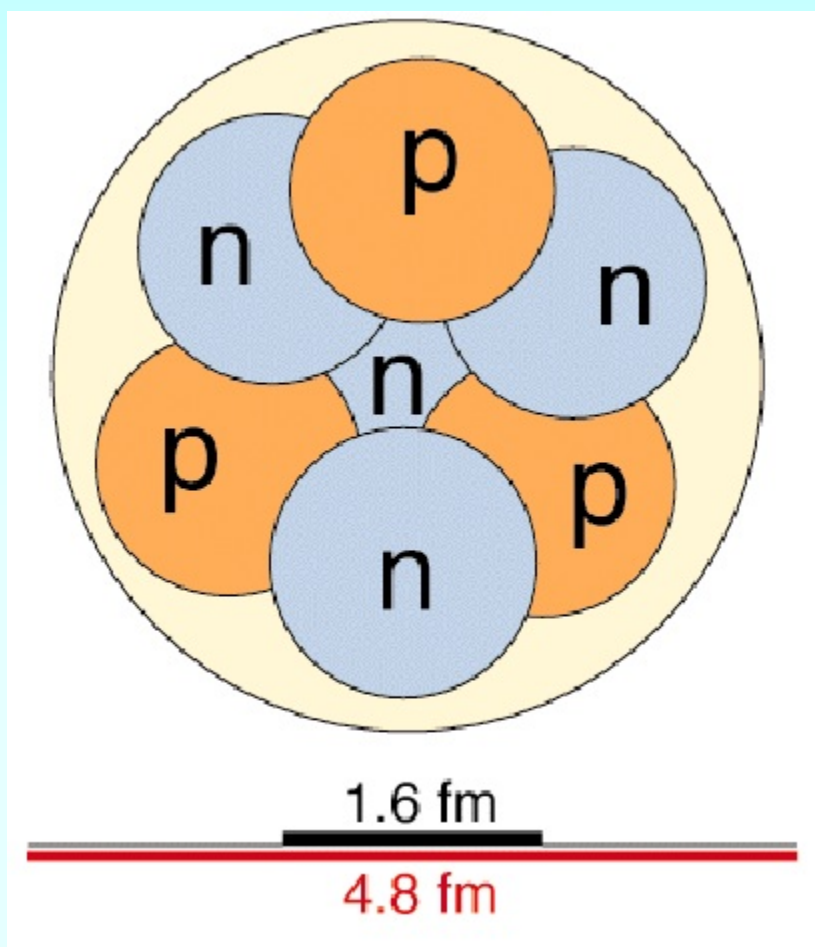




Hvordan ser kjernen ut ?



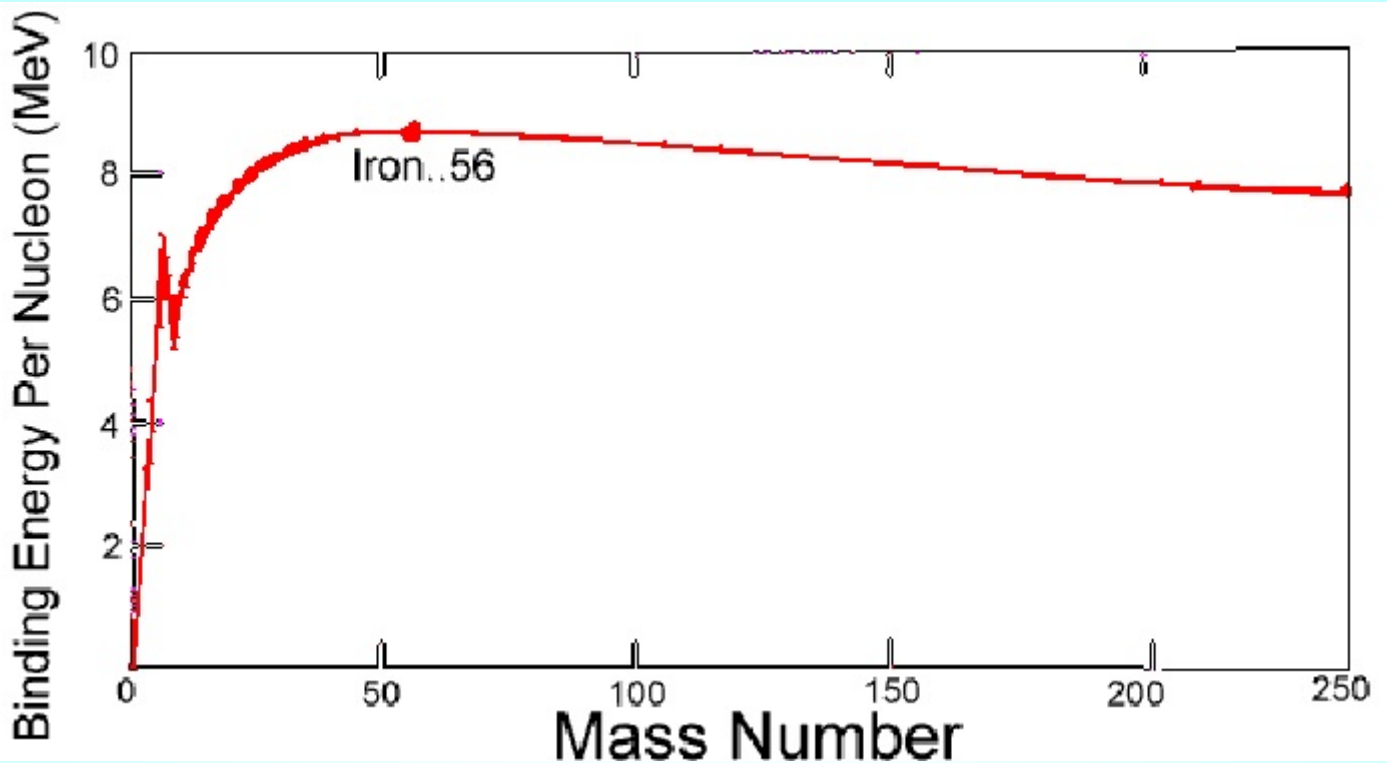
Størrelsen på et nukleon: ca. 1.6 fm

Størrelsen på kjernen: $r \approx r_0 A^{1/3}$

1 fm (femtometer, fermi) = 10^{-15} m



Bindingsenergi



Bindingsenergi pr. nukleon som funksjon av massetallet.

