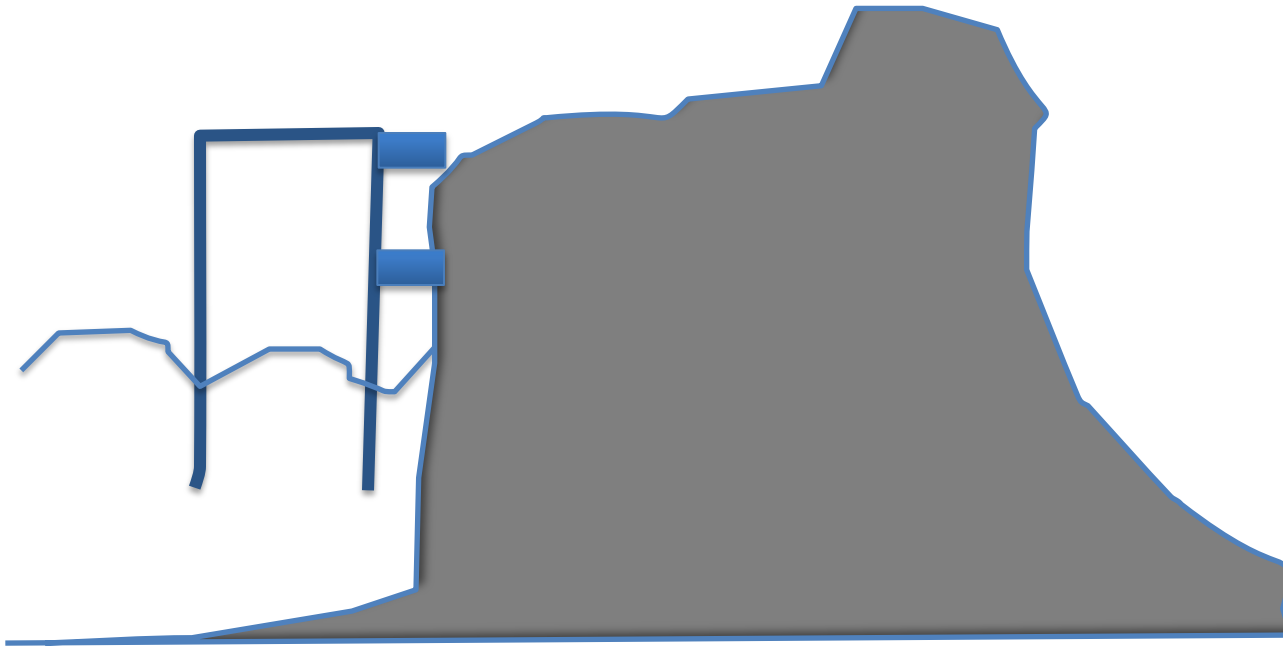
Over en grunne med dybde $L/25$ reduseres fasehastigheten med en faktor 2, som tilsvarer brytningsindeks 2.

$$v_f = \sqrt{gD}$$



Svingende vannsøyle

To anlegg ble bygget i Øygarden kommune utenfor Bergen, og ble testet ut i 1984/1985. En kraftig vinterstorm i 1988 ødela anlegget. Vannsøylene driver luft gjennom en turbin, både for luft inn og ut.



Kværners svingende vannsøyle



Innviet 1985 påToftestallen i Øygarden. Ødelagt i vinterstormene 1988.

Foto: H.Parr

Anleggene i Øygarden

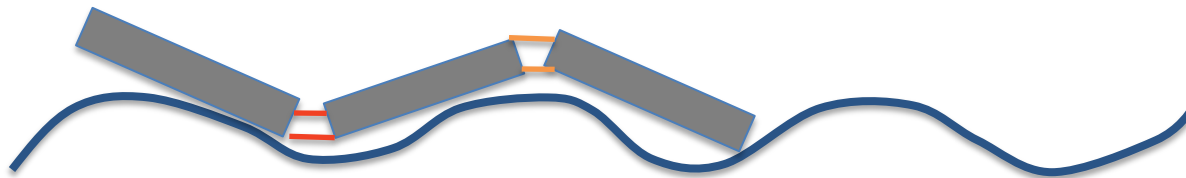
ligger nå i ruiner. Fokuseringsanlegget i 2008.



Flerleddet slange

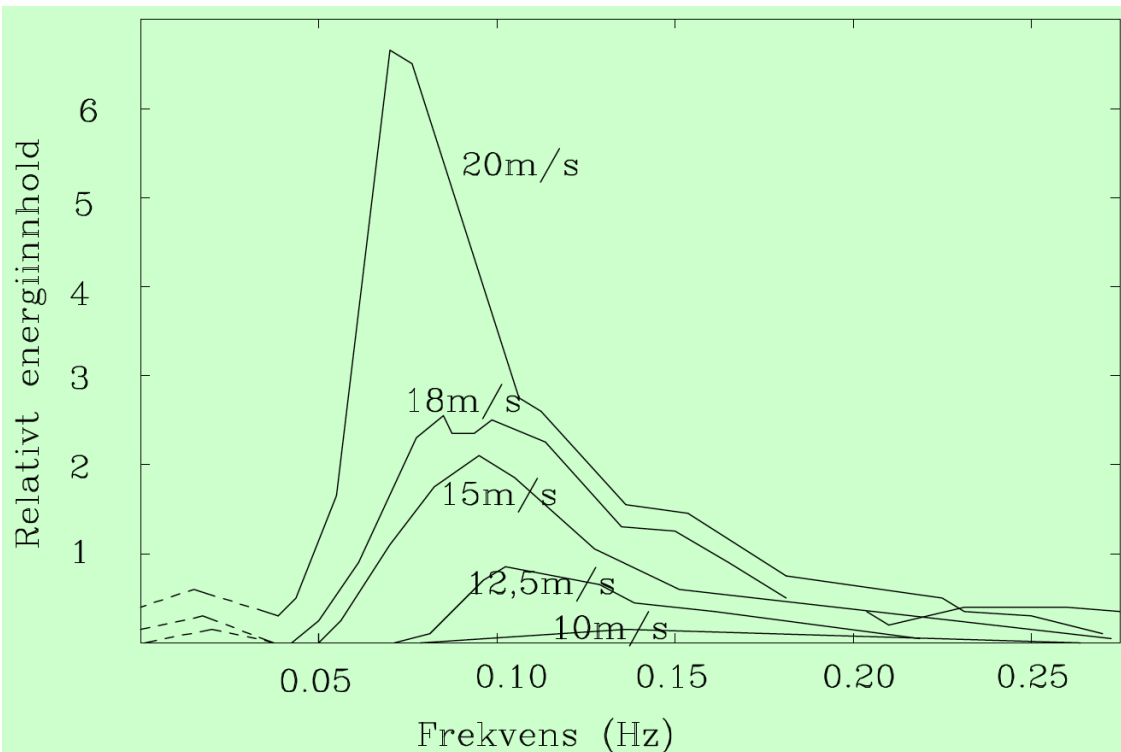
Pelamis Wave Power med hengslete seksjoner. Agucadoura Wave Park i Portugal ble åpnet i 2008 med 3 seksjoner med total lengde 150 m. Hver struktur gir 750 kW. Prosjektet ble satt i vent i 2009 pga reparasjoner. Målet er 25 strukturer med samlet produksjon på 21MW.

Video-snutter om anlegget i Portugal finnes [her](#).



Virkelige bølger i havet

Ved større vindhastighet avtar frekvensen, og energiinnholdet øker. Samtidig blir frekvensen mer veldefinert. Eksempel: med vind på 20 m/s blir frekvensen 0.07 Hz tilsvarende en periode på $T = 14$ s.

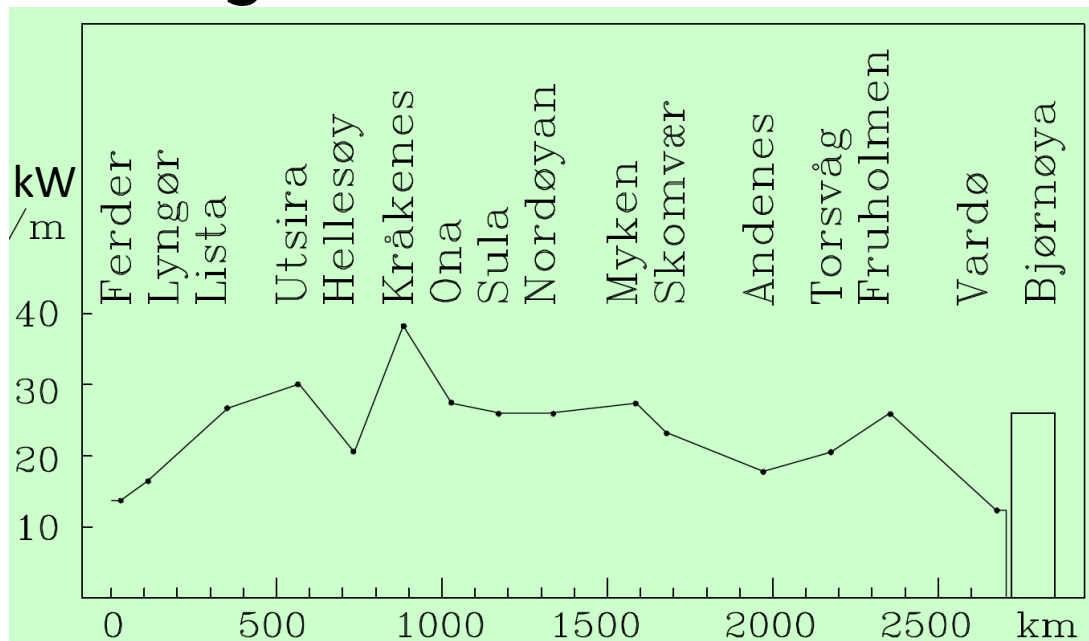


Fullt utviklede
dypvannstyingdebølger

Norges bølgeressurser

Norge har 2000 km kyststripe som typisk gir energien fra bølger på 24 kW/m som gir totalt 500 TWh energi i året.

Ekstremt kan vi tenke oss 10% utbygging av en kyststripe på 2000 km, med en virkningsgrad på 20%. Dette gir 1 GW eller 9 TWh i året.



Bølgeenergi i kW/m, ca 20 nautiske mil utenfor kysten

Utfordringer for bølgekraftverk

Bølgekraft er ennå ikke kommersielt lønnsomt.
Noen av grunnene er:

- Energien er fordelt på mange frekvenser og mange retninger
- Anleggene må bygges for å tåle de største stormene der bølgekraftene blir svært store
- Konflikt med skipsfart, fiske og fritidsaktivitet
- Dypvannskraftkabler fordyrer løsningene
- Strømprisene basert på andre ressurser, er lavere

Saltkraft

Statkraft har bygget verdens første prototypanlegg, i operasjon fra 2009 på Tofte, sørvest for Oslo



Osmotisk trykk

Det osmotiske trykk ble oppdaget av den franske prest og fysiker Jean-Antoine Nollet (1700-1770). Han hadde plassert en svineblære med vin i et vannkar for å kjøle vinen. Blæra eksploderte...



Teori

Det osmotiske trykk er gitt ved Morses likning:

$$P = iMRT$$

der M er den molare konsentrasjon i mol/m^3 . R er den molare gasskonstanten. Konstanten i er van't Hoff's faktor

$$i = 1 + \alpha(n - 1),$$

der n gir antall molekyler f.eks $n = 2$ for $\text{NaCl} \rightarrow \text{Na}^+ + \text{Cl}^-$

Dissosiasjonsgraden er α er 100% ved fullstendig oppløsning, dvs $\alpha = 1$. For havvann med 3.2% NaCl, $T = 283 \text{ K}$, molvekten = 58.44 g/mol, får vi $M = 561 \text{ mol/m}^3$. Med $i = 2$, blir det osmotiske trykk $p = 2.6 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2 = 26 \text{ atm}$.

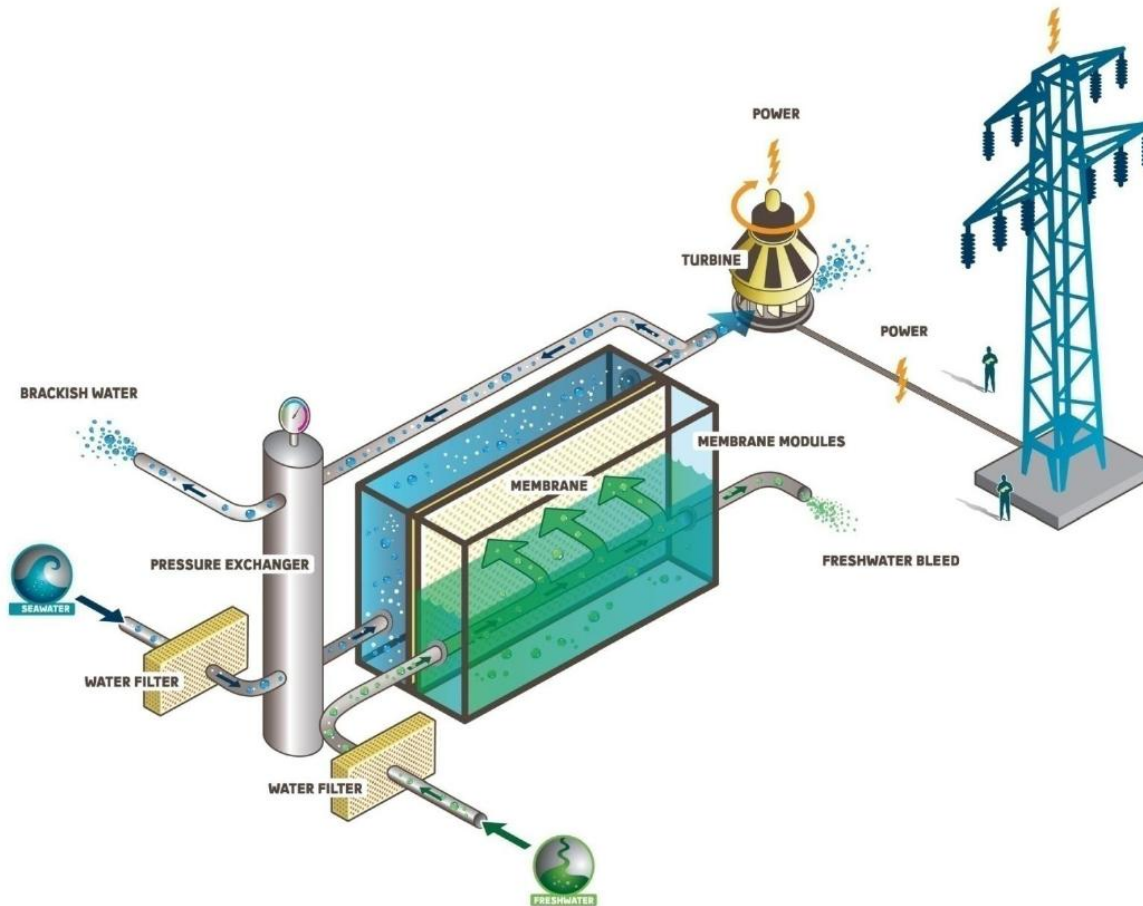
Når 1 m^3 ferskvann renner ut i havet, frigjøres 2.64 MJ som er 0.73 kWh, tilsvarer en fallhøyde på 269 meter.

