

SUBATOMÄR FYSIK

Föreläsare :

Tomas Nilsson

Anteckningar:

Karin Skoglund Keiding

2012

FUF050: SUBATOMÄR FYSIK

120312

"Nuclear and Particle Physics: An Introduction"

B.R. Martin, Wiley

tenta max 75 p, inlämningar max 25 p

24 Maj

lämna in senast 18 Maj

3:2 40 p

4:2 60 p

5:2 80 p

anmäl dig till labbarna!

< atomer

atom 10^{-10}

kärna 10^{-14}



nukleon 10^{-15}

kvarkar

HISTORISKT:

Rutherford spridning

Thomson

Geiger

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{1}{4T\alpha} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

hur sprids m. vinkel θ

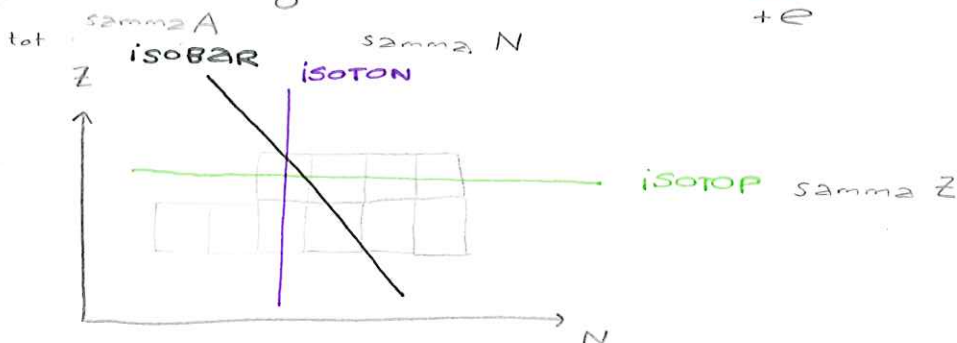
NEUTRON



PROTON



$$\frac{\Delta m}{m_n} = 0.137\%$$



tot nukleoner

$$A = N + Z$$

Nuklidkarta

~290 stabila kärnor

flera 1000 instabila isotoper

Standardmodellen

CONSTITUENS

QUARKS

UP	CHARM	TOP
DOWN	STRANGE	BOTTOM

LEPTONS

e^-	MUON	TAU
NEUTRINO	NEUTRINO	NEUTRINO
e^-	MUON	TAU

Higgs! i.e. boson

FORCES

BOSONS

PHOTON
Z-BOSON
W-BOSON
GLUON

Kommer även se på radioaktivitet, fission, fusion, LHC och liknande, bakåt i universums historia

KAPITEL 2.

2.2:

enligt Rutherford är atomkärnan liten $\ll 10^{-10}$ m
men hur liten? (atom)

undersök laddningsfördelningen

vi behöver en prob m. mkt kort våglängd ^{dvs så att den påverkar}

→ elektroner med de Broglie våglängd $\lambda = \frac{h}{p}$

beskjuer alltså t.ex ^{58}Ni , ^{48}Ca med $E_e = 450 \text{ MeV}$ resp $E_e = 750 \text{ MeV}$.

ser på hur mkt som sprids beroende på vinkel med kinetisk energi

$$T_e = 450 \text{ MeV}$$

vad är p ?

$$E = mc^2$$

$$m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$$

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$$

räkna relativistiskt

$$m_p = 938 \text{ MeV}/c^2$$

$$pc = \sqrt{E^2 - m_0^2 c^4} = \sqrt{(T + m_0 c^2)^2 - m_0^2 c^4}$$

$$= \sqrt{T^2 + \underbrace{2m_0 c^2 T}_{\sim 1 \text{ MeV}}} \approx T$$

vid relativistiska hastigheter,
alltså $pc \approx T$ för $T \gg m_0 c^2$

$$\lambda = \frac{hc}{pc} \approx \frac{hc}{T} = \left\{ \begin{array}{l} hc = 1239.8 \text{ MeV}\cdot\text{fm} \\ T = 450 \text{ MeV} \end{array} \right\} = 2.76 \text{ fm}$$

i Appendix E: $hc = 1.973 \cdot 10^{-16} \text{ GeV}\cdot\text{m}$

se kärna så då $hc = 2\pi hc = 12.398 \cdot 10^{-16} \text{ GeV}\cdot\text{m}$

vi tar från optiken och tänker oss spridning vid en "svart disk", se på första minimum:

$$\sin \theta_{\min} = \frac{1.22 \lambda}{D} \quad \frac{D}{2} = R = \frac{1.22 \cdot 2.76}{2 \cdot \sin(25^\circ)} \text{ fm}$$

detta för ^{58}Ni alltså.