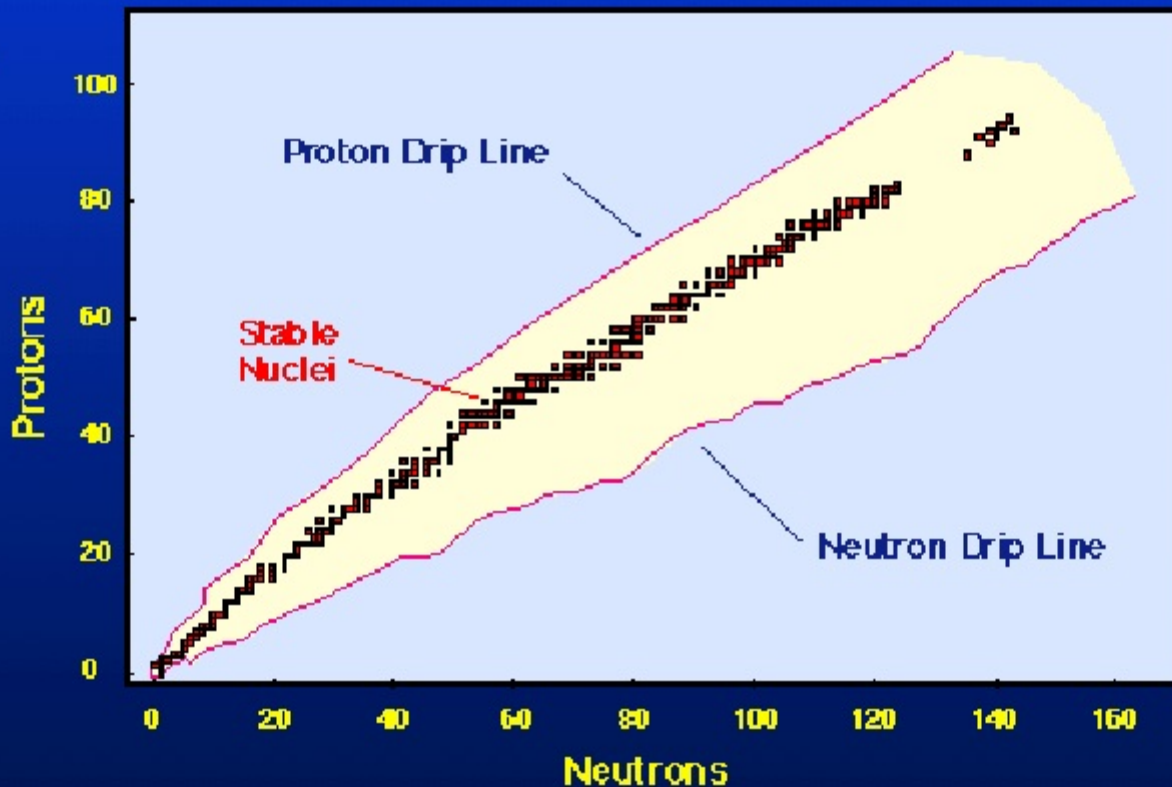
Stiger raskt ved de lette massene

Maksimum ved ^{56}Fe

Synker langsomt mot høye masser



Stabilitetsdalen



De stabile nuklidene finner vi i det angitte området.

Det er viktig å legge merke til at N/Z -forholdet øker svakt mot høyere massetall



Fra nuklidekartet:

- Vi har omtrent:

- ▶ Stabile nuklider: ca 275 (helt svarte)
- ▶ Naturlig forekommende nuklider: ca 300
- ▶ Totalt antall nuklider: ca 2200

- De radioaktive finner vi her:

- ▶ β^- - nøytronrike kjerner
- ▶ β^+ - nøytronfattige kjerner
- ▶ EC -nøytronfattinge kjerner nær stabilitet
- ▶ α - tyngre kjerner
- ▶ SF - svært tunge kjerner

- Intern γ - overalt

- Eksotiske former:

- ▶ Proton-utsendelse
- ▶ ^{14}C -utsendelse



Flere observasjoner fra nuklidekartet:

● Stabile nuklider

- ▶ Even Z, even N 163 stk. 60,8 %
- ▶ Even Z, odde N 55 stk. 20,3 %
- ▶ OddeZ, even N 49 stk 18,9 %
- ▶ Odde Z, odde N 4 stk* 1,5 %

*) Alle med $A \leq 14$

● Stabile nuklider

- ▶ Kun én på isobarkjeder med odde A
- ▶ Opptil tre på isobarkjeder med even A
- ▶ Maks to stabile isotoper med odde Z
- ▶ Ingen stabile isotoper for $Z=43$ og $Z=61$
- ▶ Tildels mangestabile isotoper for even Z (maks for Sn, 10 stabile)

● Andre observasjoner

- ▶ Ekstremt mange isomere for visse grunnstoffer (f.eks. nesten hver In-isotop)
- ▶ Magiske tall
- ▶ Sterkt innslag av α -aktivitet like over ^{208}Pb
- ▶ Ingen stabile nuklider med $A=5$ og 8



Utsnitt av nuklidekartet

| | | | | | | |
|---|--|--|---|---|---|--|
| <p>Bi 208 $3,68 \cdot 10^5$ a</p> <p>ε γ 2615</p> | <p>Bi 209 100</p> <p>σ 0,011 + 0,023</p> | <p>Bi 210</p> <table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="background-color: #ffff00; width: 50%; padding: 2px;"> $3,0 \cdot 10^6$ a α 4,946; 4,908... γ 266; 305... σ 0,054 </td> <td style="width: 50%; padding: 2px;"> $5,013$ d β⁻ 1,2 α 4,649; 4,686 γ (305; 266) </td> </tr> </table> | $3,0 \cdot 10^6$ a α 4,946; 4,908... γ 266; 305... σ 0,054 | $5,013$ d β ⁻ 1,2 α 4,649; 4,686 γ (305; 266) | | |
| $3,0 \cdot 10^6$ a α 4,946; 4,908... γ 266; 305... σ 0,054 | $5,013$ d β ⁻ 1,2 α 4,649; 4,686 γ (305; 266) | | | | | |
| <p>Pb 207 22,1</p> <p>σ 0,70</p> | <p>Pb 208 52,4</p> <p>σ 0,00049</p> | <p>Pb 209 3,253 h</p> <p>β⁻ 0,6 no γ</p> | | | | |
| <p>Tl 206</p> <table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="width: 50%; padding: 2px;"> $3,7$ m Iγ 686; 453; 216; 266; 1021... </td> <td style="width: 50%; padding: 2px;"> $4,20$ m β⁻ 1,5... γ (803...) </td> </tr> </table> | $3,7$ m Iγ 686; 453; 216; 266; 1021... | $4,20$ m β ⁻ 1,5... γ (803...) | <p>Tl 207</p> <table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="width: 50%; padding: 2px;"> $1,33$ s Iγ 1000; 351 </td> <td style="width: 50%; padding: 2px;"> $4,77$ m β⁻ 1,4... γ (898...) </td> </tr> </table> | $1,33$ s Iγ 1000; 351 | $4,77$ m β ⁻ 1,4... γ (898...) | <p>Tl 208 3,053 m</p> <p>β⁻ 1,8; 2,4... γ 2615; 583; 511; 860; 277...</p> |
| $3,7$ m Iγ 686; 453; 216; 266; 1021... | $4,20$ m β ⁻ 1,5... γ (803...) | | | | | |
| $1,33$ s Iγ 1000; 351 | $4,77$ m β ⁻ 1,4... γ (898...) | | | | | |