ENOVA har regnet ut et teoretisk energipotensial på 270 TWh/år.

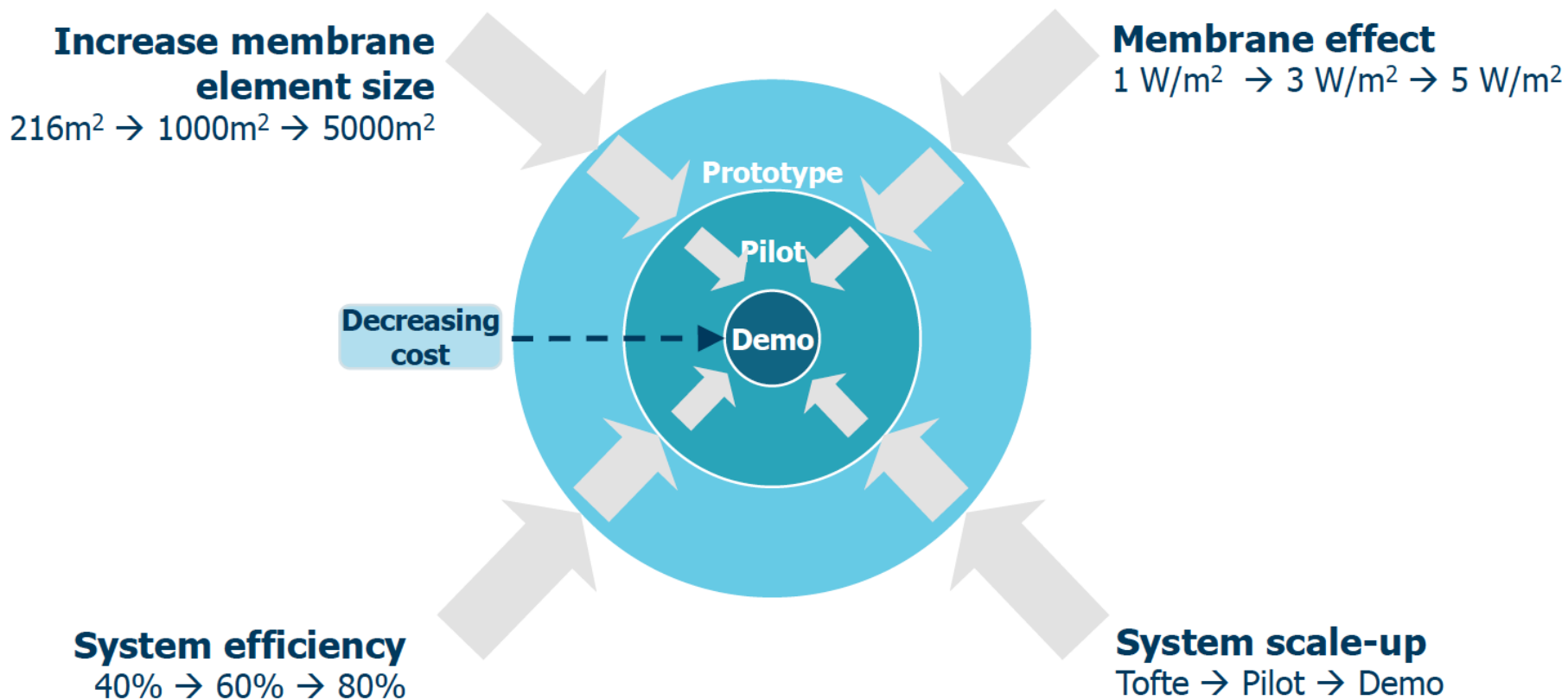
De 10 største elvene utgjør 22% av dette. Glomma utgjør alene 6% med $700 \text{ m}^3/\text{s}$ vannføring.

Prototyp på Tofte

Anlegget gir i dag noen få kW. I full drift ønskes 25 MW til å forsyne 10.000 husstander med strøm. Da trenges 5 millioner kvadratmeter med membran! Anlegget brukes til testing av membranteknologier.



Nødvendige forbedrings - faktorer



Fornybare energiresurser

- Solenergi Direkte sollys er 100 W/m^2

Konsentrasjon 10.000

- Vannkraft Totalt over Norge 500 TWh \rightarrow 0.2
 W/m^2

Turbin $\text{MW/m}^2 \rightarrow$ Konsentrasjon

10.000.000

- Saltkraft Totalt 2650 km kyst og 250 TWh/år \rightarrow 1
 kW/m strand

Ingen konsentrasjon.

- Vindkraft Maksimal vindeffekt i 50 m høyde er
 250 W/m^2

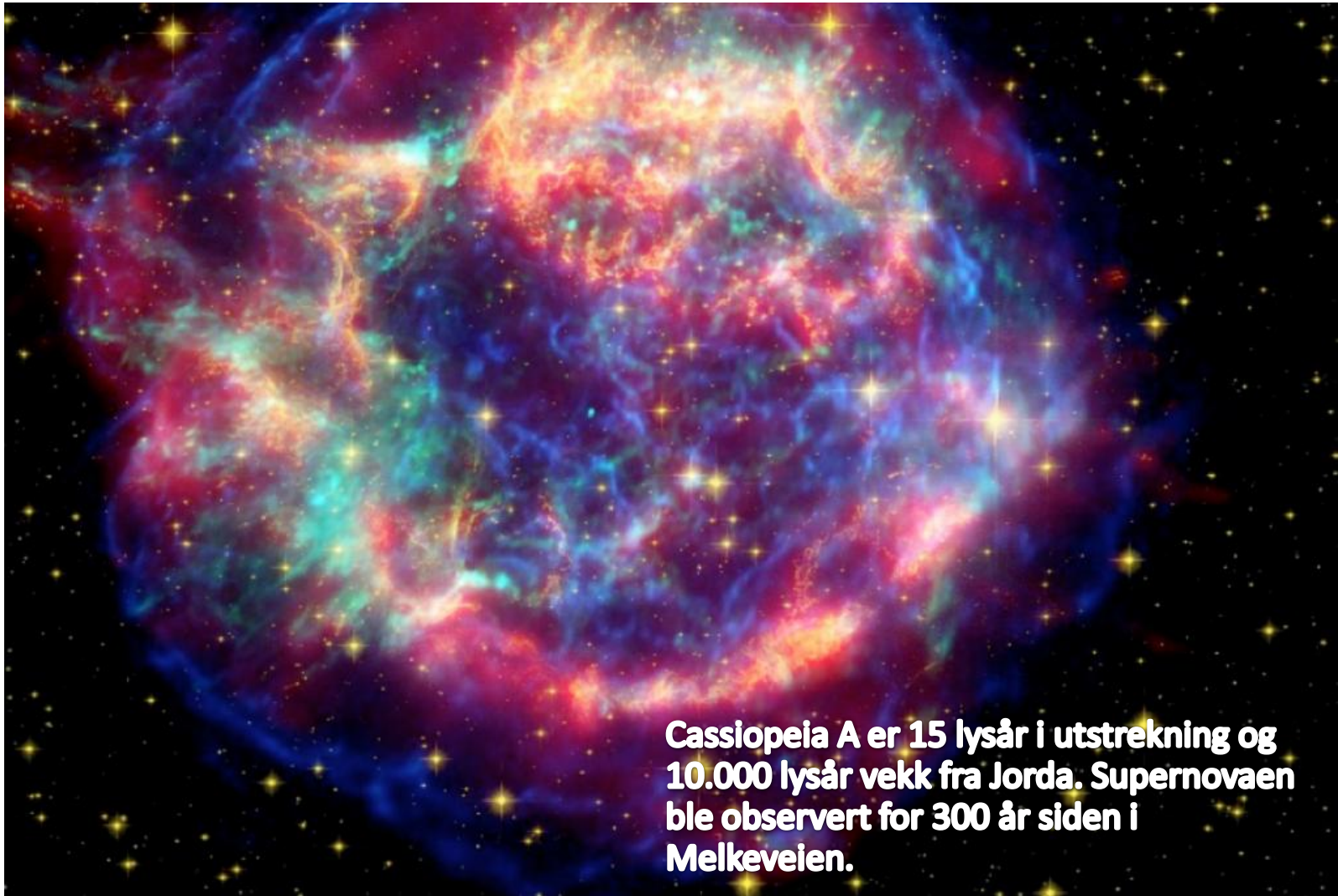
Oppsummering

	Energi fluks	Konsentrasjons- faktor	måte	Effekt pr. m ² materiale	Materialforbruk	
	W/m ²			W/m ²	m ³ /kW	Type
Vann- kraft	0,2	$10^7 - 10^8$	Natur- lig	$10^7 - 10^8$ $10^4 - 10^5$	0,1 -1 1-10	Betong Bet., fyllm.
Salt- kraft	0,1	<i>nei</i>			0,2?	flate membraner
Sol- energi	100	$< 10^4$	Speil, linser	10^2	1-5	Betong, stål, glass
Vind- energi	250	20 - 30	3-bl. turbin	$(2,5 - 5) \cdot 10^3$	0,02 0,2	Stål Betong
Bølge- energi	1000	5-10	Bøye	$(0,5-1) \cdot 10^4$	0,05-0,1	Stål
		$(1 - 4) \cdot 10^2$	Fokus	$(0,5 - 1) \cdot 10^4$	0,05	Stål

FYS 3320 Fysikk og energiressurser (kap. 4)

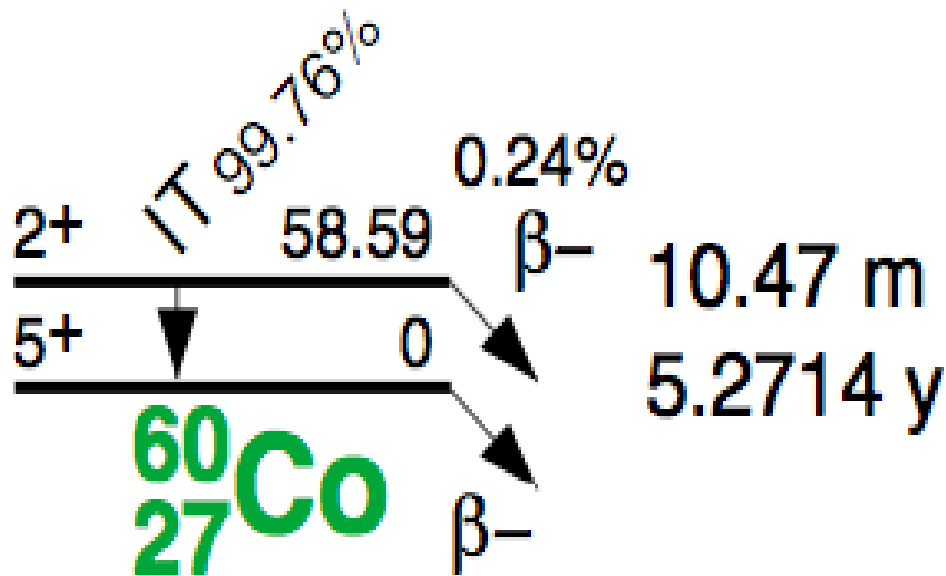
Vår 2013

Litt kjernefysikk

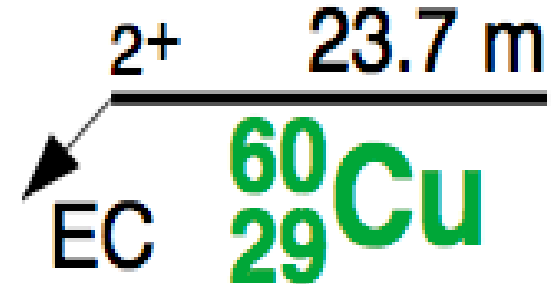


Cassiopeia A er 15 lysår i utstrekning og 10.000 lysår vekk fra Jorda. Supernovaen ble observert for 300 år siden i Melkeveien.

$$A = Z + N$$



$$Q_{\beta^-} 2823.9$$



$$Q_{\text{EC}} 6126.9$$

Begreper:

- nukleoner
- Protoner
- Nøytroner
- Isotoper
- Isobarer
- Isotoner



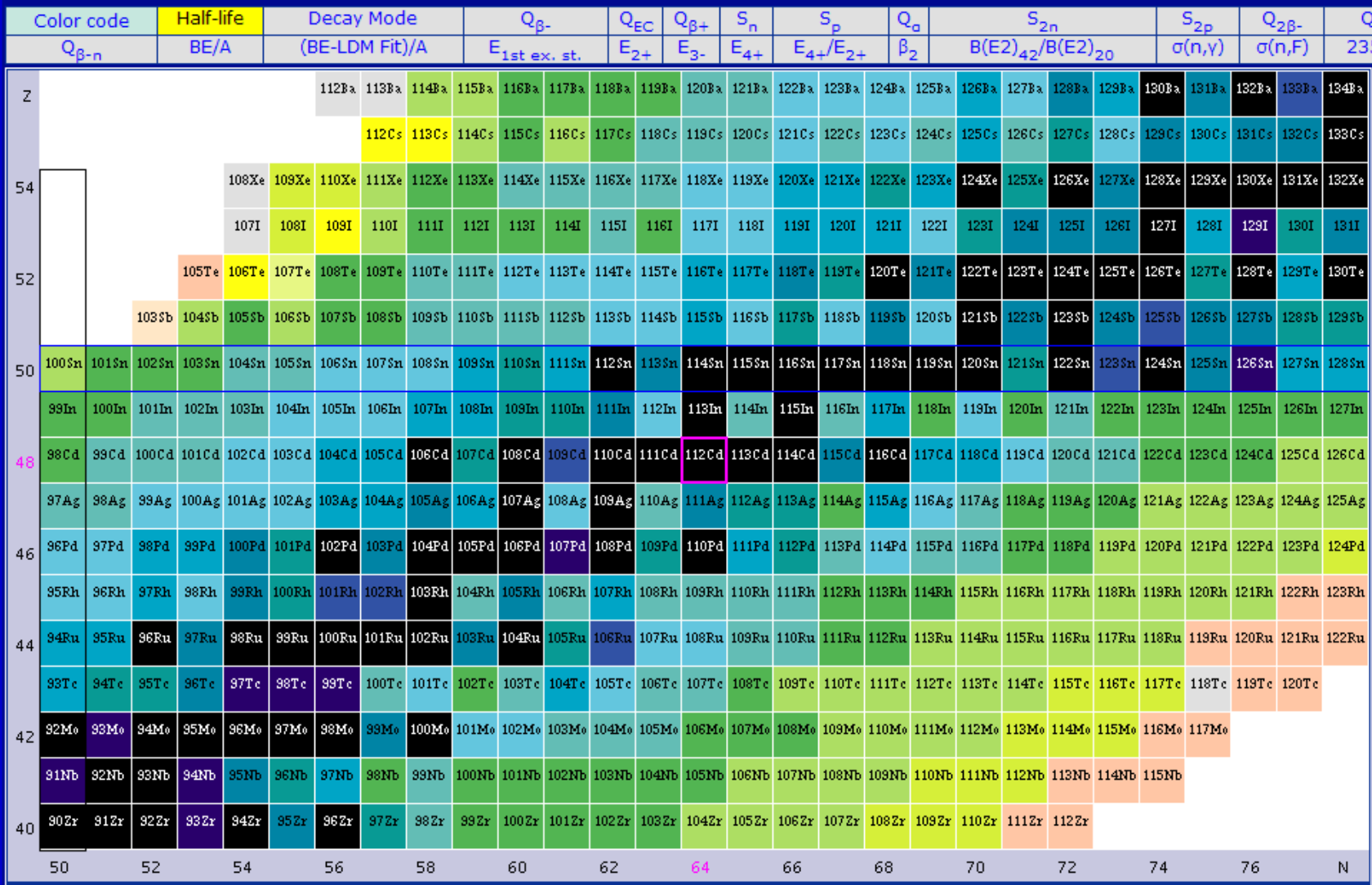
Generelle egenskaper

- For små A finner vi tilnærmet $N = Z$. For større A , vil det være nøytronoverskudd.
- De fleste kjerner har like antall protoner og nøytroner, såkalt like-like kjerner. Like-odde kjerner forekommer sjeldnere og av odde-odde kjerner finnes det bare 4, eks. ${}^4\text{He}$. Dette skyldes par-kraften.
- Halveringstiden øker med avstanden fra β -stabilitetslinjen.
- Kjernen er spesielt stabil for noen spesielle proton- og nøytrontall, såkalte magiske tall med N og $Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82$ og 126 . De skyldes skall-strukturen: et fylt, lukket skall gir større stabilitet.



Chart of Nuclides

Click on a nucleus for information



Tooltips
 On
 Off

Zoom
 1
 2
 3
 4
 5
 6
 7

Uncertainty
 NDS
 Standard

Screen Size
 Narrow
 Wide

Nucleus

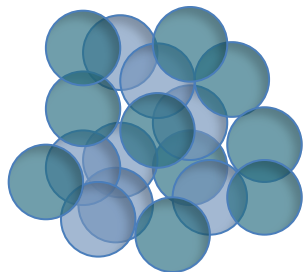
Seconds

- > 10+15
- 10+10
- 10+07
- 10+05
- 10+04
- 10+03
- 10+02
- 10+01
- 10+00
- 10-01
- 10-02
- 10-03
- 10-04
- 10-05
- 10-06
- 10-07
- 10-15
- < 10-15
- unknown

Search options:
 Levels and Gammas
 Nuclear Wallet Cards
 Decay Radiation
 Help - Glossary

Kilde: National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory

Se: <http://www.nndc.bnl.gov/>



Semiempirisk masseformel og bindingsenergi

$$M(A, Z)c^2 = Zm_p c^2 + Nm_n c^2 - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{(Z - N)^2}{A} + a_4 \frac{Z(Z - 1)}{A^{1/3}} + \frac{d}{A^{3/4}},$$

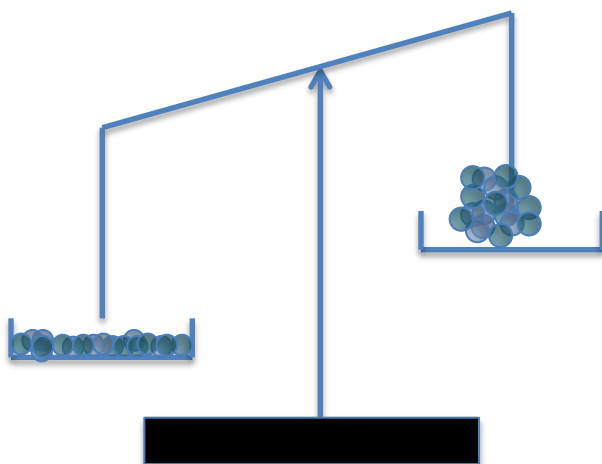
der $a_1 = 15.56 \text{ MeV}$, $a_2 = 17.23 \text{ MeV}$, $a_3 = 23.19 \text{ MeV}$, $a_4 = 0.71 \text{ MeV}$ og $a_5 = 33.5 \text{ MeV}$

Par-krefter:

$d = -a_5$ for både N og Z like

$d = 0$ for N eller Z like

$d = +a_5$ for både N og Z ulike



Bindingsenergi per nukleon

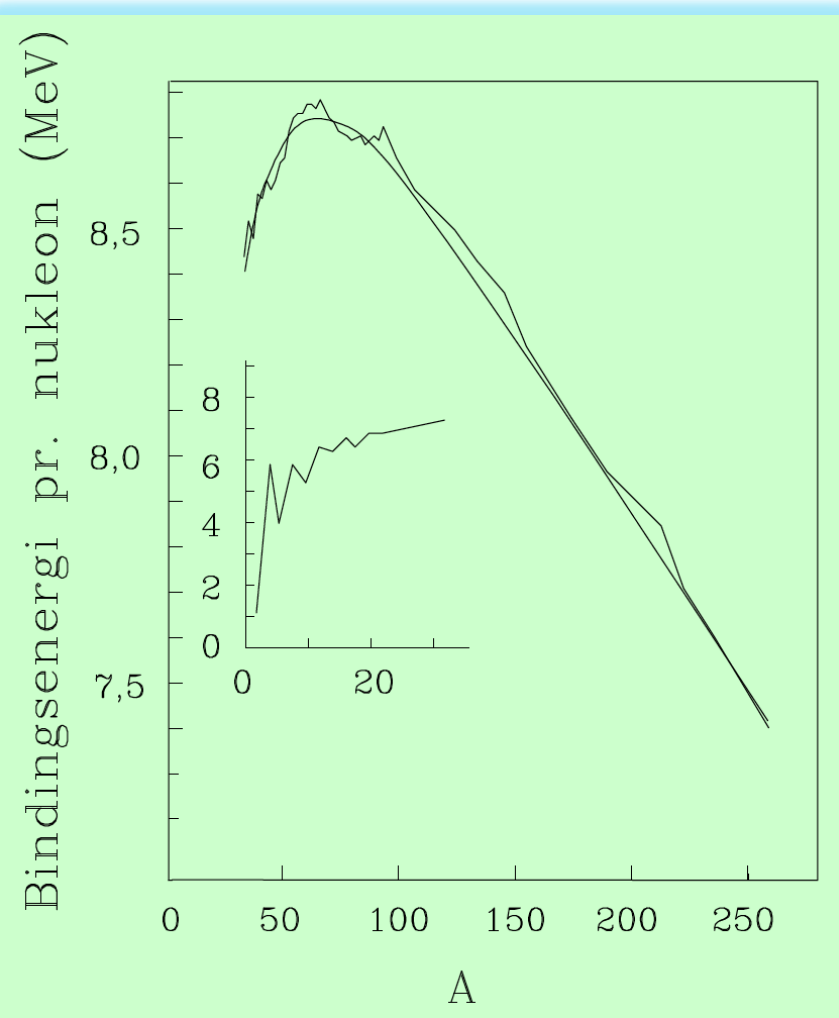
$$B(A) = B(A, Z_{\max})$$

$$B(A, Z) = (Zm_p + Nm_n - M(A, Z))c^2 / A$$

$$= a_1 - \frac{a_2}{A^{1/3}} + a_3 \frac{(2Z - A)^2}{A^2} + a_4 \frac{Z(Z - 1)}{A^{4/3}} + \frac{d}{A^{7/4}}$$

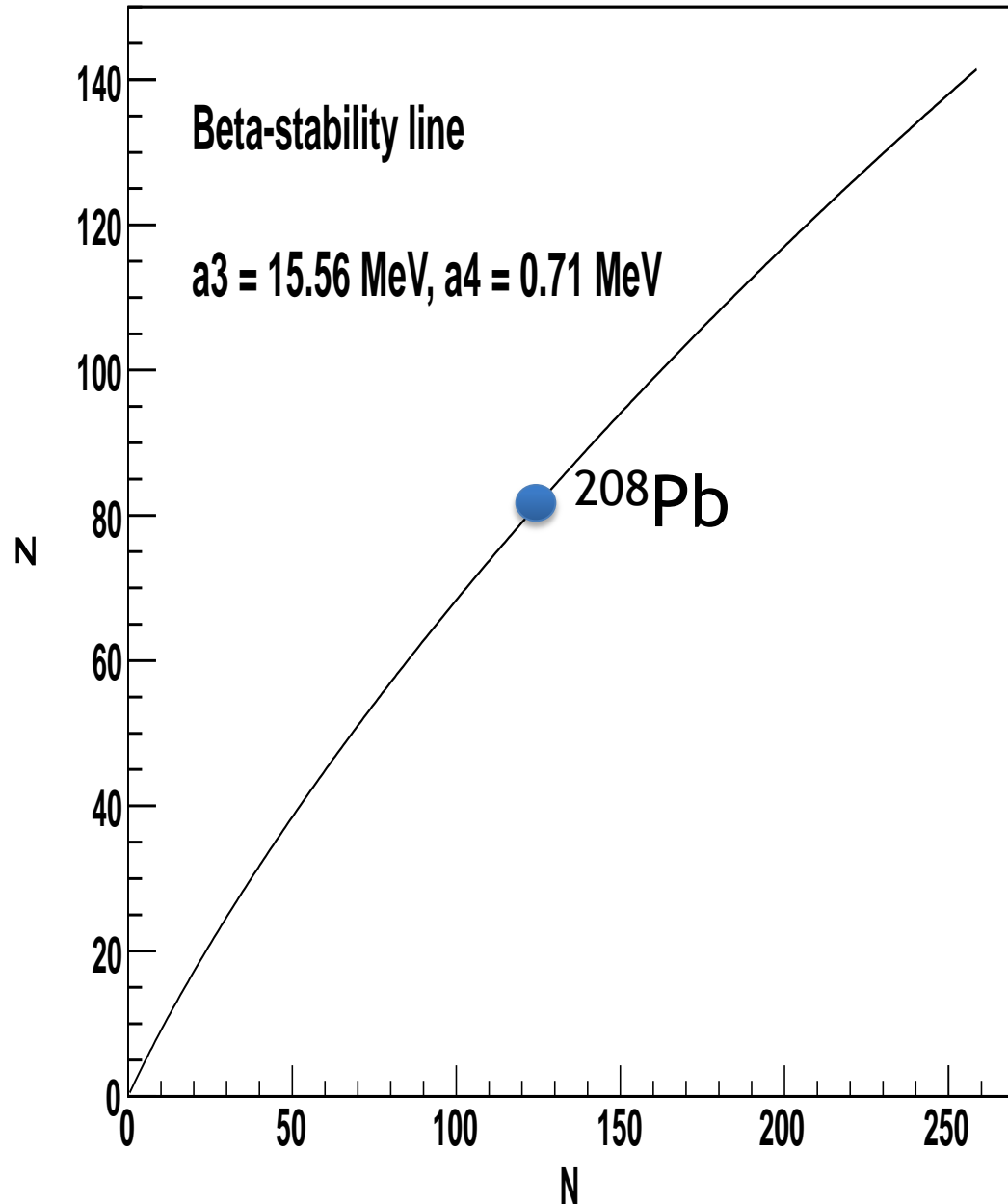
$$\frac{d}{dZ} B(A, Z) = 2a_3 \frac{2Z - A}{A^2} + a_4 \frac{2Z - 1}{A^{4/3}} = 0$$

$$Z_{\max} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{A - 1}{1 + \frac{a_4}{4a_3} A^{2/3}} \right]$$



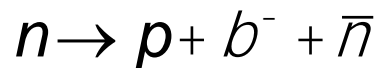
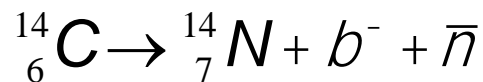
Modell for β -stabilitetslinjen

$$Z_{\max} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{A-1}{1 + \frac{a_4}{4a_3} A^{2/3}} \right) \quad \text{og} \quad N_{\max} = A - Z_{\max}.$$

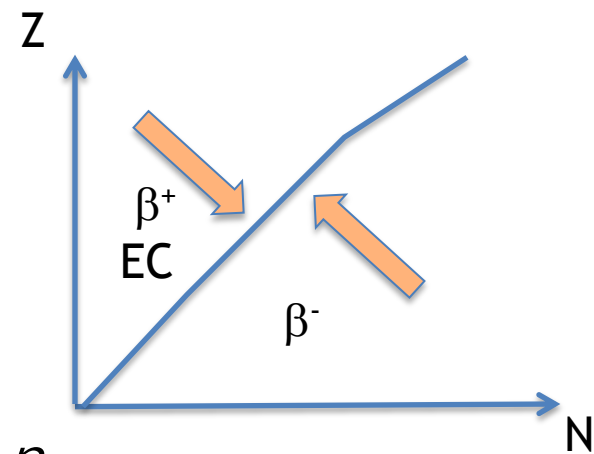


Radioaktivitet

Isotoper langt vekk fra β -stabilitetslinjen desintegrerer ved å sende ut ett eller flere nukleoner, gjerne en α -partikkel. Nærmere stabilitetslinjen er det vanligst at nøytroner \rightarrow protoner, eller omvendt, såkalt β -decay. Nøytronoverskudd gir β^- -decay :



Protonoverskudd gir enten β^+ -decay eller elektron innfangning :



Halveringstid

Radioaktiv desintegrasjon er en stokastisk prosess, bare avhengig av tidsrommet vi måler, og ikke avhengig av hvor lenge kjernen har eksistert

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \text{ der } \lambda \text{ desintegrasjonskonstanten.}$$

$$\text{Aktiviteten er } A = \left| \frac{dN}{dt} \right|, \text{ og måles i Bq.}$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \text{ der } N_0 \text{ er antall kjerner som ikke har desintegrert ved } t = 0.$$