$$\approx \underline{\underline{4 \text{ fm}}}$$

fig 2.5 i boken, vi kan se på hur laddningsfördelning ser ut då varierar avstånd från mitten [fm].

hur protonerna i kärnan fördelar sig alltså, vi ser att laddn. fördelning \sim konstant upp till visst r , sen avtar mjukt mot 0, alltså $\rho(r) \approx$ konstant

$$\begin{array}{l} \text{massa } \frac{A}{\text{volym}} \frac{4}{3} \pi R^3 \approx \text{konstant} \quad \text{ty massan } \propto A \\ \text{antal nukleoner} \end{array}$$

$$R = R_0 A^{1/3}, \text{ där } R_0 \approx 1.2 \text{ fm}$$

stämmer inte för alla, ex. neutronrika

2.1: Massa

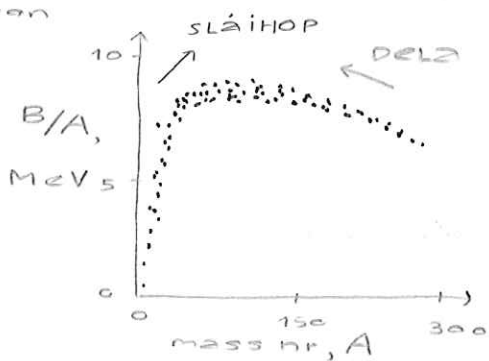
Kärnans massa är direkt relaterad till dess bindningsenergi

$$E_B = \left[Z \cdot m(^1\text{H}) + N \cdot m_n - m(^A\text{X}) \right] c^2$$

Z → # protoner
 $m(^1\text{H})$ → massa ^1H , får med e^- också.
 N → neutroner
 m_n → neutron massa
 $m(^A\text{X})$ → kärnans massa

E ut då delar sammansatt

B/A hur starkt är den genomsnittliga nukleonen bunden?
 per nukleon



då små mass nr, tjänar på att slå ihop lätta kärnor, fusion
 då höga mass nr, lägre E då tar isär, fission

vid max, kan ej få ut energi från de ämnena, Fe t.ex.

hur har vi då kunnat få tyngre ämnen?

mäta massa:

gör stråle, igenom magnetfält, se hur avviker

$$v = \frac{E}{B} \quad r = \frac{mv}{qB}$$

$$m = \frac{qrB^2}{E}$$

mäta läge och B mkt bra

ej så exakt.

Penning trap, laddad partikel in i B-fält cirkelförelse.

cyclotron frekvens

$$\nu_c = \frac{1}{2\pi} \frac{q}{m} B$$

mäta frekvens, går lätt!

skapar C-kuster, $\frac{1}{12}$ av ^{12}C är 1 massenhet

$$E = mc^2$$

120314

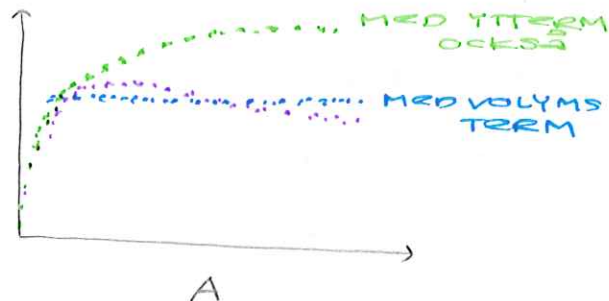
energi är ekvivalent med massa

t.ex lys m. ljus på föremål, exciteras, lite tyngre

2.3: Semi-empirisk massformel

Parametriserar kärnans massa

$B \propto A$ dvs då ungefär konstant, bortsett från de lätta, MeV



får då en volymterm nukleonerna växelverkar

enbart med närmsta grannar inte $A(A-1)$

$B = a_v A$ där $a_v \approx 8.3 \text{ MeV}$

MEN det är ju kvantmekaniskt system, vågft'r egentligen,

men tänker ändå att en del är på ytan, ej växelverka m. lika många,

en yttterm $\propto A^{2/3}$

alltså

$$B_s = a_v A - a_s A^{2/3}$$

$$a_v = 15.5 \text{ MeV}$$

$$a_s = 17.2 \text{ MeV}$$

$$\text{då } R = R_0 A^{1/3}$$

$$\text{och så ytan } 4\pi R^2$$

men vi har ej tänkt på att det är laddade partiklar! dvs en Coulombterm varje proton vr med $(Z-1)$ andra genom Coulombrepulsion, i en sfär med radie $R_0 A^{1/3}$

$$B_c = B_s - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$$

$$a_v = 15.5 \text{ MeV}$$

$$a_s = 17.2 \text{ MeV}$$

$$a_c = 0.7 \text{ MeV}$$

fördel m. många neutroner?

$$A^{1/3} \text{ iom Coulomb energi } \propto \frac{Z^2}{R}$$

varför inte bara ha neutroner?

slipper problem med Coulombrepulsion

PÅ NUKLIDKARTAN:

för lättare, \sim lika många N och Z , stabila isotoper
sen påverkar Coulomb och stör, dvs ändrar
hur stort utrymme som passar med.