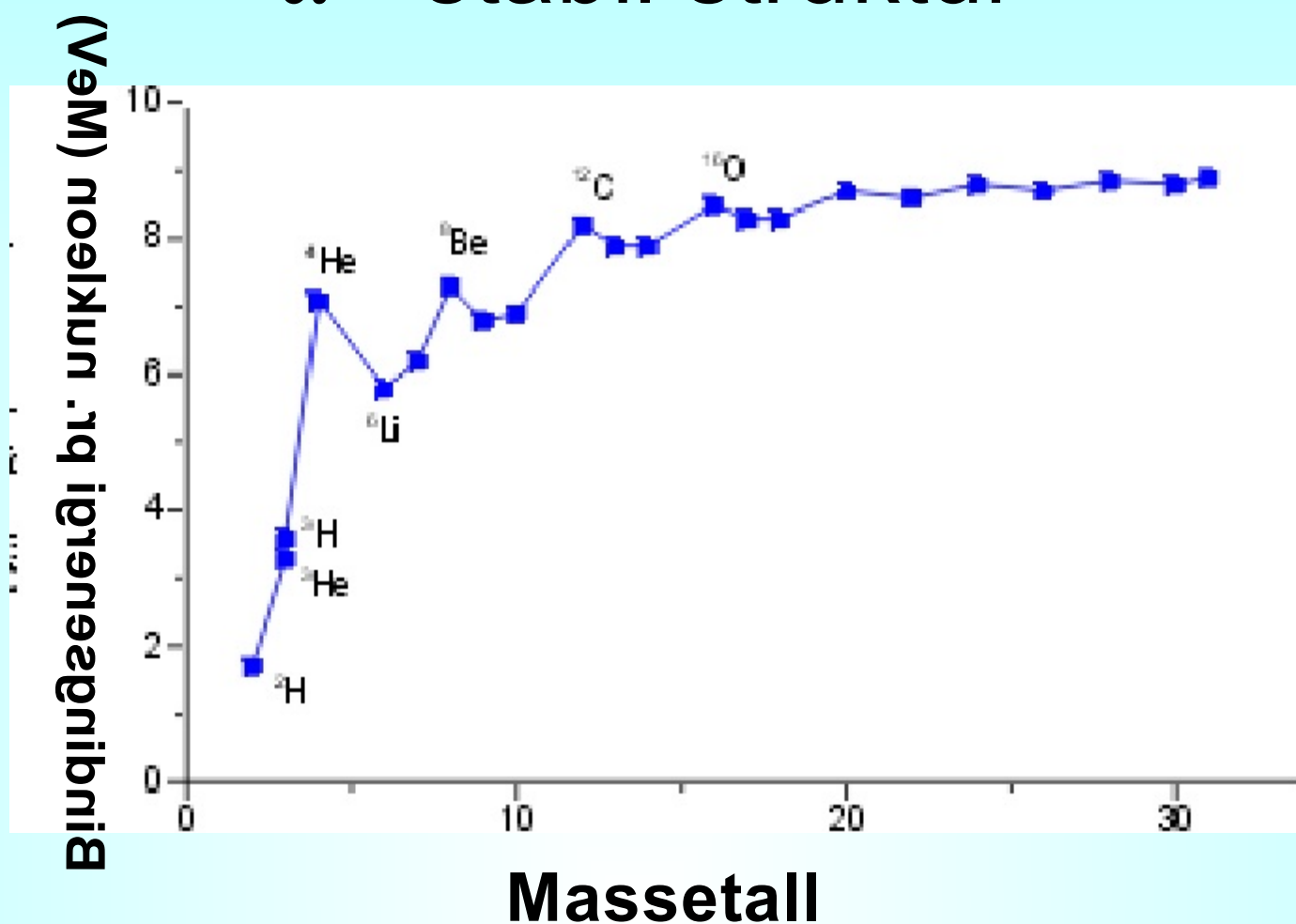
²⁰⁸Pb - dobbeltskalkjerne



| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| <p>Po 206 8,8 d</p> <p>ε; α 5,2233 γ 1032; 511; 286; 807... e⁻; g</p> | <p>Po 207</p> <table border="1"> <tr> <td>2,8 s</td> <td>5,84 h</td> </tr> </table> <p>ε; β⁺... α 5,116 γ 992; 743; 912...; g</p> <p>ly 815; 268; 301</p> | 2,8 s | 5,84 h | <p>Po 208 2,898 a</p> <p>α 5,1152... ε γ (292; 571...) g</p> |
| 2,8 s | 5,84 h | | | |
| <p>Bi 205 15,31 d</p> <p>ε β⁺... γ 1764; 703; 988...</p> | <p>Bi 206 6,24 d</p> <p>ε β⁺... γ 803; 881; 516; 1719; 537...</p> | <p>Bi 207 31,55 a</p> <p>ε β⁺... γ 570; 1064; 1770...</p> | | |
| <p>Pb 204</p> <table border="1"> <tr> <td>67,2 m</td> <td>1,4</td> </tr> </table> <p>ly 899; 912; 375... σ 0,68</p> | 67,2 m | 1,4 | <p>Pb 205 1,5 · 10⁷ a</p> <p>ε no γ σ ~ 5</p> | <p>Pb 206 24,1</p> <p>σ 0,030</p> |
| 67,2 m | 1,4 | | | |



α - stabil struktur

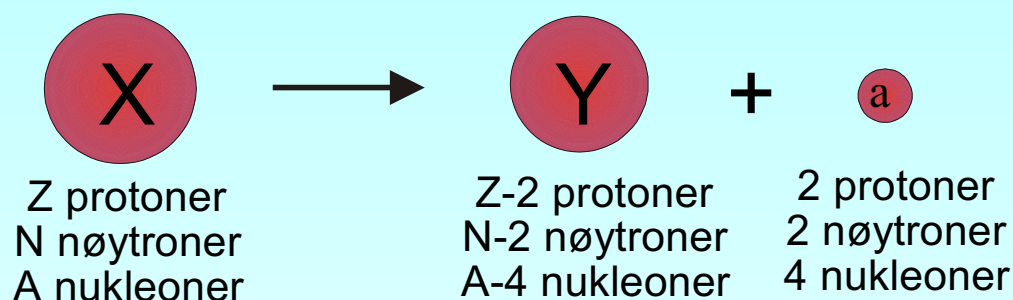


Det viser seg at kjerner som inneholder 1, 2, 3 eller 4 α -partikler (^4He), ^8Be , ^{12}C og ^{16}O har spesielt høy bindingsenergi.

^8Be er likevel ubundet, fordi 2 α -partikler er mer energetisk gunstig.