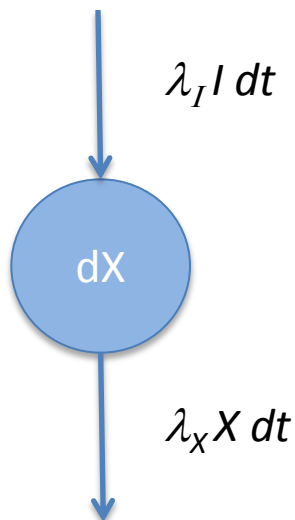
Merk: A er antall/s og må relateres til masse / volum:
Bq/kg, Bq/m³ osv.

$$\text{Midlere levetid er } \bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} t N(t) dt}{\int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{1}{\lambda}$$

FYS 3320 Halvveringstid er $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0.6931 \times \bar{t}$, som er gitt ved den tid som gir at: $N(t = T_{1/2}) = N_0 / 2$.
2013.03.11

Xenon-forgiftning

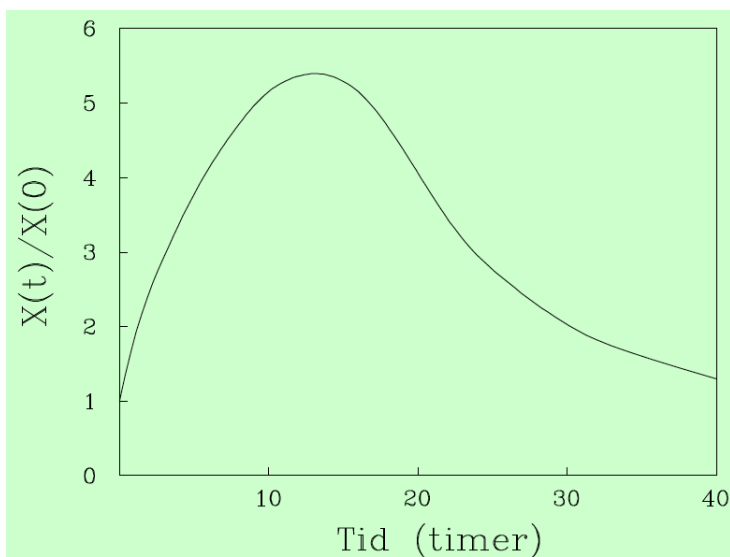
Radioaktiv kjede gir forgiftning av fisjonsreaktor:



$$dX = -\lambda_X X dt + \lambda_I I dt = -\lambda_X X dt + \lambda_I I_0 e^{-\lambda_I t} dt$$

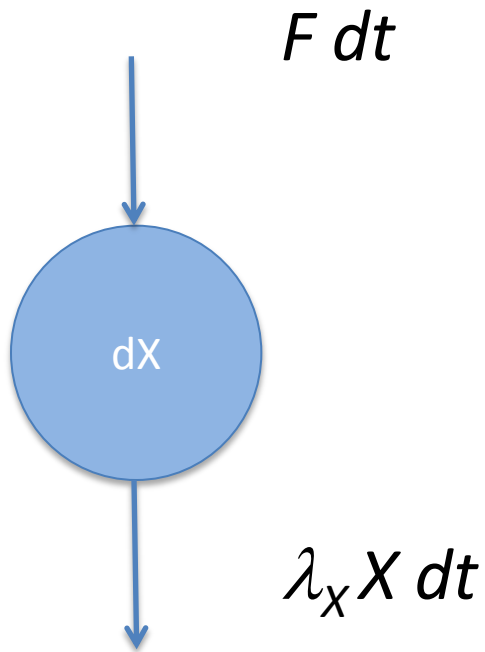
$$X(t=0) = X_0 \quad \text{D}$$

$$X(t) = \frac{\lambda_I I_0}{\lambda_X - \lambda_I} \left(e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_X t} \right) + X_0 e^{-\lambda_X t}.$$



Produksjon

I en atomreaktor dannes F antall X kjerner per tidsenhet



$$dX = F dt - \lambda_X X dt \quad \text{D}$$

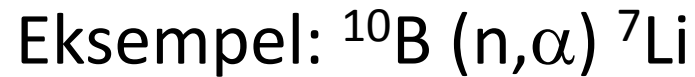
$$X(t) = \frac{F}{\lambda_X} \left(1 - e^{-\lambda_X t} \right)$$

$$t \gg 1 / \lambda_X \quad \text{D}$$

$$X_{\text{st}} = \frac{F}{\lambda_X}$$

Kjernereaksjoner

En kjernereaksjon består ofte av lette og tunge partikler, som man bruker liten/stor bokstav for. Man "skyter" gjerne med en lett partikkel mot et tungt stasjonært target:



Konserveringslover:

- Nukleontallet er bevart
- Ladningen er bevart
- Energien (inklusive masser) er bevart
- Bevegelsesmengde (impuls p) og bevegelsesmengdemoment (spinn l) er bevart

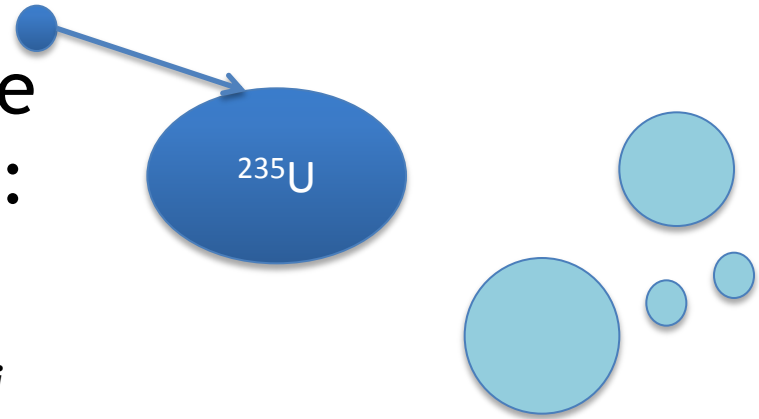
Q-verdi

Energiregnskapet krever:

$$T_i + M_a + M_A = T_f + M_b + M_B$$

og Q-verdien er hvor mye masse som går over til kinetisk energi:

$$Q = M_a + M_A - (M_b + M_B) = T_f - T_i$$



Eksempel: Nøytronindusert fisjon av ^{235}U gir 200 MeV



Q-value Calculator (QCalc)

Reaction Q-values for $^{108}\text{Pd} + ^3\text{He}$

Reaction Products	Q-value (keV)	Threshold (keV)
$^{107}\text{Pd} + ^4\text{He}$	11349.58 5.22	0.0 0.0

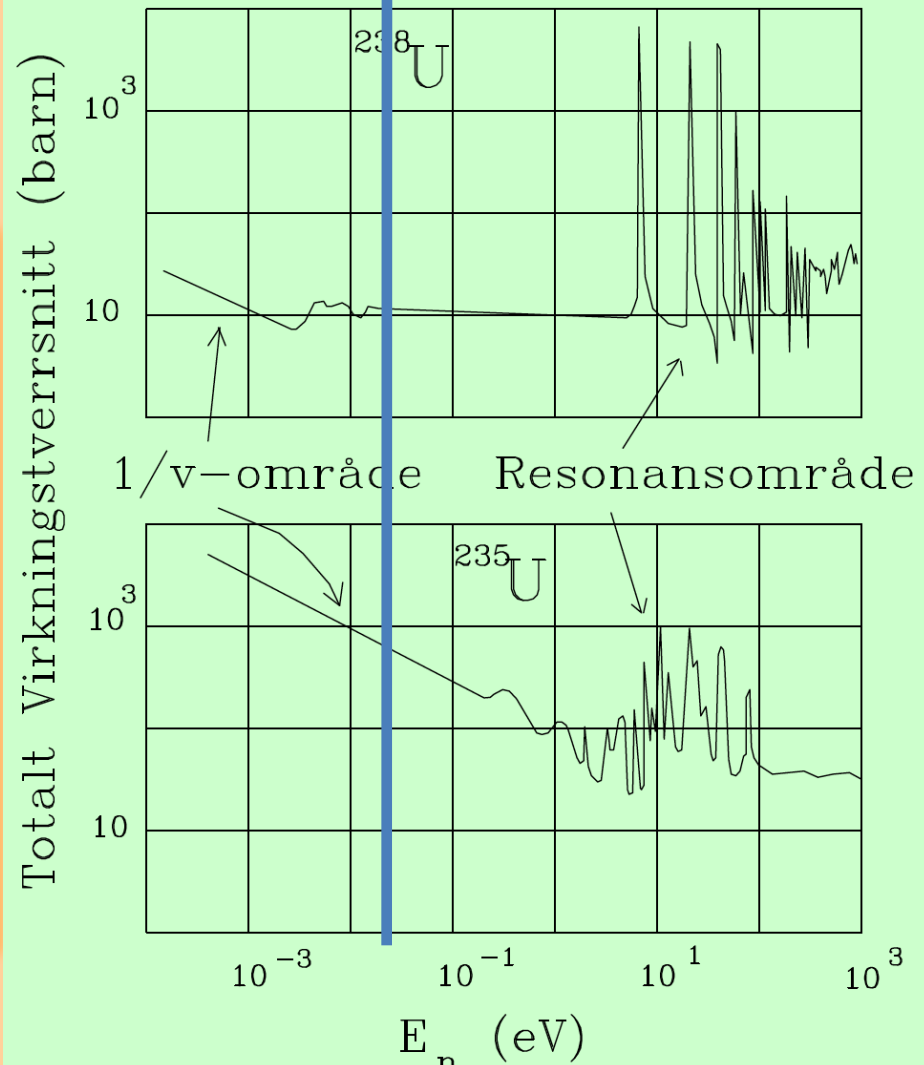
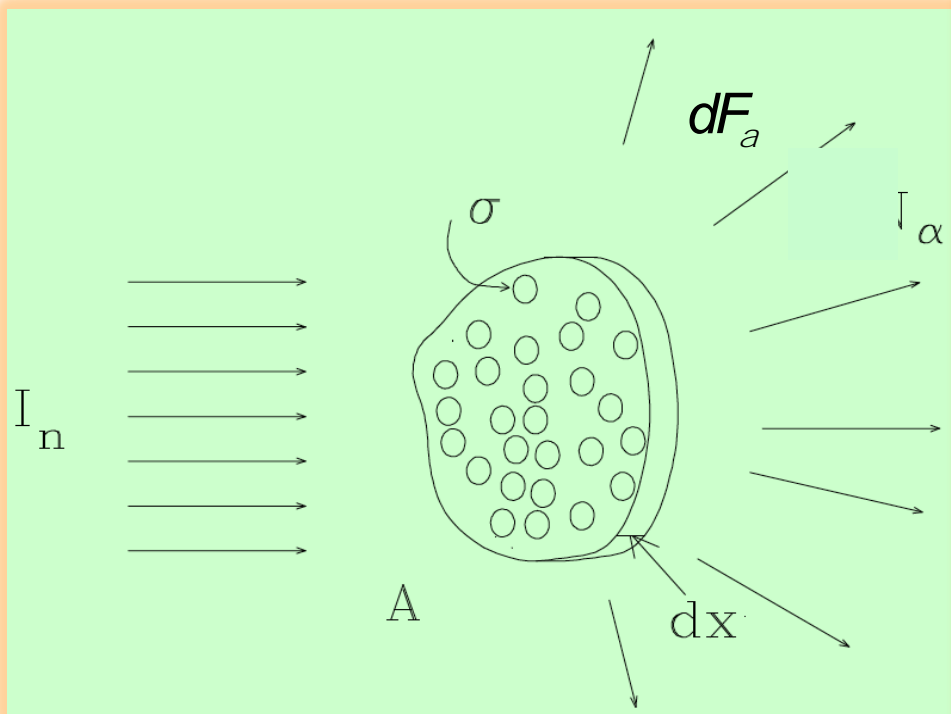
Virkningstverrsnitt

Virkningstverrsnittet er et areal, som gir sannsynligheten for reaksjon

$$dF_a = A I_n \frac{S N A dx}{A} = N S I_n dV$$

Måles i barn# = 10^{-28} m^2

*termiske
nøytroner
0.025 eV*



"It's big as a barn!"

Makroskopisk virkningstverrsnitt Σ

Vi ganger opp virkningstverrsnittet for en reaksjon med tettheten N (kjerner per m^3), altså $\Sigma = N \sigma$. Videre setter vi

$$dF_{\alpha} = -A dl_n.$$

$$dF_a = A I_n \frac{S N A dx}{A} = N S I_n dV \quad \text{og} \quad -A dl_n = N S I_n dV \quad \text{og} \quad dl_n = -S I_n dV / A = -S I_n dx$$

Dette gir $I_n = I_0 e^{-Sx}$.

En blanding av atomer gir:

$$S = \sum_i \sigma_i N_i$$

Midlere fri veilengde blir:

$$d = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-Sx} dx}{\int_0^{\infty} e^{-Sx} dx} = \frac{1}{S}, \text{ og sannsynlighet for hvert bidrag er } P_i = \frac{S_i}{S}$$

Fluks og reaksjonsrate (I)

Reaksjonsraten for nøytroner med energi E , avhenger av midlere fri veilengde d : $d(E) = 1/\Sigma(E)$,

der Σ er den midlere makroskopiske virkningstverrsnitt for alle reaksjoner og materialer i reaktorkjernen. Hvis nøytronene har fart v , får vi:

$$t = \frac{d}{v} = \frac{1}{v \times \Sigma(E)}.$$

Anta det er en andel av nøytronene med energi $f(E)$, så blir reaksjonsraten:

$$R(E) = f(E) \frac{1}{t} = f(E) \times v \times \Sigma(E) = \hat{f}(E) \Sigma(E), \text{ der partikkelflukstettheten er:}$$

$$\hat{f}(E) = v f(E) = \sqrt{\frac{2E}{m}} f(E) \text{ i det ikke-relativistiske tilfelle.}$$

Den totale fluks summert over alle energier er:

$$F = \int_0^{\infty} f(E) dE.$$

Fluks og reaksjonsrate (II)

Den totale reaksjonsrate er tilsvarende:

$$F = \int_0^{\infty} R(E) dE = \int_0^{\infty} S(E) f(E) dE.$$

Typisk nøytronfluks i en reaktor er $10^{13} - 10^{15}$ nøytroner/m²s. Nøytronene er gjerne Maxwells-fordelt i fart. I 3D-rom blir:

$$f_M(v) = n \sqrt{\frac{2}{\rho}} v^2 e^{-mv^2/2kT} \text{ eller } f_M(E) = \frac{\rho n}{(\rho kT)^{3/2}} \sqrt{E} e^{-E/kT} \text{ som gir:}$$

$$f_M(E) = v f_M(v) = \frac{\rho n}{(\rho kT)^{3/2}} \sqrt{E} e^{-E/kT} = \frac{\rho n}{(\rho kT)^{3/2}} \frac{2E}{m} e^{-E/kT}.$$

Nøytroninduserte reaksjoner

Nøytroner er spesielt viktige i energisammenheng:

- ladningsnøytrale
- høy fluks
- fisjon: (n, γ) , (n, n') , $(n, 2n)$, (n, α) , ... $\cdot = (n, \text{abs})$
- fusjon: (d, t) gir hurtige nøytroner til ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}){}^4\text{He}$

Nøytroner ved romtemperatur = 290 K kalles *termiske*. De har en fart på 2200 m/s, energi 0.025 eV. Virkningstverrsnittet er proporsjonalt med v^{-1} .