ALLTSÅ:

lätta atomer $N \sim Z$ ger max i bindning
"massparabel"

$$- a_{\text{sym}} (Z - A/2)^2 / A$$

hur starka växelverkan funkar:

kort räckvidd och bäst att occupera
tillstånd med $N \sim Z$ alltså.

var ligger maximum i BE för ett givet A ?
söker alltså stabila isotoper då.

$$\left(\frac{\partial M}{\partial Z} \right)_{A \text{ konstant}} = \left(\frac{\partial}{\partial Z} \right) \left[Z \cdot m(^1\text{H}) + N \cdot m_n - B(A, Z) / c^2 \right]$$
$$= m(^1\text{H}) - m_n - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial B}{\partial Z} \right)_{A \text{ konstant}}$$

använd SEMF:

$$\frac{\partial B}{\partial Z} = -a_c (2Z-1) A^{-1/3} - a_{\text{sym}} 2(Z - A/2) A^{-1}$$

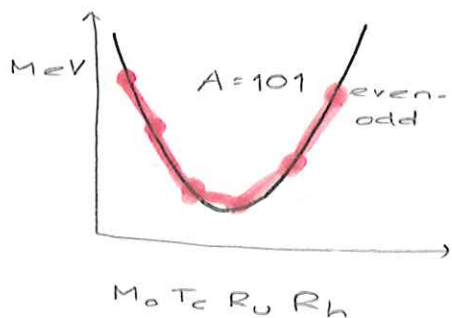
$$\frac{\partial M}{\partial Z} = 0 \text{ ger } [m_n - m(^1\text{H})] c^2 = \frac{a_c (2Z-1)}{A^{1/3}} + a_{\text{sym}} \left(\frac{2Z}{A} - 1 \right)$$

$$Z_{\text{min}} = \frac{[m_n - m(^1\text{H})] c^2 + a_c A^{-1/3} + a_{\text{sym}}}{2 a_c A^{1/3} + 2 a_{\text{sym}} \frac{2}{A}}$$

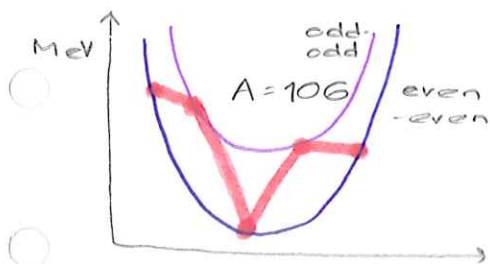
$$\approx \frac{A}{2} \frac{1}{1 + A^{2/3} \frac{a_c}{2 a_{\text{sym}}}}$$

om vi plottar i 3d får alltså en "stabilitetsdal" dvs lägst massa/nukleon

ex.



dvs kommer att få β^- -sönderfall från Mo till Ru för att få mer stabilt tillstånd från Rh till Ru istället β^+



här istället 2 möjliga! båda udda eller jämna alltså.

vi har dessutom en partterm:

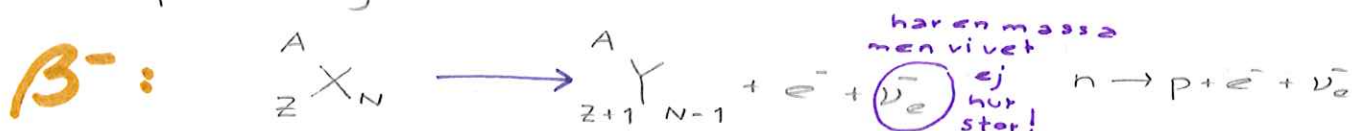
para ihop MERBUNDEN!
 om N, Z jämna, dvs j-j kärna
 u-u
 u-j, j-u

$$\delta = \begin{cases} + a_p A^{-3/4} & \text{om } N, Z \text{ jämna,} \\ - a_p A^{-3/4} & \text{om } N, Z \text{ udda} \\ 0 & \end{cases}$$

2.6: β^- -sönderfall

beror på svag vv

process måste vara exoterm! E ut!