α -desintegrasjon (rep)

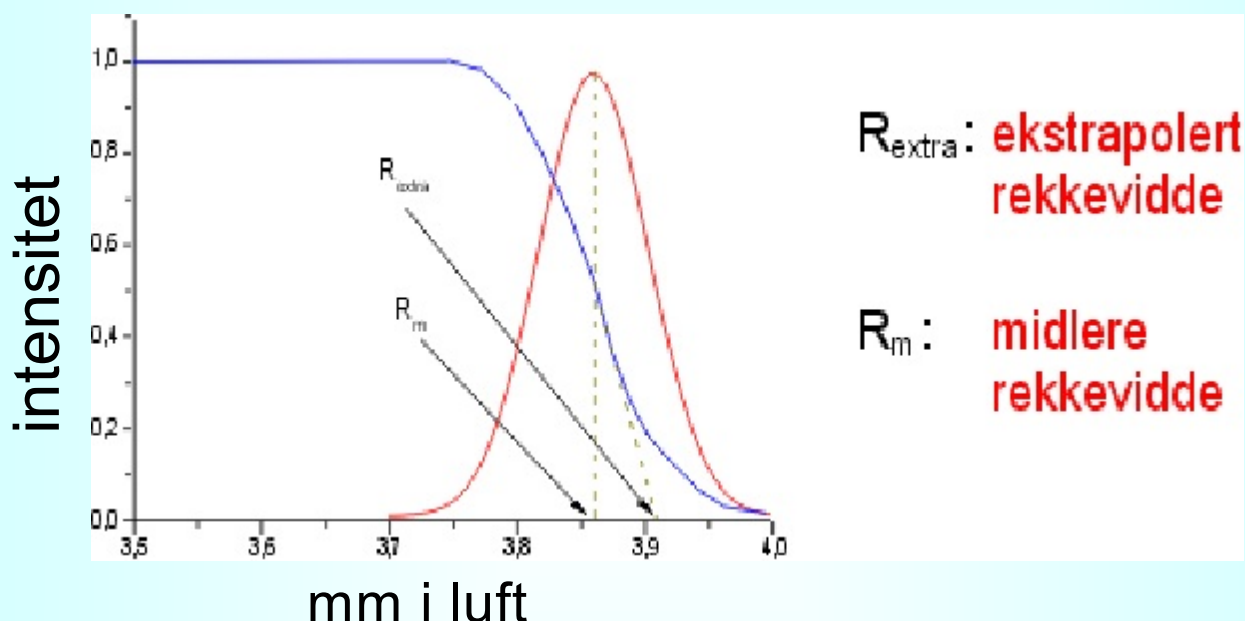


- En α -partikkel er et He-ion, som består av 2 protoner og 2 nøytroner.
- To-partikkelprosess
- Den desintegrerende kjernen blir 4 atomære masseenheter (u) lettere.
 - Med andre ord er $A_{\text{etter}} = A_{\text{før}} - 4$.
- Den desintegrerende kjernen blir omvandlet til et nytt grunnstoff med Z-2 protoner.
- α -partiklene er monoenergetiske og har typisk en energi mellom 2 og 7 MeV.
- En α -partikkel bremses lett opp og vil bli til et helt vanlig He-atom (etter å ha "plukket opp" to elektroner).



α -desintegrasjon

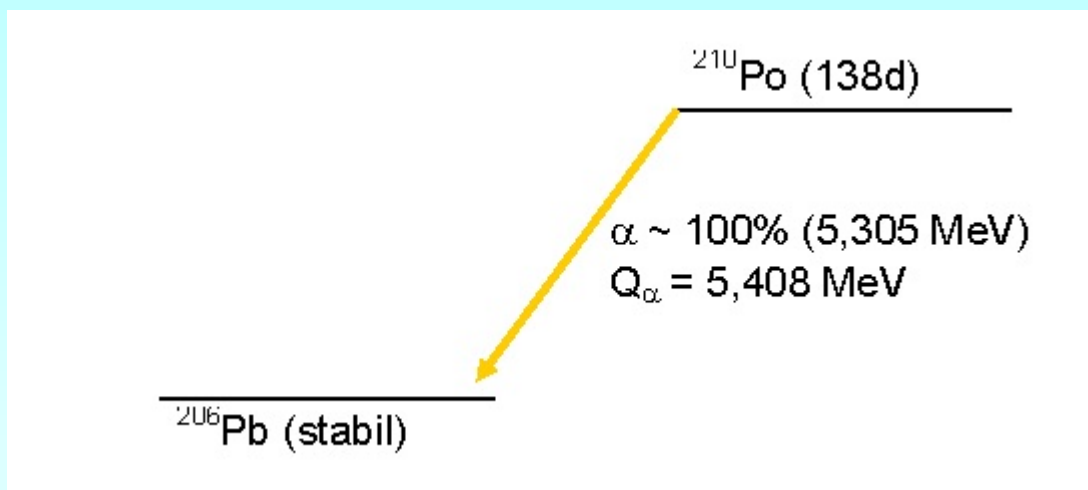
- Rekkevidde i luft: 3.5 cm
- Rekkevidde i vann, 50-80 μm
- LET: ca 100 keV/ μm
- Skarp rekkevidde



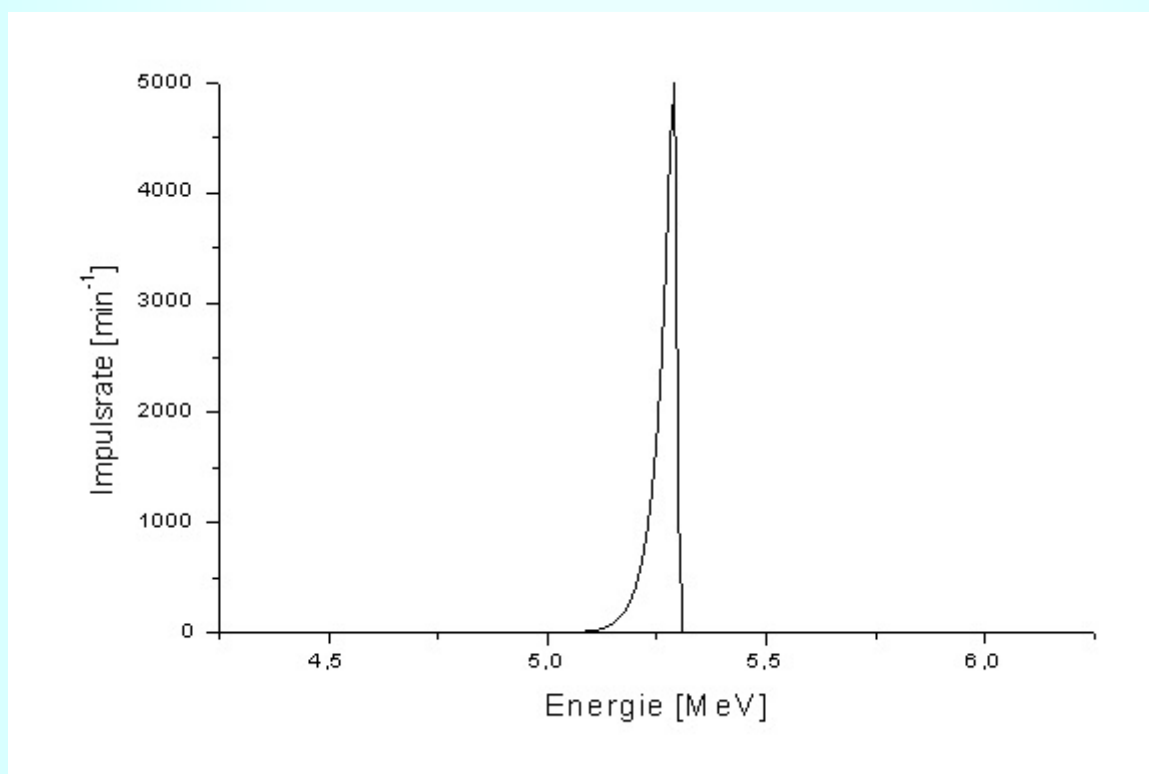
Stor variasjon i halveringstider
fra noen nanosekunder til 10^{15} år
Liten variasjon i energi (2,5 - 9 MeV)