Reaksjonen (n, α) skjer på komponenter i rustfritt stål, som Fe, Cr og Ni.

FYS 3320 Fysikk og energiressurser (kap. 5)

Vår 2013

Fisjon og kjernekraftverk



Første fisjonsreaktor 1954,
Obninsk, USSR

- 440 reaktorer i drift (2010)
- 60 under bygging
- 150 under planlegging
- 340 er foreslått

Installert effekt på 376 GW_e
= 10% av total el-effekt, 14%
av produsert el-energi.

Brenselssyklusen:

- bryting av malm
- reaktordrift
- brukt brensel og avfallsdeponering

Tsjernobylulykken (1986) satte stopper i 20 år for videre utbygging. Jordskjelv og Tsunami i Fukushima (2011).

Fisjon

Spontan fisjon:

Eneste naturlig forekommende

er ^{235}U , ^{238}U . Tyngre kjerner fisjonerer også spontant, men finnes ikke i naturen pga kort halveringstid.

Indusert:

I laboratoriet og i reaktorer.

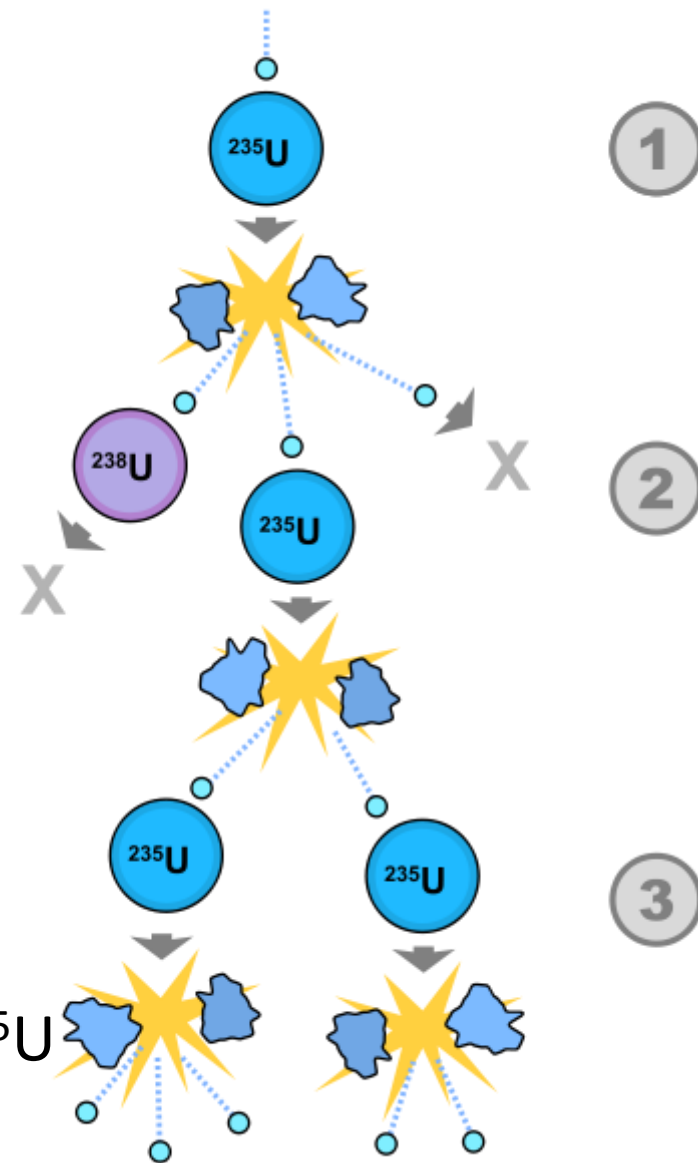
Nøytronindusert fisjon er vanligst

Kjedereaksjon:

- Tilstrekkelig virkningstverrsnitt
- Nok fisjonsnøytroner slik at minst ett nøytron kan gi ny fisjon

Tilstrekkelig kvanta fissile kjerner ^{233}U , ^{235}U (0.72%) og ^{39}Pu

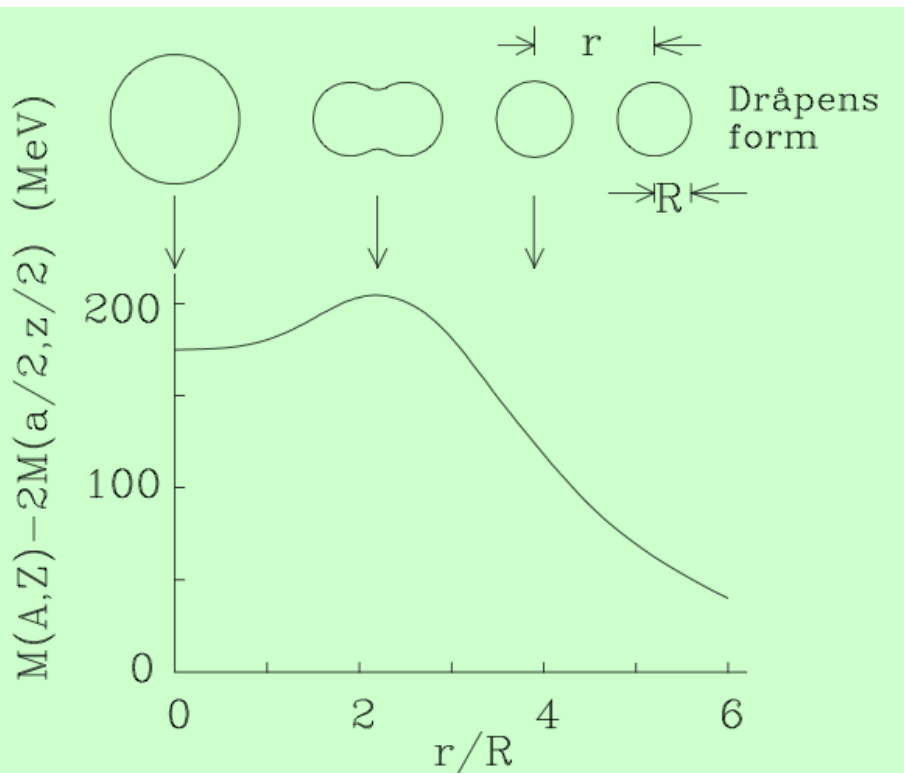
Fertile kjerner: ^{233}U og ^{239}Pu lages ved nøytroninnfangning i hhv ^{232}Th og ^{238}U



Fisjonsbarrièren

Deformasjon medfører:

- Overflaten blir større, a_2 øker
- Coulomb-leddet blir mindre, a_4 minker



Fra masseformelen vil det være fordelaktig å dele kjerner med $A > 80$. Men dette gjelder bare de tyngste kjernene. Kjernene kan ha stabil deformasjon for $Z^2/A < 50$. Det gjelder de fleste kjerner langs betastabilitetslinjen:

$$Z^2/A \quad ({}^{12}\text{C}) = 3$$

$$Z^2/A \quad ({}^{57}\text{Fe}) = 12$$

$$Z^2/A \quad ({}^{162}\text{Dy}) = 27$$

$$Z^2/A \quad ({}^{238}\text{U}) = 36,$$

${}^{238}\text{U}$ lever ca 10^{16} år, det er tunneling som gir fisjon.

Spontan fisjon skjer for $Z^2/A > 50$.

Like-like kjerner fisjonerer raskest, pga par-kraft, som gir høy eksitasjonsenergi.

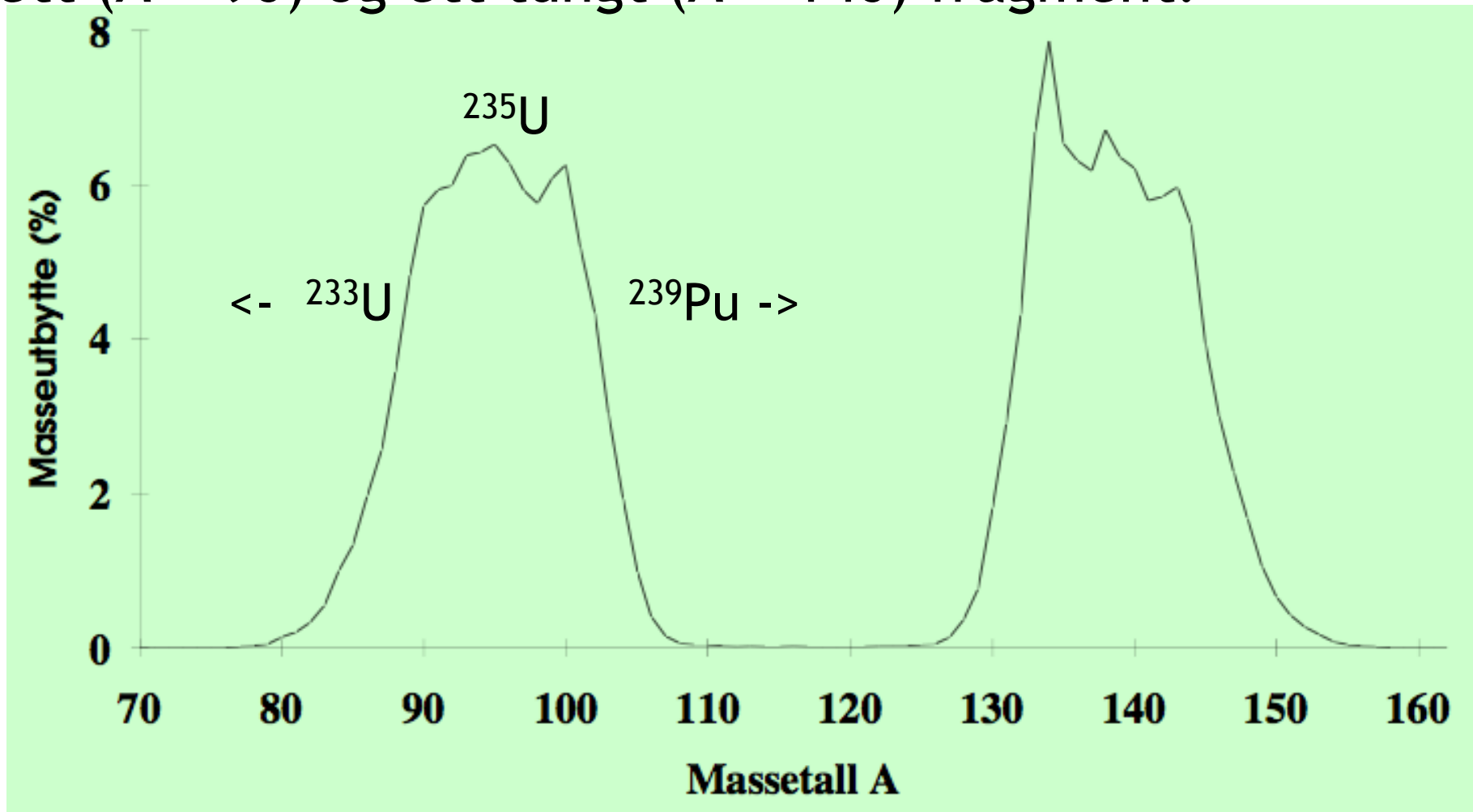
Frigjort energi

$$Q = M(A, Z) - 2M\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right) \gg a_2 \left(1 - 2^{1/3}\right) A^{2/3} + a_4 \left(1 - \frac{1}{2^{2/3}}\right) \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad \text{D} \quad Q(^{235}\text{U}) = 180 \text{ MeV}$$

Kilde	Frigjort energi MeV	Gjenvunnet energi MeV
Fisjons-fragmentenes kinetiske energi	168	168
Radioaktivitet fra fisjonsproduktene:		
β	8	8
γ	7	7
nøytrino	12	0
Prompte γ -stråling	7	7
Fisjonsnøytronenes kinetiske energi	5	5
γ -stråling etter n-innfanging i andre kjerner i reaktoren	–	3–12
Sum	207	198 – 207

Fisjonsfragmentene

Ved spontan og nøytronindusert fisjon ved lave energier, blir massefordelingen asymmetrisk med ett lett ($A \sim 90$) og ett tungt ($A \sim 140$) fragment.

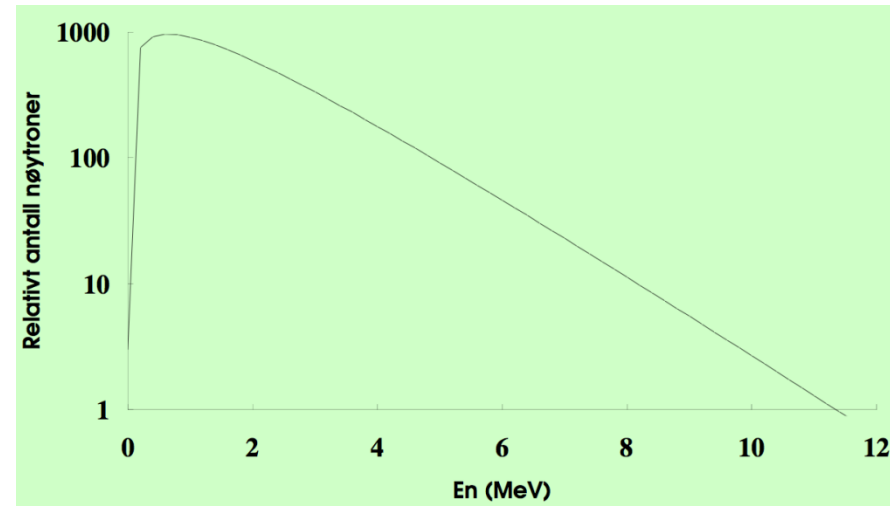


Fisjonsnøytroner

Prompte nøytroner:

Fisjonen tar "lang" tid 10^{-14} s. Så sendes nøytroner ut meget raskt 10^{-17} s. Antallet avhenger av innkommende nøytronenergi: $\nu(E_n) = \nu_0 + c_E E_n$

Fissil kjerne	ν_0	c_E [MeV ⁻¹]
²³³ U	2,50	0,115
²³⁵ U	2,43	0,135
²³⁹ Pu	2,90	0,111



Forsinkede nøytroner: fragmentene desintegrerer ved β -decay, for ²³⁵U:

55.7s	250 keV	0.0215%
22.7s	560 keV	0.1424%
6.2s	405 keV	0.1274%
2.3s	-	0.2568%
0.6s	-	0.0748%
0.2s	-	0.0273%

Fissil kjerne	% fra termisk fisjon
²³³ U	0,26
²³⁵ U	0,65
²³⁹ Pu	0,21

En ²³⁵U - fyrt reaktor er lettest å kontrollere.