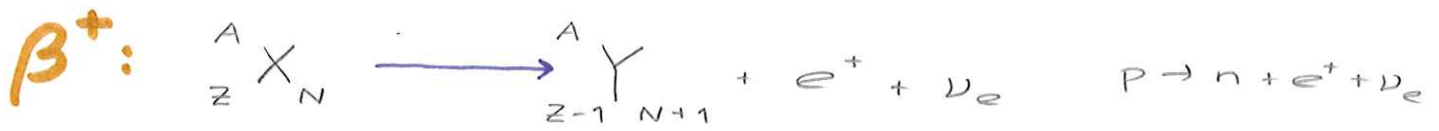
$$Q = [m(Z, A) - m(Z+1, A) - m_e] c^2$$

massa kärna i början massa kärnan efter och en 'ensam' e^- !

$$\approx [M(Z, A) - Z \cdot m_e - (M(Z+1, A) - (Z+1)m_e) - m_e] c^2$$

massa atom (struntar i skillnad bindning)

$$= [M(Z, A) - M(Z+1, A)] c^2$$



bara internt i kärnan,
kan ordna om stark vv

$$Q = [m(Z, A) - m(Z-1, A) - m_e] c^2$$

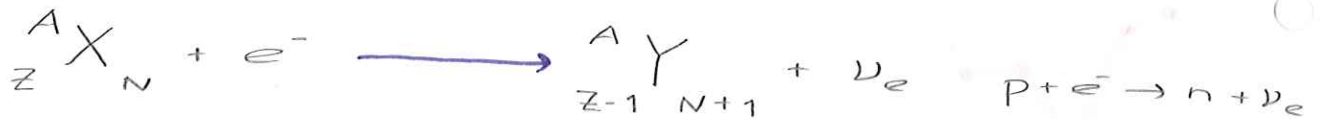
$$\approx [M(Z, A) - M(Z-1, A) - 2m_e] c^2$$

dvs en
 $\Delta m \sim 1 \text{ MeV}$
pga $2m_e$

en del sönderfall stoppas som har för högt Q-värde
men vi hamnar ej i ett helt ogött läge pga:

β^- :

(elektroninfångning)



$$Q = [m(Z, A) + m_e - m(Z-1, A)] c^2 - B_e$$

$$\approx [M(Z, A) - M(Z-1, A)] c^2 - B_e$$

ryckt loss
 e^- ur
bundet
tillstånd

svårt att detektera som ν_e !

MEN med röntgen kan vi se
förändring i e^- struktur.

här istället
mkt mindre
 $\Delta m \sim \text{keV}$

så rör vi oss
i β alltså

medan
så här i α

2.5: Radioaktivt sönderfall

Varje kärna sönderfaller helt oberoende med
en given sannolikhet / tidsenhet

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad \text{ger oss} \quad N = N_0 e^{-\lambda t}$$

$$N(t=0)$$

halveringstid:

$$\text{då } N = \frac{N_0}{2} \text{ alltså}$$

$$\text{ger oss } t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

medellivslängd:

$$\tau = \frac{\int_0^\infty t \left| \frac{dN}{dt} \right| dt}{\int_0^\infty \left| \frac{dN}{dt} \right| dt} = \frac{1}{\lambda}$$

mest
sannolika
tid för ett
sönderfall alltså.

aktivitet:

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N$$

direkt
samband
mellan de två!

GOOD TO REMEMBER

mäts i Bq: sönderfall
/sekund

produktion av radioaktivitet:

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$$

$R (\text{s}^{-1})$ bildas, men vi har sönderfall

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda N \quad -\frac{1}{\lambda} \ln(R - \lambda N) = t + A$$

$$\int \frac{dN}{R - \lambda N} = \int dt \quad R - \lambda N = e^{-\lambda t - \lambda A} = B e^{-\lambda t}$$

$$N(t) = \frac{R}{\lambda} \left(1 - \frac{B}{R} e^{-\lambda t}\right)$$

$$N(t=0) = 0 \text{ ger } C=1$$

$$N(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

t.ex. tillämpningar på Sahlgrenska, om ex 90%
till 95%. Är ju bättre att börja om m. behandling

sönderfallskedjor,

dvs får flera delar ihop då de olika $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ ex.
dotterkärnor osv.

1.6.3: Sönderfall, generellt

tidsber. vågfunktion för ett kranttillstånd m , energi E ,

$$\Psi(t) = \Psi(0) \cdot e^{-\frac{iEt}{\hbar}}$$

om E reell så är sannolikheten att hitta partikeln $|\Psi(t)|^2 = |\Psi(0)|^2$

dvs tillståndet lever oändligt länge, inget sönderfall.