α -desintegrasjon



α -desintegrasjon gir linjespektrum



$$\ln \lambda = -a \cdot E_\alpha^{-1/2} + b$$



α -desintegrasjon

- Tre forhold avgjør hvilken halveringstid man får for α -desintegrasjon:
- 1. To protoner og to nøytroner “møtes” i overflaten av kjernen og danner en kort stund en “ α -partikkel” der.
- 2. Denne “ α -partikkelen” trenger gjennom coulomb-barrieren kvantemekanisk (tunneling)
- 3. Disse prosessene går lettes mellom fysisk likartede nivåer i begynnelses- og sluttkjernen.
- Forholdet mellom begynnelses- og slutttilstand gis av en såkalt “hindringsfaktor”.



α -desintegrasjon

Energiregnskap:

Prosess: $(Z,N) \rightarrow (Z-2,N-2) + \alpha$

Energibevaring krever at:

$$M(Z,N) = \underbrace{M(Z-2,N-2) + M(^4\text{He})}_{\text{Hvilemasse}} + \underbrace{E_\alpha + E_r}_{\text{Kinetisk energi}}$$

$$Q_\alpha \equiv M(Z,N) - M(Z-2,N-2) - M(^4\text{He})$$

(Nøytrale atomer)

$$\text{D.v.s.: } E_\alpha + E_r = Q_\alpha$$

dessuten: $m_\alpha v_\alpha = m_r v_r$, følgelig:

$$m_\alpha^2 v_\alpha^2 = m_r^2 v_r^2; \quad m_\alpha E_\alpha = m_r E_r \text{ gir at:}$$

$$E_\alpha + E_\alpha (m_\alpha/m_r) = E_\alpha (1 + m_\alpha/m_r) = Q_\alpha$$

$$E_\alpha = Q_\alpha (m_r / (m_r + m_\alpha)) \approx Q_\alpha (1 - 4/A)$$

der A er massetallet av den desintegrerende kjernen.



α -desintegrasjon

Kjemisk viktig konsekvens:
Energien som deponeres på
rekylatomet er

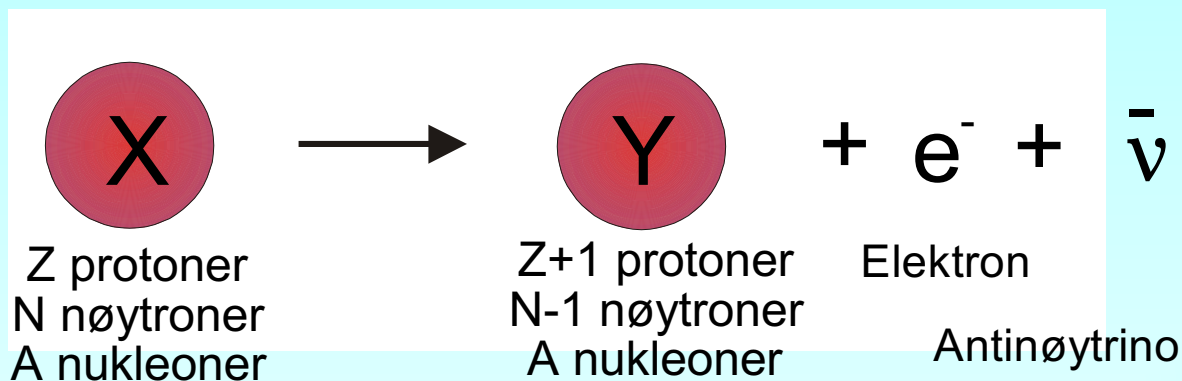
$$E_r = Q_\alpha (4/A)$$

Dette er en liten del av decay-
energien, men tilstrekkelig til å bryte
enhver tenkelig kjemisk binding.

En annen viktig konsekvens er at
rekylatomet går ut i motsatt retning av
 α -partikkelen med en betydelig kinetisk
energi. Hvis datternukliden(e) er
radioaktive, kan dette gi svært
ubehagelige overraskelser hvis man
ikke tenker på det.



β^- -desintegrasjon (rep.)



- β -partikler er høyenergetiske elektroner med negativ ladning.
- β -partiklene er ikke monoenergetiske, slik som α -partiklene, men kan ha energier mellom 0 og $E_{\beta, \max}$. I gjennomsnitt har de en energi på $1/3$ av energien som frigjøres i desintegrasjonen.
- β -partikkel emisjon ledsages alltid av utsendelse av et antinøytrino.
 - Antinøytrinoet er masseløst og uten ladning.
 - Antinøytrinoer vekselvirker praktisk talt ikke med materien det går gjennom. Det vil derfor "forsvinne" uten at vi merker noe mer til det.



β^- -desintegrasjon

Pauli's nøytrinopostulat (1932)

I tidlige undersøkelser av β -spektrenes form oppdaget man et fundamentalt problem. Spektrene var kontinuerlige. Hvis prosessen var en to-partikkel-prosess, måtte de ha vært linjespektre, for å bevare både energi og bevegelsesmengde.

Løsning foreslått av Wolfgang Pauli: Samtidig med elektronet sender kjernen ut en masseløs partikkel, nøytrinoet.

Denne partikkelen måtte ha spinn $\frac{1}{2}$ for også å bevare angulært moment i prosessen.



β^- -desintegrasjon

Nobelpris 1945



Wolfgang Pauli
1900-1958

Nobelpris 1938



Enrico Fermi
1901-1954

Fermis β -teori tar utgangspunkt i faserommet for både elektroner og nøytrinoer og fører frem til en formel som angir formen på β -spektret:

$$P(p_e)dp_e = c F(Z, E_e)(E_0 - E_e)p_e^2 dp_e$$

der p_e og E_e er impuls og energi for det utsendte elektronet, og E_0 er maksimal desintegrasjonsemergi (ofte også kalt $E_{\beta, \max}$).