Reaktorfysikk

Normalt opprettholdes kjedereaksjonen ved neste generasjons prompte og forsinkede nøytroner. Altså må hver fisjon gi opphav til en ny fisjon.

Kritisk reaktor: like mange nøytroner i hver generasjon

Umoderert: Nøytronenergi ca 2 MeV gir virkningstverrsnitt 5 barn

Moderert: Termiske nøytroner 0.1 eV gir 500 barn

Termisk reaktor: Moderatoren ligger mellom brenselementene. Nøytronene kjøles ned ved elastiske støt. Ønskes minst mulig innfangning.

Hurtig reaktor: Brider gir flere nøytroner til overs, som kan brukes til å lage *fissile* kjerner: ^{239}Pu og ^{233}U fra de *fertile* kjernene: ^{238}U og ^{232}Th .

Brennstoff: Homogent eller heterogent reaktorbrensel

Nøytronbalansen

Nøytronmultiplikasjonsfaktoren:

$$k = \frac{\text{antall } n \text{ dannet i tidsintervallet } Dt \text{ fra } t_0}{\text{antall } n \text{ dannet i tidsintervallet } Dt \text{ fra } t_0 - Dt}$$

der Δt kalles generasjonstiden.

Reaktorens tilstand karakteriseres vha k :

- $k < 1$ Underkritisk og nøytronfluksen avtar
- $k = 1$ Kritisk og nøytronfluksen er konstant
- $k > 1$ Overkritisk og nøytronfluksen øker

Nøytronene kan mistes ved absorpsjon eller lekkasje:

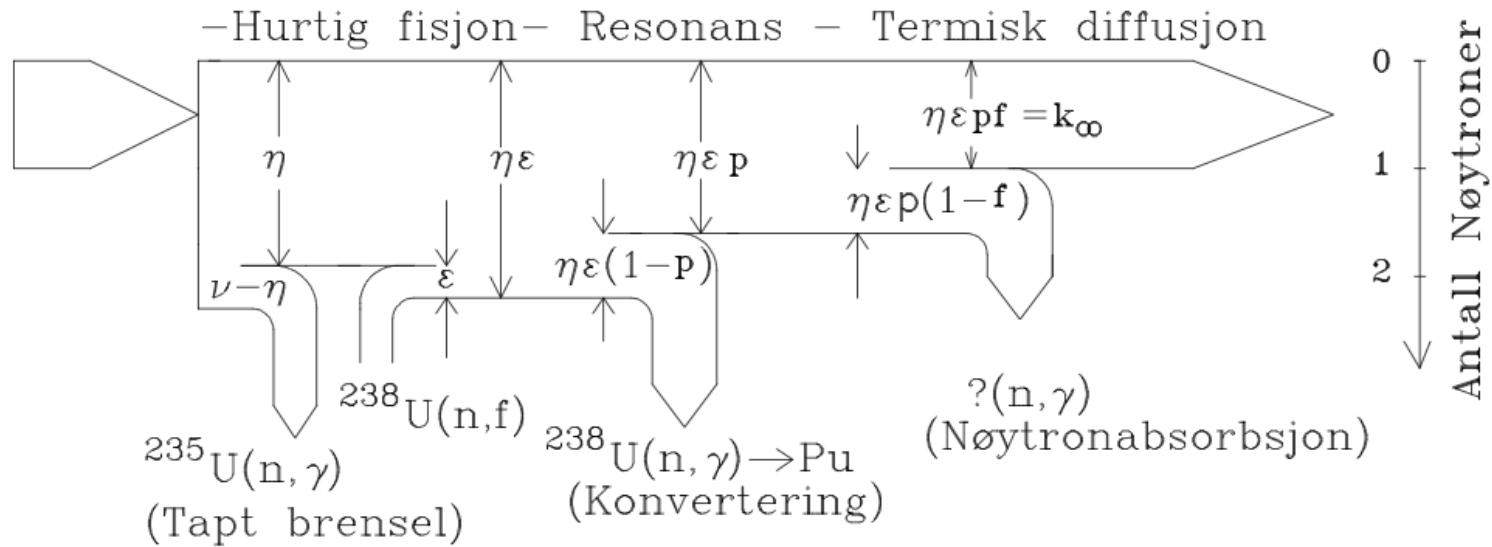
$k = k_{\neq} P$, der $k_{\neq} > 1$ og $P < 1$ hvis vi ønsker $k = 1$.

k_{\neq} avhenger av brensel, moderator, kjølemedium, konstruksjonsmateriale

P er non-leakage propability

4-faktor formelen

$$k_{\neq} = h \times e \times p \times f$$



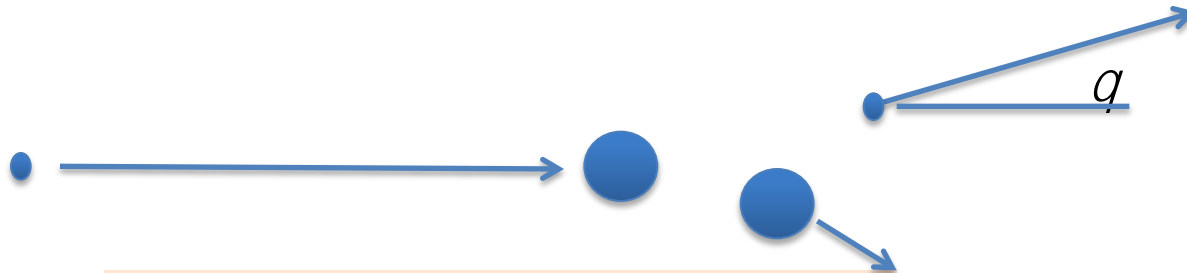
h En fisjon gir ν nye nøytroner, men noe absorberes i ^{235}U , som gir η . Vi har $\eta = 2.287, 2.068$ og 2.108 for $^{233}\text{U}, ^{235}\text{U}$ og ^{239}Pu .

e Hurtig fisjonsfaktor på $1.02 - 1.08$ i ^{238}U , gir effektiv formering.

p Sannsynlighet for at resonansinnfangning ikke skjer.

f Termisk nyttefaktor, $1 - f$ absorberes i kjølemediet og brensel.

Nøytron-nedbremsing



$$\frac{DE}{E} = -\frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos q)$$

$$-\frac{4A}{(1+A)^2} \leq \frac{DE}{E} \leq 0$$

For en god moderatør bør targetkjernen være lettest mulig, f.eks. proton. Da kan nøytronet miste all energi. Mot uran mister nøytronet maksimum 1.7% av dets energi.

Midlere energitap og nedbremsingstid

Vi antar alle spredningsvinkler er like sannsynlige. Da er: $\langle \cos \vartheta \rangle = 0$

$$\frac{d}{dE} \ln E = \frac{1}{E} \Rightarrow X = \frac{DE}{E} \equiv -\langle D \ln E \rangle \Rightarrow X \approx \frac{2}{A+2} \text{ når } A^2 \gg 1$$

I en tid dt vil nøytronet spres $\Sigma_s v dt$ ganger, som gir relativt energitap:

$$\frac{dE}{E} = -X S_s v dt$$

Tiden dt kan uttrykkes ved å utvikle:

$$E = \frac{1}{2} m v^2 \quad \triangleright \quad dE = m v dv \quad \triangleright \quad dt = -\frac{2}{S_s X} \frac{dv}{v^2}$$

Dette gir midlere nedbremsningstid:

$$T_m = \int_0^{T_m} dt = -\frac{2}{S_s X} \int_{v_i}^{v_f} \frac{dv}{v^2} \gg \frac{2}{S_s X v_f}$$

Nøytronenes levetid

Etter nedbremsing til termiske energier, vil nøytronene diffundere rundt omkring til en nøytroninnfangning inntreffer. Dette kalles nøytrondiffusjon. Diffusjonstiden er gitt ved:

$$T_d = (\mathbf{v}_f \Sigma_{\text{abs}})^{-1}$$

Tabellen under viser at midlere nedbremsningstid er mye kortere enn diffusjonstiden, typisk 100 ganger raskere. Vi ser også at vann er en meget god moderator med $\Delta E/E = 92\%$.

Moderator	Σ_s [cm^{-1}]	ξ	T_m [s]	T_d [s]
Vann	1,40	0,920	$7,1 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$
Tungtvann	0,35	0,509	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$
Beryllium	0,75	0,209	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$
Grafitt	0,41	0,158	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$

Prompte kritisk

Hvis reaktoren er kritisk på de prompte nøytroner, kalles reaktoren prompte kritisk. Anta at den gjennomsnittlige prompte nøytrongenerasjonstiden betegnes T_p , da blir:

$$kF(t) = F(t + T_p) \approx F(t) + \frac{dF(t)}{dt} T_p \Rightarrow \frac{dF(t)}{dt} = \frac{k-1}{T_p} F(t) = T_0^{-1} F(t)$$

Her er T_0 reaktorperioden. Fluksen er konstant når $k=1$, og reaktorperioden blir uendelig lang.

Generelt blir løsningen: $F(t) = F(0)e^{t/T_0}$

som ved små t , går som: $F(t) = F(0) \left(1 + \frac{t}{T_0} \right)$

Reaktivitet

En liten andel β er forsinkede nøytroner. De prompte og forsinkede nøytronene bidrar til k -verdien, som kan skrives som:

$$k = (1 - \beta)k + \beta k$$

prompte

forsinkede

I en prompte kritisk reaktor er $(1 - \beta)k = 1$, som gir $\beta = (k - 1)/k$.
Vi definerer reaktiviteten som:

$$r = (k - 1) / k$$

For $r = 1$, så er $r = \beta$, og reaktoren er prompte kritisk.

For $r = 0$, så er reaktoren kritisk

For $r < 0$, så er reaktoren underkritisk

For $r > 0$, så er reaktoren overkritisk

^{239}Pu har bare 0.21% forsinkede nøytroner, slik at det er liten forskjell mellom kritisk og prompte kritisk.

Forsinkede nøytroner (I)

De forsinkede nøytronene kan endre reaktorperioden T_0 dramatisk, som gjør at reaktoren lettere kan kontrolleres. Hvis reaktiviteten økes litt over 0, så vil vi få en momentan fluksøkning pga de prompte nøytronene, og en langsom økning pga de forsinkede nøytronene. Disse to komponentene spiller sammen, og vi antar nå en enkel reaktor modell; homogen og uendelig stor. Tettheten av termiske nøytroner skrives som:

$\frac{\partial n_T}{\partial t} = S - A$, som er differansen mellom produksjon og absorpsjon.

$A = S_a F$ og $S = S_p + S_f$, med bidrag fra prompte nøytroner lik $S_p = (1 - \beta) k_{\infty} S_a F$.

Bidrag fra de forsinkede nøytronene er:

$S_f = \rho / C$, der

$\rho =$ er andel forsinkede nøytroner som ikke forsvinner ved nøytroninnfangning

$\lambda =$ er desintegrasjonskonstanten for fisjonsproduktene

$C =$ er tettheten av fisjonsfragmenter

Forsinkede nøytroner (II)

Vi utnytter likningene fra foregående slide, og at $\Phi = n_T v$. Da blir tidsutviklingen av nøytronfluksen og tettheten av fragmenter, som gir forsinkede nøytroner, beskrevet ved:

$$\frac{1}{v} \frac{d\Phi}{dt} = (1 - b) k_{\neq} S_a F - S_a F + \rho / C$$

$$\frac{dC}{dt} = \frac{b k_{\neq} S_a F}{\rho} - C$$

I siste likning er 4-faktorformelen brukt for å innføre k -verdien i en uendelig stor reaktor. En litt slitsom utledning (tillegg B i boka) gir utfra disse to likningene:

$$F(t) \approx \frac{F_0}{b - r} e^{-\frac{b}{T_p} t} + b e^{\frac{r}{b} t}$$

der nøytrongenerasjonstiden er tilnærmet $T_p \approx T_d = \frac{1}{v S_a}$

og reaktiviteten er $r = (k_{\neq} - 1) / k_{\neq}$.

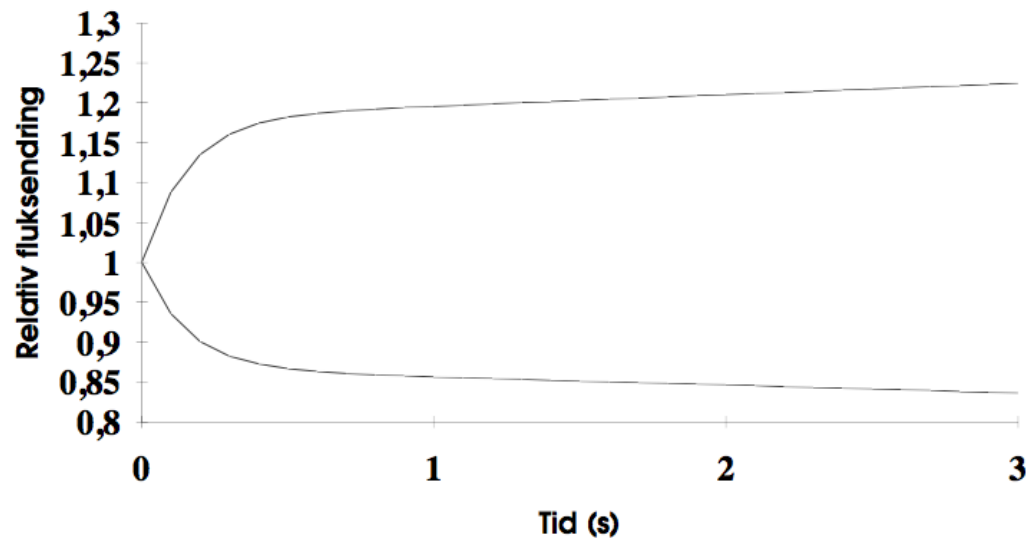
Fluksforløpet

Vi rekkeutvikler eksponentene og får for små t :

$$F(t) \approx F_0 \left(1 + \frac{r}{b-r} \frac{t}{T_p} + \frac{b}{T_p} \frac{t^2}{2} \right) \approx F_0 \left(1 + \frac{r}{T_p} \frac{t}{T_0} + \frac{t}{T_0} \right)$$

Fluksen er lineær i begynnelsen med stigning $\rho/T_p = 1/T_0$. Ved senere tider vil økningen avhenge av det langsomt stigende leddet $\exp(\lambda \rho t / \beta)$.