Lägg till imaginär term i energin:

$$E' = E_0 - \frac{1}{2} i \Gamma \quad \text{dvs} \quad -\frac{\Gamma t}{2\hbar}$$

$$\Psi(t) = \Psi(0) e^{-\frac{iE_0 t}{\hbar}} e^{-\frac{\Gamma t}{2\hbar}}$$

sannolikheten då

$$|\Psi(t)|^2 = |\Psi(0)|^2 e^{-\frac{\Gamma t}{\hbar}}$$

avtar exponentiellt med tiden, som vi väntar oss!

$$\lambda = \frac{\Gamma}{\hbar}$$

Påverkar tillägget till energin kranttillstånd?

vi vill ha $\Psi(E)$ istället för $\Psi(t)$

då $E = \hbar\omega$ gör vi en transform

från tid till frekvens

$$g(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{i\omega t} dt \quad \text{generellt,}$$

för oss

$$g(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \Psi(0) \int_0^{\infty} e^{i(\omega - \frac{E_0}{\hbar})t} \cdot e^{-\frac{\Gamma t}{2\hbar}} dt = \frac{\Psi(0)}{\sqrt{2\pi}} \frac{i\hbar}{(\hbar\omega - E_0) + i\frac{\Gamma}{2}}$$

$g(\omega) \propto$ sannolikhetsamplituden för att hitta frekvensen ω

vi har, om vi istället ser på energi $E = \hbar\omega$,

$$P(E) \propto |g(\omega)|^2 = g^*(\omega)g(\omega)$$

alltså

$$P(E) = C \cdot \frac{\hbar^2}{2\pi} \frac{|\psi(0)|^2}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

sannolikhet för
att hitta partikeln
vid energi E

tillståndet måste ha någon energi:

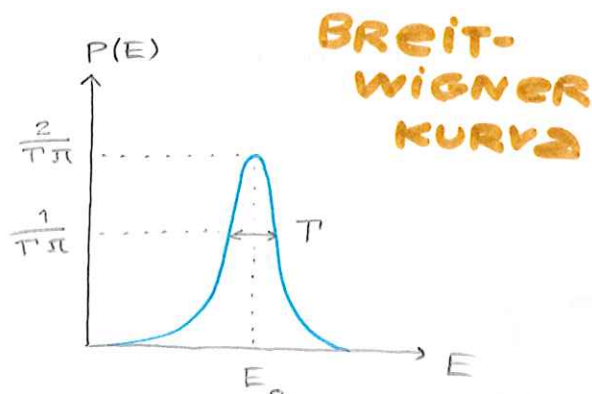
$$\int_{-\infty}^{\infty} P(E) dE = 1 \quad \text{dvs ser vi på alla värden måste vi tot ha 1.}$$

ger oss $C = \frac{\Gamma}{\hbar^2 |\psi(0)|^2}$

alltså

$$P(E) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

vi får en energibredd
på kurvan



livstiden $\tau = \frac{1}{\lambda}$ dvs mest sannolika tiden
som partikel lever

livstid $\tau \cdot \Gamma = \frac{\Gamma}{\lambda} = \hbar$ $(\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar)$

"naturlig linjebredd"

för ρ -mesonen:

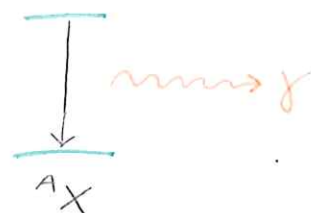
(starkt vr elementarpartikel som lever mkt kort)

$$\tau_\rho = 4.4 \cdot 10^{-24} \text{ s} \quad \text{ger} \quad \Gamma_\rho \approx 150 \text{ MeV}$$

← egentligen,
då mäter bredd,
får τ_ρ så stor bredd på
topp, osäkerhet
i massa

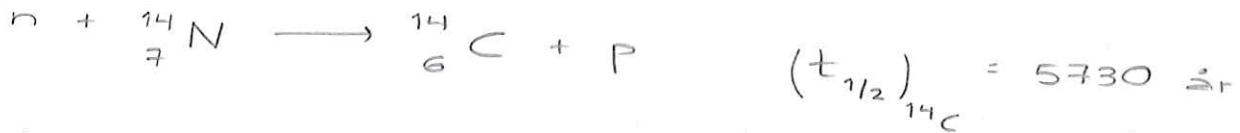
för γ -sönderfall:

$$\tau_\gamma \approx 10^{-12} \text{ s} \quad \text{dvs} \quad \Gamma \approx 10^{-10} \text{ MeV}$$



^{14}C - datering.

Kosmisk strålning, ex. muoner, neutroner



dateringen: tog bit av ex. trä, brände ner till aska, i gasbehållare, såg på β sönderfall, jämförde m. kända värden.

$A = \lambda N$ behöver ganska stor bit, mkt N

kan istället räkna dem, bort m. λN -beroendet
"Shroud of Turin"

kan även datera jorden, ${}^{87}\text{Rb} \rightarrow {}^{87}\text{Sr}$
 $4.8 \cdot 10^{10} \text{ y}$ stabil

2.7: Fission

dela upp en tung kärna i 2 lätta

antag ${}^{238}\text{U}$ bildar 2 ${}^{119}\text{Pd}$ lika stora!