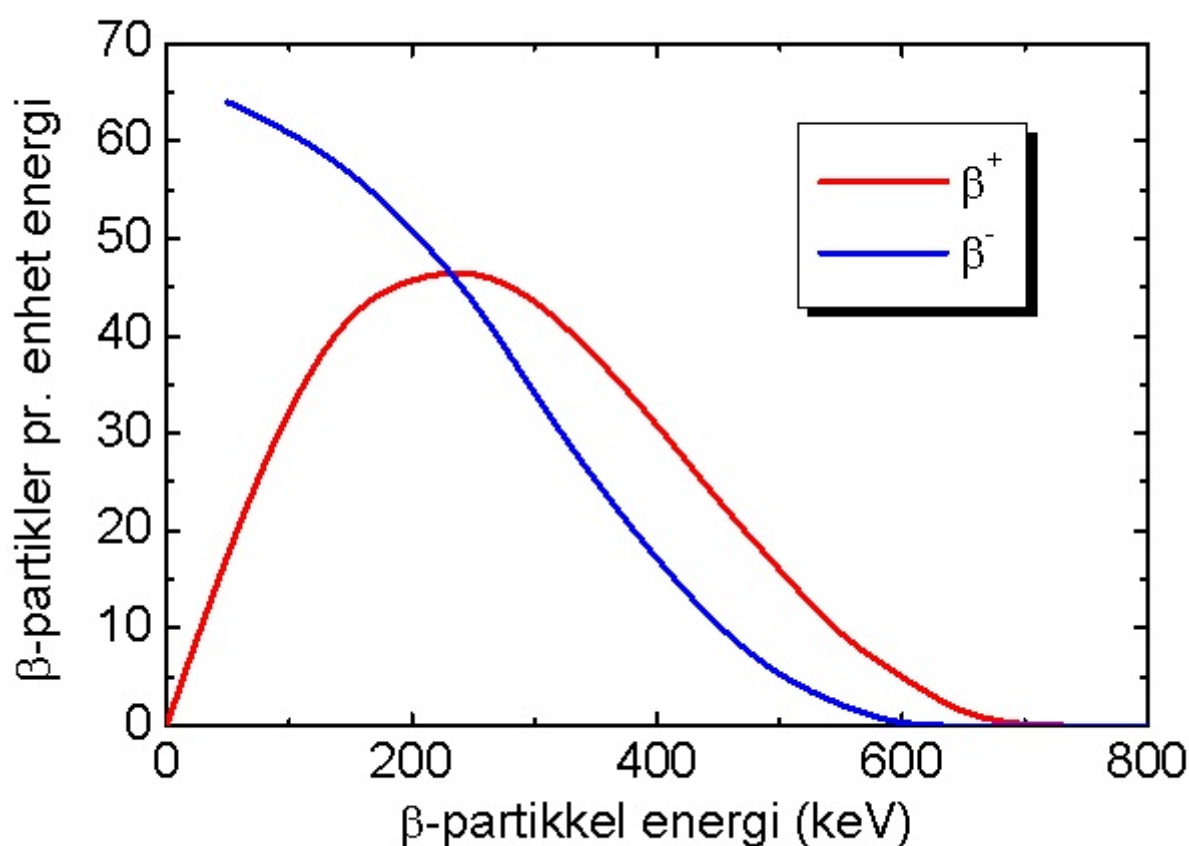
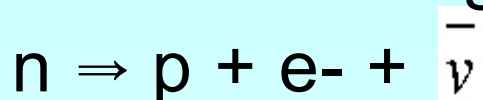
$F(Z, E_e)$ er coulomb-korreksjonen.

Merk at endepunktet er $E = E_{\beta, \max}$



Bevaringslover, forts.

Korrekt desintegrasjon:

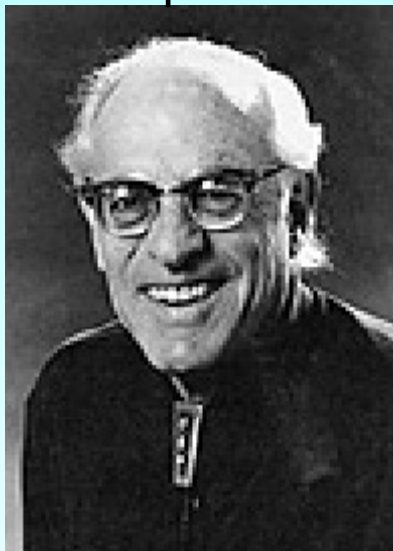


Forklarer kontinuerlig form på β-spektret



β^- -desintegrasjon

Nobelpris 1995



Frederick Reines
1918 - 1998

Nøytrinoet ble påvist ved såkalt
“omvendt β -decay” av Cowan og
Reines i 1956:

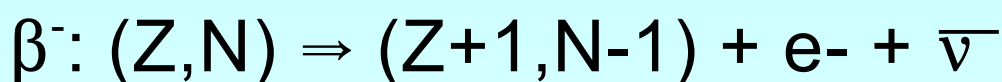
Man har: $p \rightarrow n + \nu + e^+$ og dermed:
 $p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+$ (omvendt β).

Prosesser som gir et nøytron og et
positron samtidig (i koinsidens) er så
sjeldne at de vil være en entydig
bekreftelse.



β^- -desintegrasjon

Energiforhold



$$M_{\text{kjerne}}(Z, N) = M_{\text{kjerne}}(Z+1, N-1) + E_{\beta, \text{max}} + M_e$$

($+E_r \approx 0$)

$$E_{\beta, \text{max}} = M_{\text{kjerne}}(Z, N) - M_{\text{kjerne}}(Z+1, N-1) - M_e$$

$$M_{\text{kjerne}}(Z, N) \approx M(Z, N) - zM_e$$

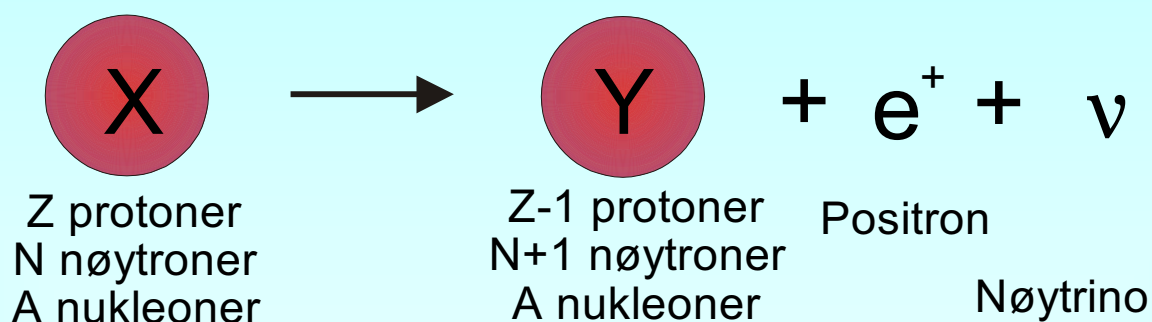
$$M_{\text{kjerne}}(Z+1, N-1) \approx M(Z+1, N-1) - (z+1)M_e$$