Figuren viser forløpet når $\rho = \pm 0.001$ ved $t = 0$ s, $\lambda = 0.0771/s$, $\beta = 0.0065$ og $T_d = 0.001$ s.



Definisjon av tider

T_m Midlere nedbremsningstid

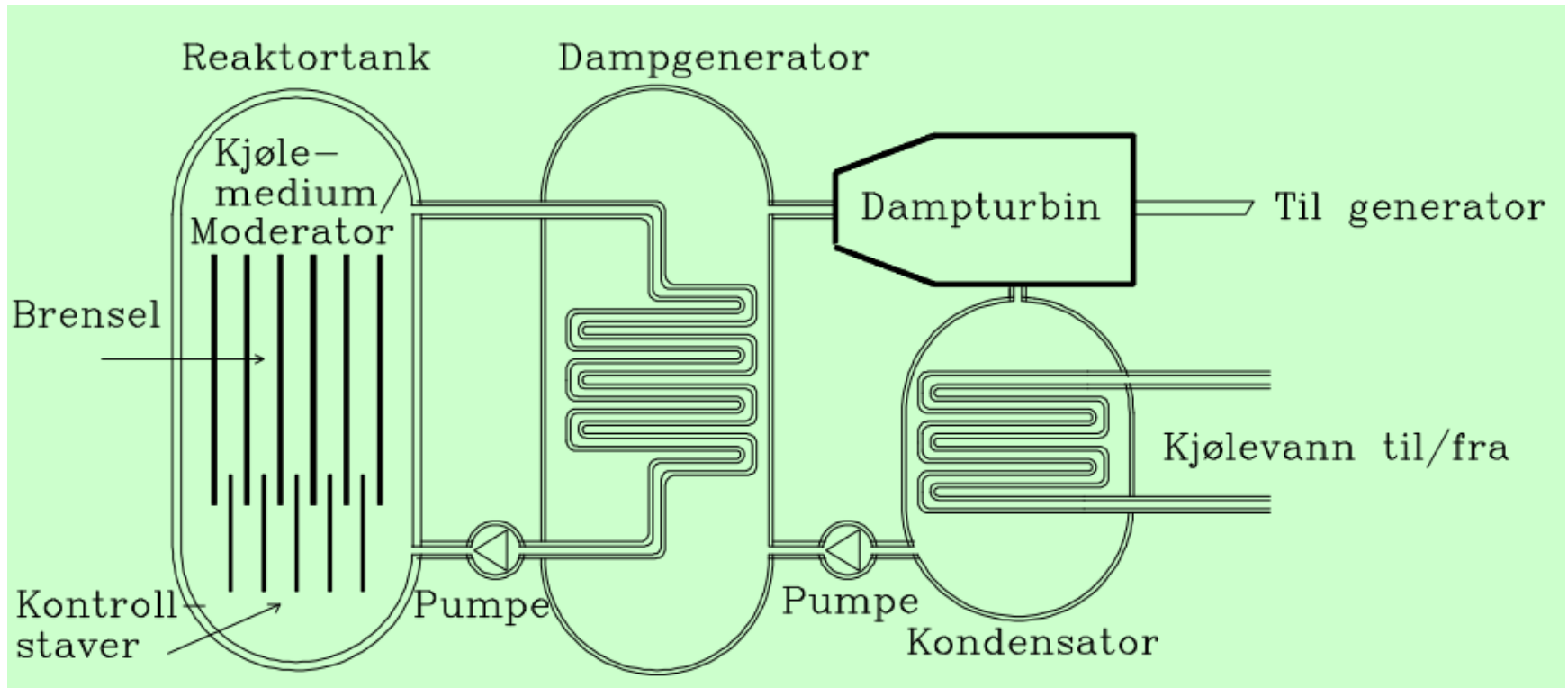
T_d Nøytrondiffusjonstiden

$T_p, \Delta t$ Nøytrongenerasjonstiden

T_0 Reaktorperioden

Reaktordrift

Under er det vist en trykkvannsreaktor (PWR). Denne har tre forskjellige kretsløp. I kokvannsreaktor (BWR) går damp fra reaktoren direkte til turbiner.



Termiske og hurtige reaktorer bygger på forskjellige prinsipper.

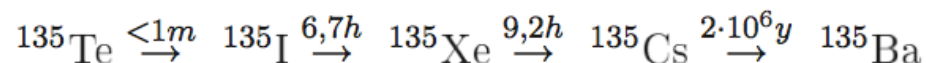
Reaktorkontroll

Reaktiviteten kan kontrolleres på forskjellige måter:

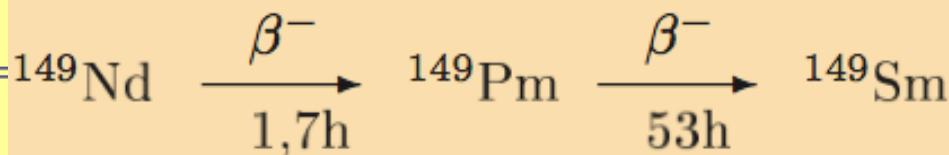
- endre brenselets posisjon
- variasjon av "teppet", dvs det fertile materialet i en brider
- tilsetting av nøytron-absorberende stoff til kjølemiddel/moderator
- nøytronabsorberende kontrollstaver

Kontrollstavene kan ha bor eller kadmium med høyt absorpsjonstverrsnitt. I kjølevannet kan det tilføres H_3BO_3 med ^{10}B som absorbator. Dette påvirker den termiske nyttefaktoren f .

Xenon har høyt absorpsjonstverrsnitt. Samarium dannes fra neodmium.



Isotop	$t_{1/2}$ s	Fisjonsutbytte kjerner pr. fisjon	σ barn
^{135}I	$2,73 \cdot 10^4$	0,06390	≈ 0
^{135}Xe	$3,30 \cdot 10^4$	0,00237	$3 \cdot 10^6$
^{149}Pm	$1,90 \cdot 10^5$	0,01071	$1,4 \cdot 10^3$
^{149}Sm	stabil	≈ 0	$5 \cdot 10^3$



Temperaturkoeffisient

Vi definerer temperaturkoeffisienten utfra reaktiviteten:

$$\alpha_T = d\rho/dT$$

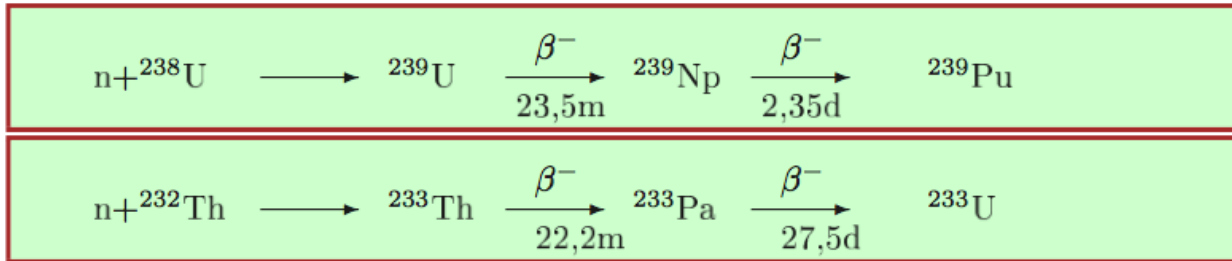
Det er to α 'er; en for brenselet, α_{prompt} , og en for moderator/kjølesystem.

I brenselet gir høyere temperatur større Doppler-forbredning. I praksis gir dette bredere resonanser og mer sannsynlig for nøytroninnfangning i ^{238}U . Resonanspassasjeparameteren p blir mindre, og reaktiviteten reduseres.

I Tsjernobylnreaktoren var $\alpha_{\text{prompt}} > 0$, som ga eksplosiv utvikling med store utslipp.

I kjølevannet bør også $\alpha_T < 0$. Ved utvidelse av kjølemediet vil noe væske fjernes fra reaktorkjernen, og f øker og dermed øker reaktiviteten. Men p kan bli mindre pga Dopplerforbredning.

Briding og avfall

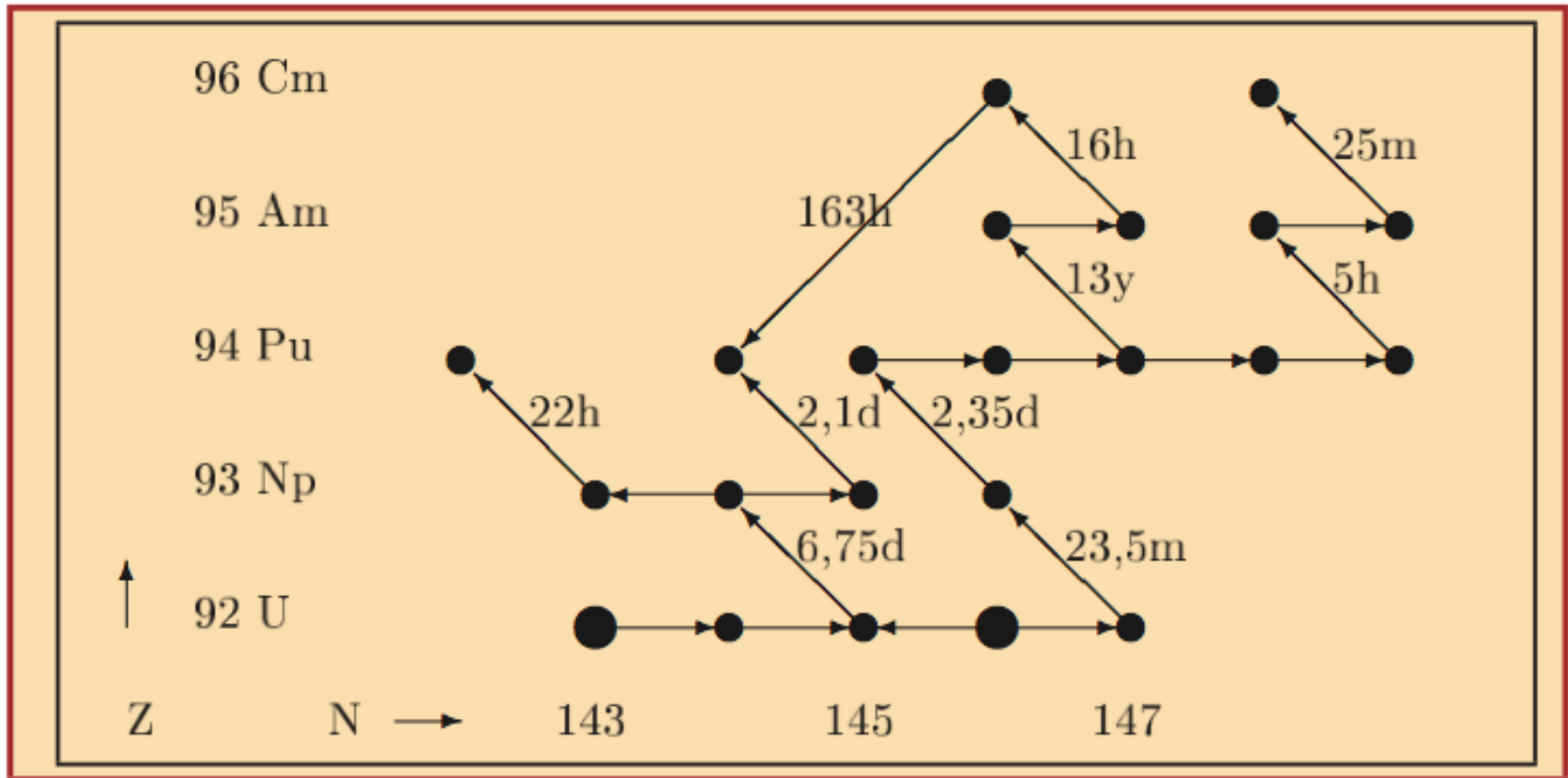


Dannelse av fissilt ${}^{239}\text{Pu}$ og ${}^{233}\text{U}$

Isotop	$t_{1/2}$ år	Ved uttak	
		10^{15}Bq	kg
${}^{237}\text{Np}$	2 100 000	0,66	25
${}^{238}\text{Pu}$	90	3300	5
${}^{239}\text{Pu}$	24 000	400	175
${}^{240}\text{Pu}$	6 600	600	71
${}^{241}\text{Pu}$	14	145 000	34
${}^{242}\text{Pu}$	387 000	1,7	11
${}^{241}\text{Am}$	450	160	1,3
${}^{243}\text{Am}$	7 400	21	3,0
${}^{242}\text{Cm}$	0,45	35 000	0,3
${}^{244}\text{Cm}$	18	3 100	1,0
	Sum:	185 000	327,6