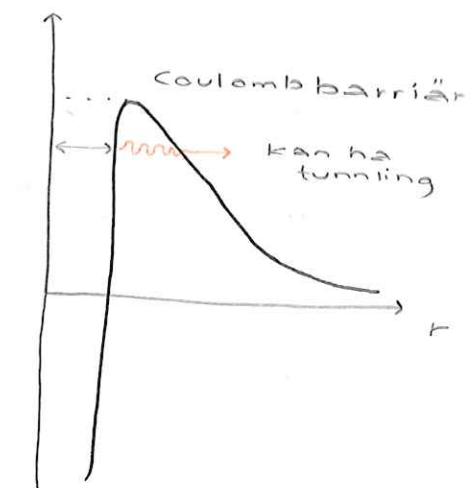
$B/A = 7.6 \text{ MeV/n}$ 8.5 MeV/n

alltså $(8.5 - 7.6) \cdot 238 \text{ MeV} = 214 \text{ MeV}$ frigörs



antal nukleoner

$V(r)$



om de skulle fissioneras ihop

kan spela det baklänges

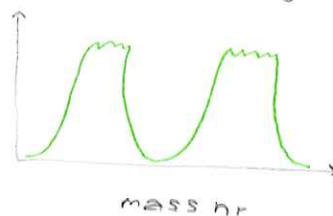
Coulombbarriär

250 MeV för ${}^{238}\text{U}$

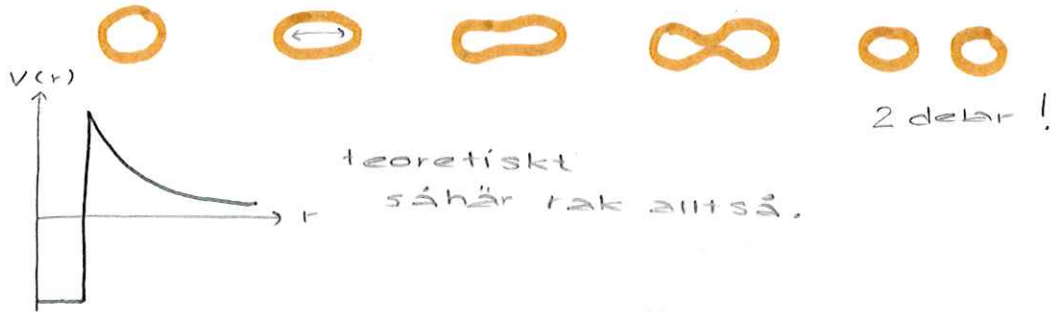
nästan aldrig är de lika

stora, som ovan. typiskt 1 tyngre, 1 lättare

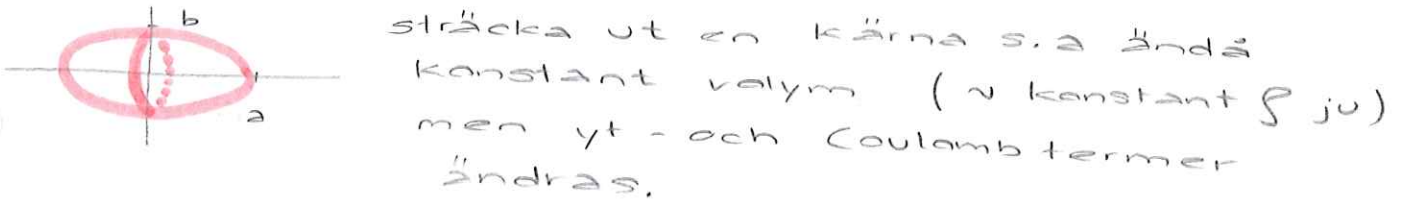
enligt vissa kurvor



kan ha en "förlängning" av kärnan



vi kan studera fission genom SEMF, alltså som ovan



$V = \frac{4}{3}\pi ab^2$ uttryckt i distortionsparameter ϵ :
 $a = R(1+\epsilon)$ $b = R(1+\epsilon)^{-1/2}$

$V \propto ab^2 = R^3 \frac{(1+\epsilon)}{(1+\epsilon)} = R^3$

ytan får vi

$S = 4\pi R^2 (1 + \frac{2}{5}\epsilon^2 + \dots)$ Taylor alltså

Coulombvv $\propto (1 - \frac{1}{5}\epsilon^2 + \dots)$

energiskillnad genom deformation:

$\Delta E = B(\epsilon) - B(\epsilon=0) = -a_s A^{2/3} (1 + \frac{2}{5}\epsilon^2 + \dots)$