$$E_{\beta, \text{max}} = M(Z, N) - zM_e - (M(Z+1, N-1) - (z+1)M_e) - M_e$$

$$E_{\beta, \text{max}} = M(Z, N) - M(Z+1, N-1) = Q_{\beta^-}$$



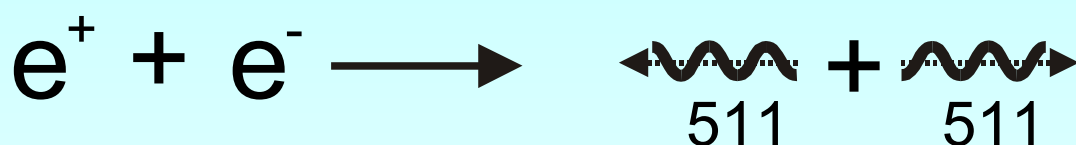
β^+ -desintegrasjon (rep.)



- β^+ -partikler er høyenergetiske positroner med positiv ladning.
- Som β^- -partiklene, er ikke β^+ -partiklene monoenergetiske.
- Også for β^+ -desintegrasjon sendes det ut en ekstra partikkel, et nøytrino.
- β^+ -partiklene kan derfor også ha energier mellom 0 og $E_{\beta, \max}$. I gjennomsnitt har de en energi på 1/3 av energien som frigjøres i desintegrasjonen.
- Nøytrinoet er antipartiklen til antinøytrinoet og oppfører seg på samme måte.



β^+ -desintegrasjon (rep.)



- Et positron er en "anti-partikkel" og er ikke stabil.
- Etter nedbremsing vil det reagere med et elektron. Den totale energien vil sendes ut som to elektromagnetiske strålingskvant.
- Kvantene har energi lik 511 keV, en elektronmasse.
- Kvantene blir sendt ut i motsatt retning av hverandre, pga. Kravet om momentbevaring.



β^+ -desintegrasjon

Energiforhold

$$\beta^+: (Z, N) \Rightarrow (Z-1, N+1) + e^- + \nu$$

$$M_{\text{kjerne}}(Z, N) = M_{\text{kjerne}}(Z-1, N+1) + E_{\beta, \text{max}} + M_e$$

($+E_r \approx 0$)

$$E_{\beta, \text{max}} = M_{\text{kjerne}}(Z, N) - M_{\text{kjerne}}(Z-1, N+1) - M_e$$

$$M_{\text{kjerne}}(Z, N) \approx M(Z, N) - zM_e$$

$$M_{\text{kjerne}}(Z-1, N+1) \approx M(Z-1, N+1) - (z-1)M_e$$

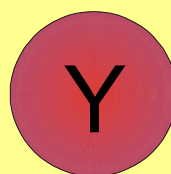
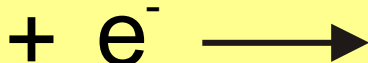
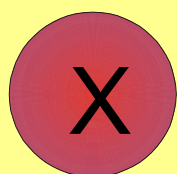
$$E_{\beta, \text{max}} = M(Z, N) - zM_e - (M(Z-1, N+1) - (z-1)M_e) - M_e$$

$$E_{\beta, \text{max}} = M(Z, N) - M(Z-1, N+1) - 2M_e = Q_{\beta^+} - 2M_e$$

Ved $Q_{\beta^+} < 2M_e$ er kun elektroninnfangning mulig



Elektroninnfangning (rep.)



Z protoner
N nøytroner
A nukleoner

Z-1 protoner
N+1 nøytroner Nøytrino
A nukleoner

- Elektroninnfangning grupperes gjerne sammen med β -desintegrasjon.
- Istedenfor å sende ut et positron fanges et elektron inn i kjernen.
- Vi får samme produktkjerne som for β^+ -desintegrasjon, men det blir ikke sendt ut noe elektron/positron, kun et (mono-energetisk) nøytrino.
- Det blir sendt ut svak røntgenstråling pga. reorganiseringen av elektronstrukturen. Elektroninnfangning er således en meget "strålings svak" desintegrasjonsform



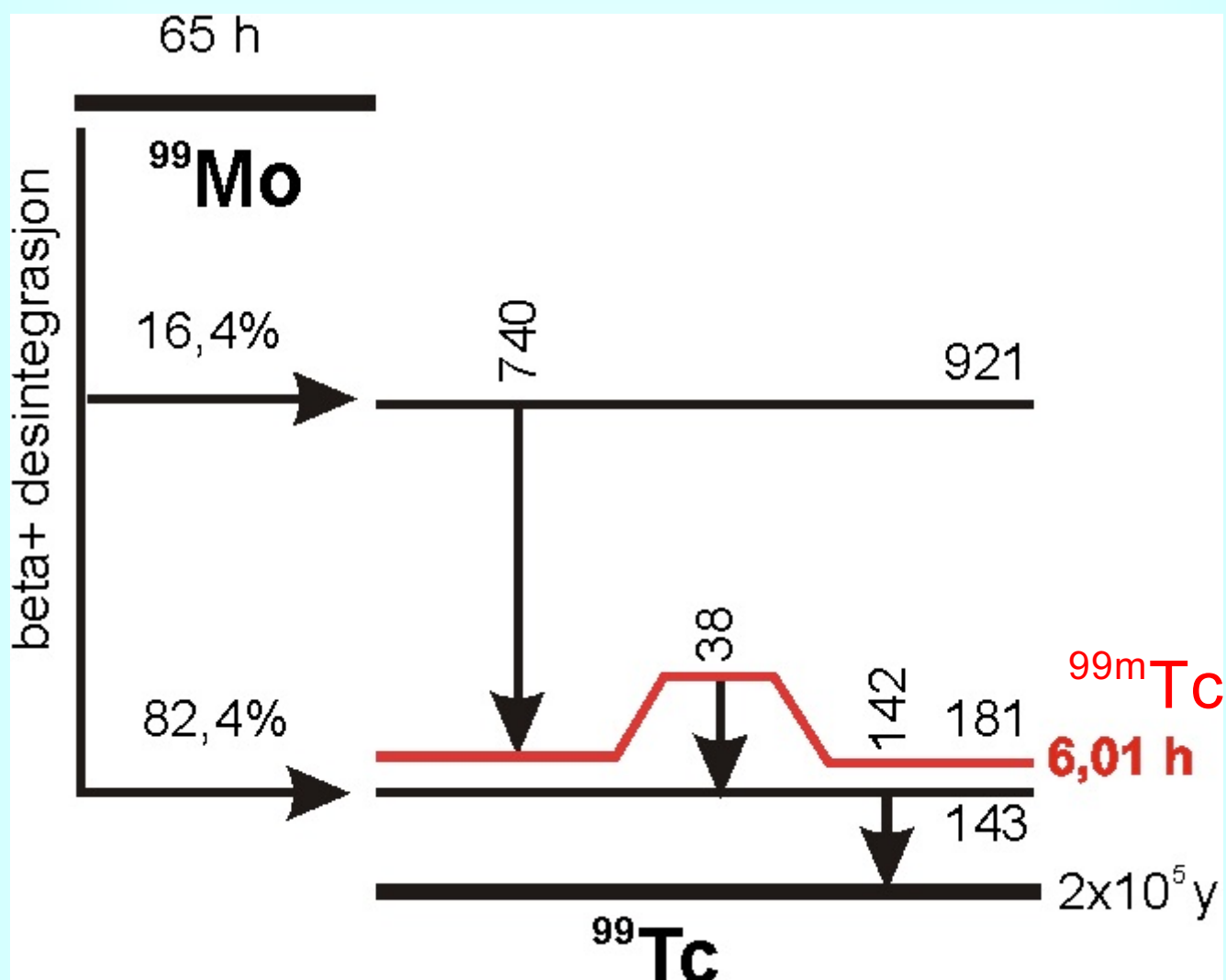
- γ -desintegrasjon, overgang mellom to nivåer i samme kjerne, normalt rask, $\sim 10^{-15}$ s
- Overgang mellom to energinivåer uten endring av nukleontall eller protontall
- Isomer γ -desintegrasjon, lang halveringstid
 - Hvite ruter på nuklidekartet
- Isomere oppstår p.g.a. endring av kjernespinntall med mange enheter (≥ 3)
- F.eks. ${}^{99m}\text{Tc} \Rightarrow {}^{99}\text{Tc} + \gamma(142 \text{ keV})$
(6.0 h) (213 000 år)