Produksjon av transuraner
fra en 1000 MW_e
lettvannsreaktor

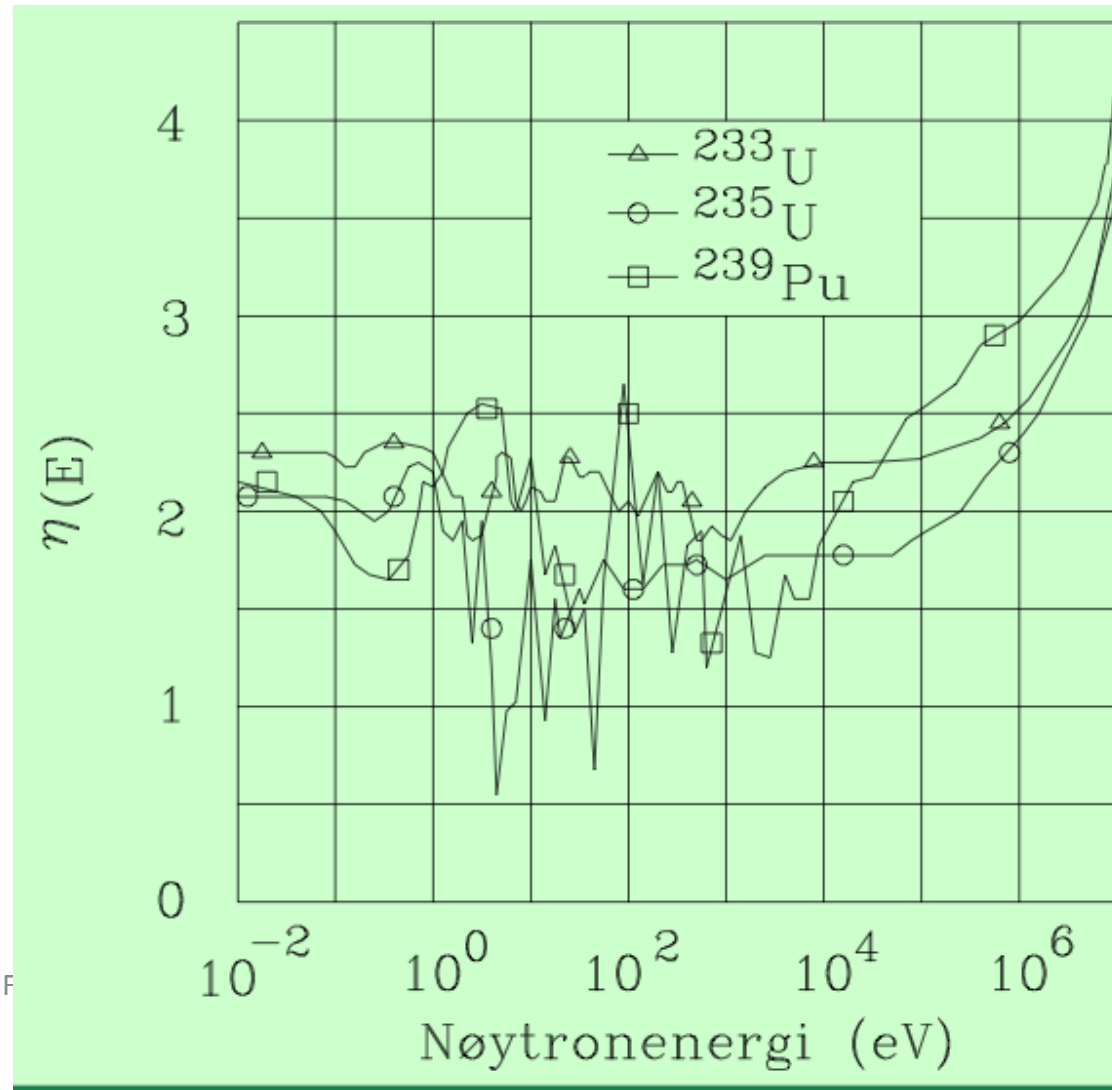
Konvertering og bridning



Figur 5.8: Kjernerreaksjoner og desintegrasjoner med halveringstider i transuraner, U-235 og U-238 er vist som store sirkler. Pilene viser retningen på hhv. reaksjon eller desintegrasjon: \rightarrow (n, γ) , \leftarrow $(n, 2n)$, \swarrow β^- , \searrow α .

Plutoniumproduksjon

En hurtig reaktor kan produsere mer fissilt materiale enn den forbruker. Da må $\eta > 2$.



Avlsreaktorfaktoren

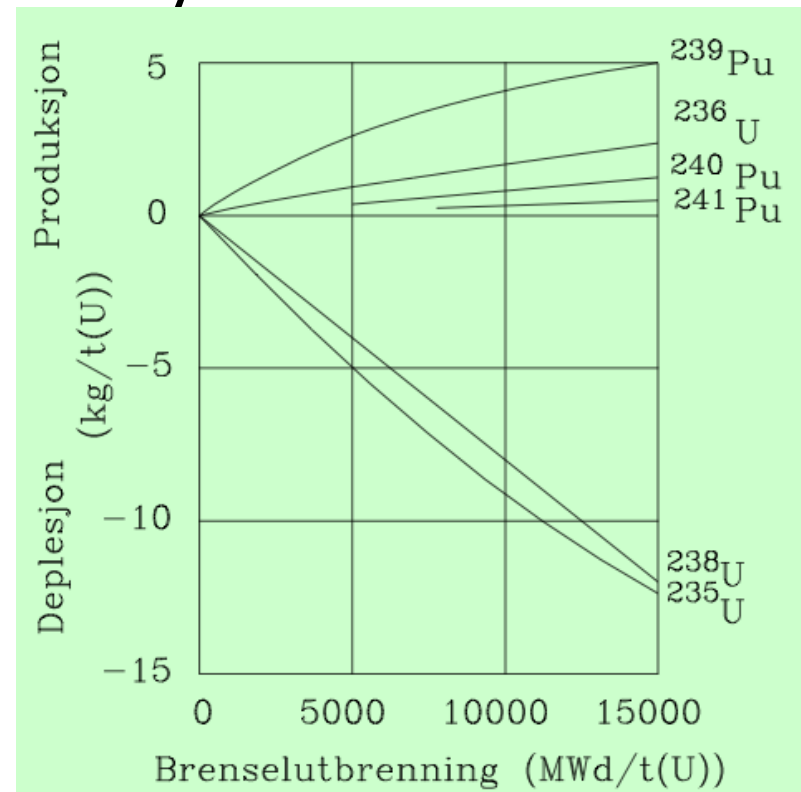
Avlreaktorfaktoren er gitt ved $G = \eta - 2 - \text{tap}$

Tapene kommer fra:

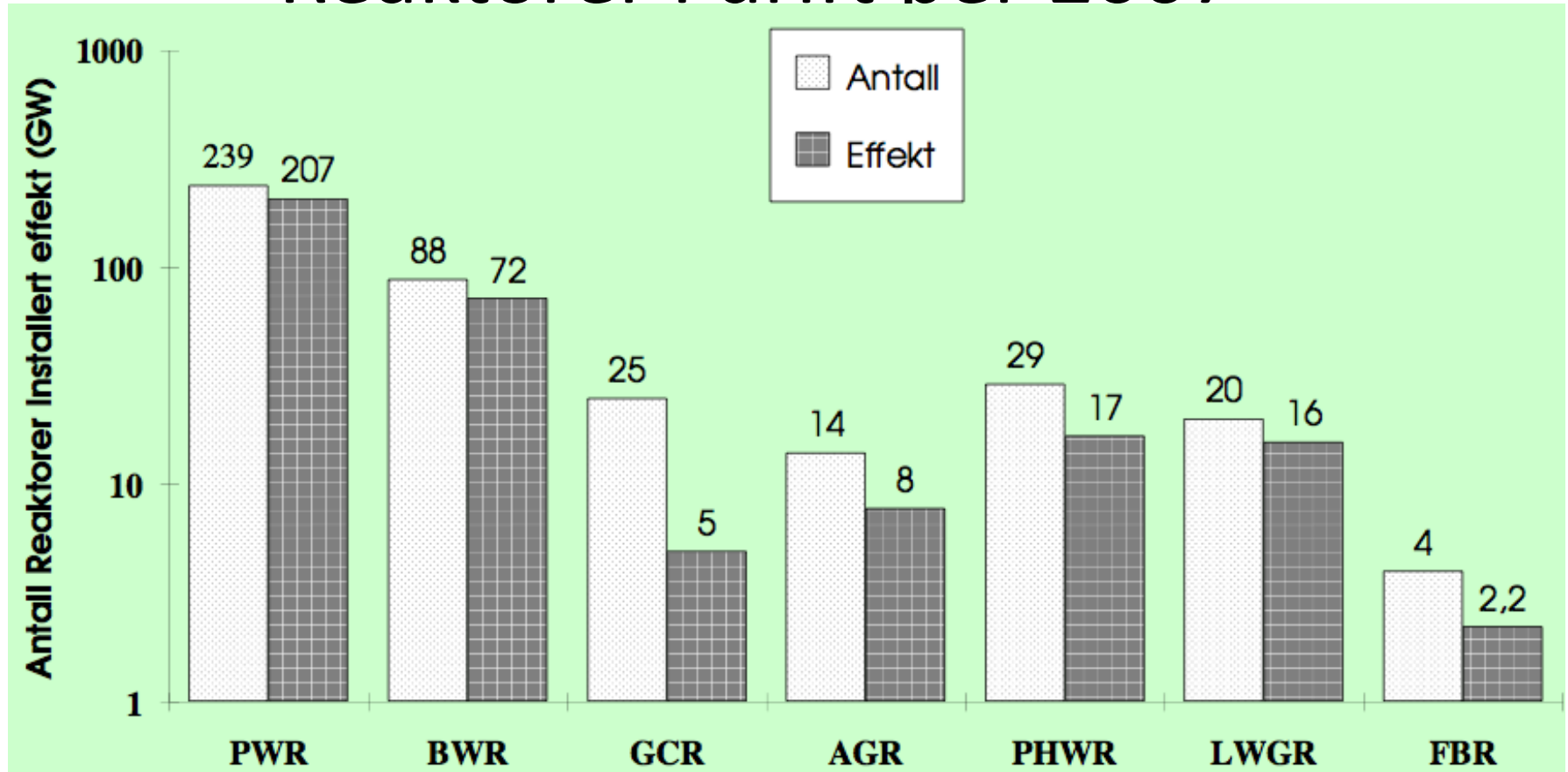
- Nøytronlekkasje
- Absorpsjon i reaktoren
- Tap av fissilt materiale i hele brenselssyklusen

Med MOX brensel, blanding av PuO_2 og UO_2 i en hurtig Natriumkjølt reaktor, blir $G \sim 0.2 - 0.3$.

Fordoblingstiden T_2 blir ca 10 - 20 år.



Reaktorer i drift per 2007



PWR= trykkvannsreaktor, BWR = kokvannsreaktor, GCR= gasskjølt og grafittmoderert, AGR = avansert gassreaktor, PHWR = trykk-tungtvannskjølt og moderert, LWGR = lettvannskjølt og grafittmoderert (Tsjernobylytype), FBR = Fast Breeder Reactor

Reaktortyper

Termiske fisjonsreaktorer vil fortsatt dominere i lang tid.

Utviklingen er skjedd i generasjoner:

- De første fra 1950-1960 årene kalles generasjon I (GI) reaktorer
- Elektrisitetsproduserende reaktorer, som er de fleste av i dag, er GII
- GIII er forbedringer av GII på områdene: brenselsteknologi, passive sikkerhetssystemer, standardisering. Flere GIII og GIII+ reaktorer er under bygging
- GIV er under FoU, bygger på økonomi, sikkerhet, bærekraftighet, robusthet mot spredning av fissilt materiale.

Tre reaktorulykker har preget utviklingen

Three Mile Island, Pennsylvania 1979. Nivå 5 på INES-skalaen.

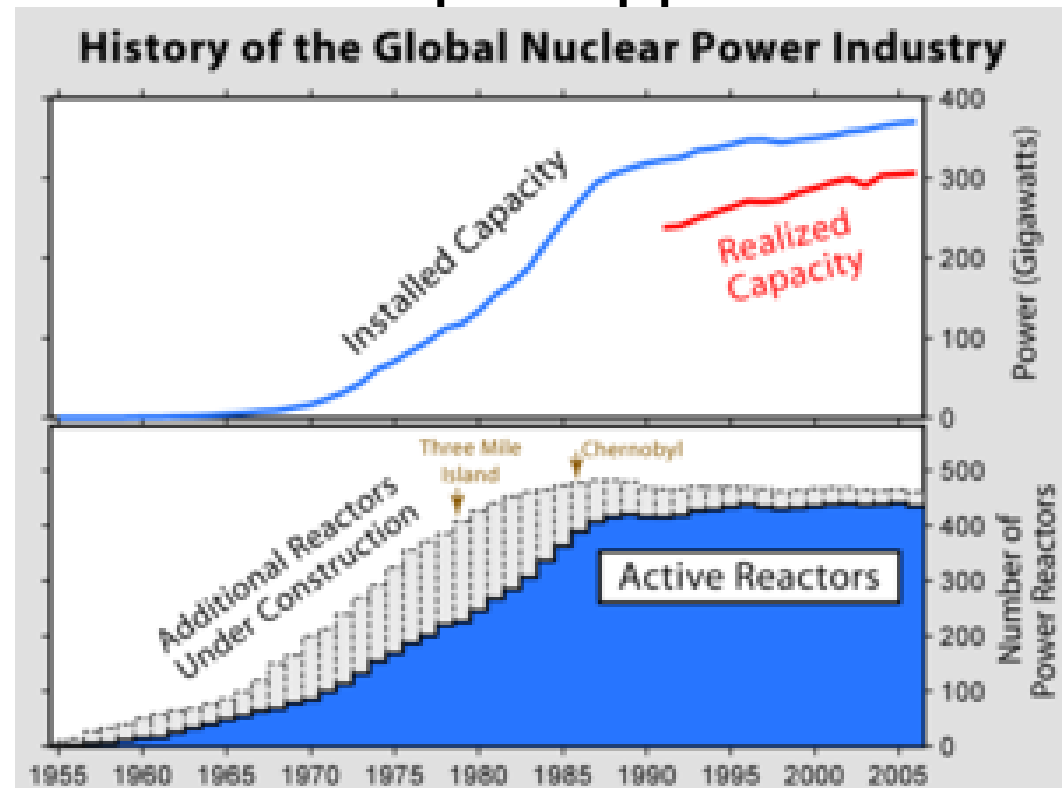
Loss-of-coolant accident i en 13 mnd gammel PWR-reaktor, som måtte stenges permanent. Anslått kostnad, cleanup + property damages: ca 2-3 mrd \$.

Tsjernobyl, Ukraina 1986. Nivå 7. Kritikalitet og brann i en grafitt-moderert reaktor. Minst 2×10^{18} Bq utslipp.

Opprenskning med over 500 000 arbeidere.

Fukushima, Japan 2011.

Nivå 7. Jordskjelv og tsunami førte til full kjerne-nedsmelting i 3 reaktorer. Utslipp minst 9×10^{17} Bq. Evakuering i en radius på 20 km.



Generasjon-IV reaktorer

Det forskes på følgende konsepter, som vil kunne demonstreres rundt 2020:

- GFR-Gasskjølt hurtig reaktor, høy driftstemperatur, resirkulering av aktinider, reprosesseringsanlegg on site
- LFR-Blykjølt hurtigreaktor, avlsreaktor, aktinidebrenner, brenner også thorium
- MSR-Saltsmeltereaktor, ment til brenner av transuraner fra brukt LWR-brensel
- SCWR-Superkritisk vannkjølt reaktor, prototyp i 2022
- SFR-Natriumkjølt hurtigreaktor
- VHTR-Meget høytemperatur reaktor (900 °C)
- ADS – Akseleratordrevet systemer. EU-prosjekt MYRRHA i Belgia

Brenselssyklus for fisjonsreaktor