$- a_c Z^2 A^{-1/3} (1 - \frac{1}{5}\epsilon^2 + \dots)$

$= \left(-\frac{2}{5} a_s A^{2/3} + \frac{1}{5} a_c Z^2 A^{-1/3} \right) \epsilon^2$

energi frigörs om > 0

ej skillnad i volymsterm, sym. term (sym. Z och N, ändras ej då drar i den)

ger oss

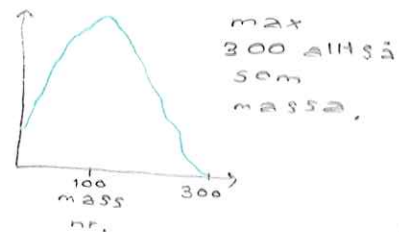
$\frac{1}{5} a_c Z^2 A^{-1/3} > \frac{2}{5} a_s A^{2/3}$

$\frac{Z^2}{A} > \frac{2a_s}{a_c} \approx 49$

vi följer stabilitetsdalen ungefär.

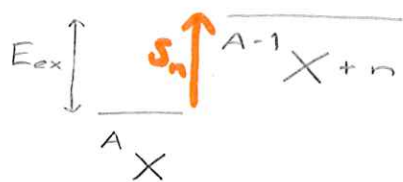
$\left\{ \begin{array}{l} A \geq 270 \\ Z \geq 116 \end{array} \right.$

kommer då att ha spontan fission



Inducerad fission.

studera den inversa processen - ta bort en neutron



vänd på process - neutron infångning - ger en exciterad kärna med

$$E_{ex} = S_n = (2.586) = [M(Z, A-1) + m_n - M(Z, A)]c^2 = B(Z, A) - B(Z, A-1)$$

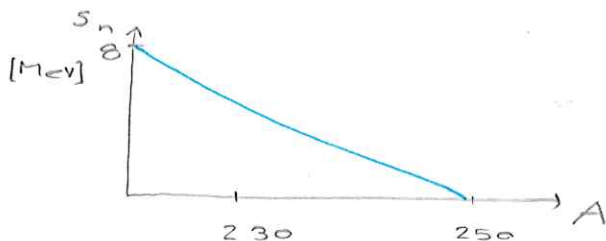
SEMF

(utan parterm)

byter tecken då bindningsenergi

$$E_{ex} = a_v(A - (A-1)) - a_s(A^{2/3} - (A-1)^{2/3}) - a_{sym} \left[\frac{(Z - A/2)^2}{A} - \frac{(Z - (A-1)/2)^2}{A-1} \right] = a_v - \dots - \dots$$

Coulombterm försvinner iom samma Z, nästan samma A, kan försummas.



om vi inkluderar partermen $j\bar{j} \rightarrow u\bar{u}$

$$u\bar{u} \rightarrow j\bar{j} \left. \begin{array}{l} - a_p A^{-1/2} \\ + a_p A^{-1/2} \end{array} \right\} \Delta E \approx (A=236) \cdot 1.6 \text{ MeV}$$

kan hjälpa oss att nå över barriären!

^{235}U istället för ^{238}U

$235 \rightarrow 236$

$238 \rightarrow 239$

$u\bar{u} \rightarrow j\bar{j}$

$j\bar{j} \rightarrow u\bar{u}$

^{235}U har alltså hög P för att fissionera, även vid låg E

2.8: Kvanttal och exciterade tillstånd

120321

atomer är uppbyggda av fermioner (halvtaliga spin) i kvanttillstånd, karakteriseras av kvanttalen l och s som kopplar till $j = l + s$ $j = l \pm \frac{1}{2}$

samtliga nukleoner kopplar till ett totalt kärnspin J (eller I) med projektion $m_J = -J, -J+1, \dots$

om alla nukleoner utom en valensnukleon \dots, J

"avparas", så har vi att $J = j_{\text{valens}}$ dvs. $1e^-$ bestämmer för hela kärnan
annars (ibland) $J = J_{\text{core}} + j_{\text{part}}$

n/p halvtaliga \rightarrow A udda - J halvtaligt

A jämn - J heltaligt

1.3.1: Paritet

vågfunkt'n $\psi(r)$

$$\psi(-r) = +\psi(r)$$

(jämn)
positiv
paritet

$$\psi(-r) = -\psi(r)$$

negativ
paritet
(udda)

ett nukleärt tillstånd beskrivs med

$$J^\pi \quad \text{ex. } 0^+, 2^-, 3/2^-, 5/2^+$$

dvs de "tar
maximalt" ut
varann

alla $j-j$ kärnor har 0^+ i grundtillståndet

ex. för ${}_{28}^{60}\text{Ni}$ har grundtillstånd 0^+ ,

finns även exciterade tillstånd för kärnan,
 $2^+, 4^+$ ≈ 1330 keV mellan nivåer,
(MeV \sim för sönderfallsprocesser)

ψ som har andra konfigurationer, ej helt som ner från exciterat, skickar ut för atom, en foton, dvs γ -strålning.