Normal γ -desintegrasjon - rask



Kjerneisomere

- Kjerneisomere er nivåer med ekstremt lang halveringstid
 - ▶ Opptil 10^{15} år ($^{180\text{m}}\text{Ta}$)
 - ▶ Vanligvis 1s - noen dager
 - ▶ Nedre grense $\sim 1\mu\text{s}$ (individuet)





Intern γ

- Eksiterte nivå med lang levetid kalles for *metastabile* nivå.
- Kjerner i slike eksiterte tilstander kalles metastabile eller isomere.
- Vi markerer dette ved å skrive en “m” etter atomnummeret, i dette tilfellet blir det ^{99m}Tc .
- En metastabil kjerne er nøyaktig den samme atomkjernen som kjernen i grunntilstanden, men den har “ekstra” energi.
- Metastabile kjerner behøver ikke sende ut γ , men kan helt eller delvis desintegre via andre desintegrasjonsformer



Eksotiske henfall

- Grunntilstandsprotoner (Hofmann 1979)
- Protoner som er ubundet, men sterkt forsinket av coulombbarrieren
- Dobbelt β (med og uten nøytrino) (Elliot og Moe 1987)
- Meget usannsynlig prosess, men tillatt, eneste måte å komme seg "forbi" en odde-odde-kjerne. Svært lange halveringstider (10^{20} år)
- ^{14}C -utsendelse (Rose og Jones 1984)
- Eksotisk og spesiell desintegrasjonsform som oppstår fordi coulombbarrieren blir lav for lette, nøytronrike fragmenter.

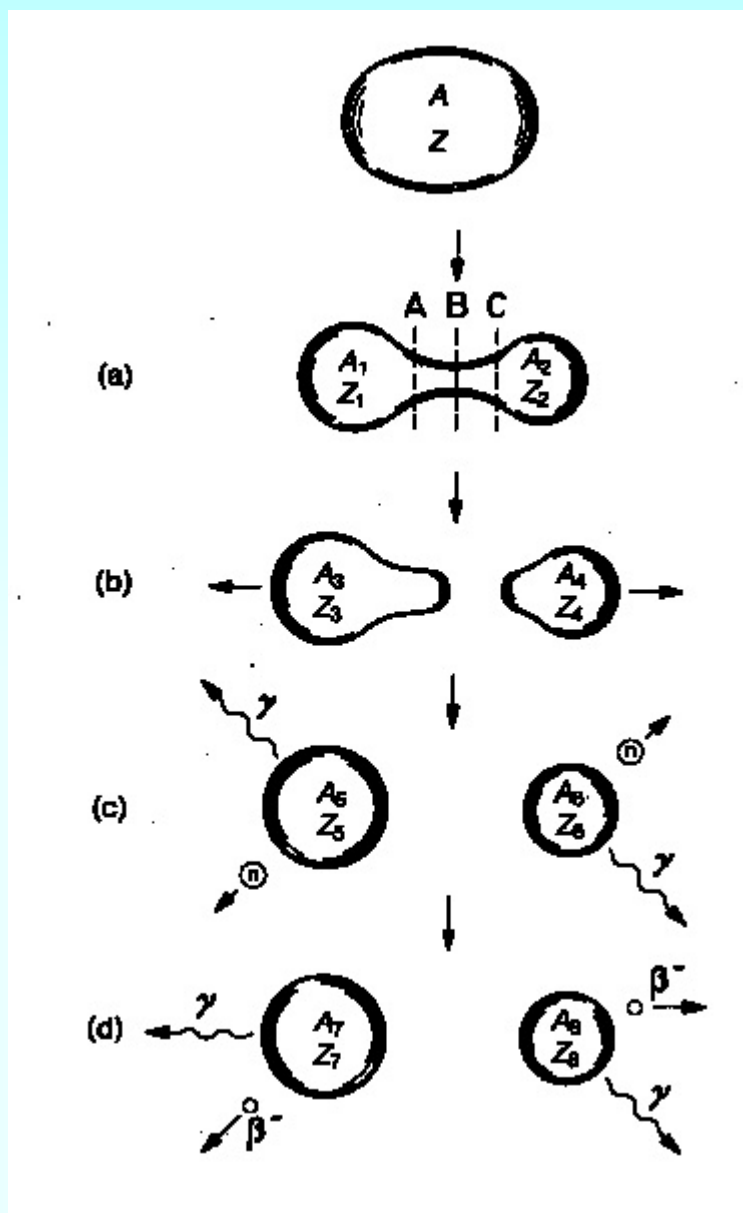


Ekstotiske henfall

- Forsinkede nøytroner
- β^- -desintegrasjon med så høy energi at den overskrider bindingsenergi for nøytron
 - Finnes også for 2 - og 3- nøytronutsendelse
- Forsinkede protoner
- β^+ -desintegrasjon med så høy energi at den overskrider bindingsenergi for proton
- Forsinket α
- Forsinket tritium og ^3He
- Forsinket fisjon



Spontan fisjon



Spontan fisjon er en desintegrasjonsform som innebærer at hele kjernen sprekker opp i to tunge fragmenter (Flerov 1940)



Spontan fisjon - utbytter