~~2.8.9~~ $\rightarrow 7.85$

samma men olika beteckningar

finns urvalsregler också då.

2.9: Kärnreaktioner

mer information - stör system

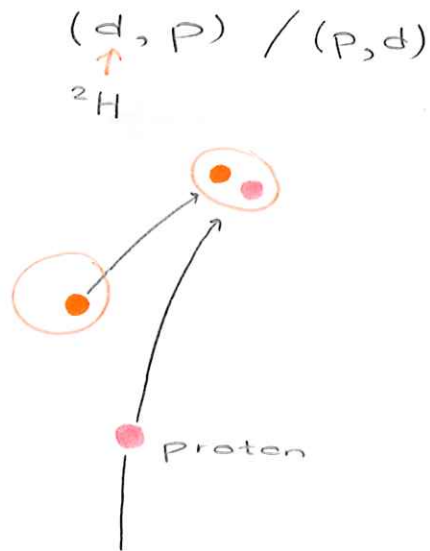
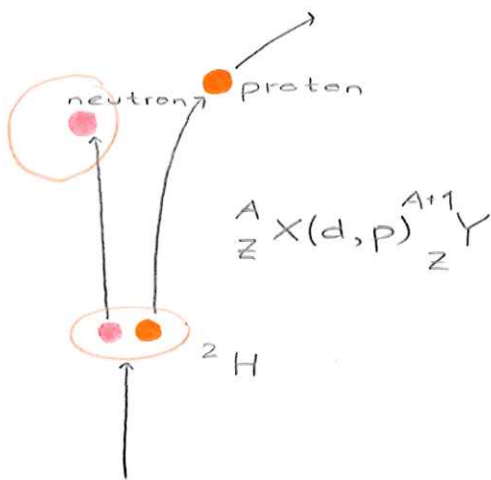
sönderfallssegenskaper

kärnreaktioner

ofta gör vi en binär reaktion



ex på direkta reaktioner



ofta studerar vi Y indirekt genom att mäta på b .

exoterm
/endoterm?

olika beteende beror på Q -värdet

$$Q = [m_a + m_x - (m_y + m_b)]c^2$$

kan reaktion ske om energi behövs?
ja om tillför t.ex kinetisk energi

SPECIELLT:

elastisk spridning $X(a,a)X$

inelastisk spridning $X(a,a')X^*$

exciterat
strålmålet
men samma
in som ut

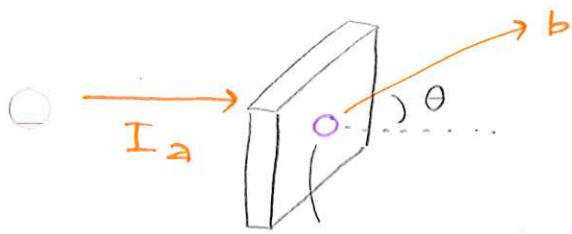
kan alltså ex. skjuta på ${}^2\text{H}$ istället om just den kärnan existerar kort tid, tar då plast m. deutron, kol också då.

inelastisk Coulomb spridning ex då α mkt nära en tung kärna, dvs kan excitera EM då.

Kan även fusionera ihop en kärna, ex med 2 st, sen ut då, lika stor sannolikhet för dem då kärnan tappat minnet!

K5: kolla på skalmodell som finns i Physics tar tid! linjär kalibrering, anpassa till några pkt'r

TVÄRSNITT: (K6 och röv.)



σ en yta motsvarande en reaktions sannolikhet

reaktions-
tvär-
snitt;
enhet
 $b, \text{ barn}$

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N}$$

reaktionshastighet

intensitet (partiklar/tid)

antal strålmålskärnor/ytenhet

$$1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$$

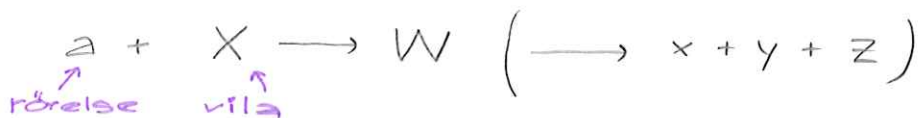
en kärnas approximativa area:

$$\pi r^2 = \pi (R_0 A^{1/3})^2 = \{ A=105 \} = 10^{-28} \text{ m}^2$$

differentiellt tvärsnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \dots, \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\theta, E)$$

4.1: Reaktionen - generellt



rörelsemängd,
energi
bevarat

lös generellt med 4-vektor

ser till  BÅDA!

$$P = \left[P_x, P_y, P_z, \frac{E}{c} \right]$$

*i Physics
har vi ett
c här*

[+, +, +, -]
om tar summa

total energi

$$E = m_0 c^2 + T$$

$$P^2 = P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 - \frac{E^2}{c^2} = P^2 - \frac{E^2}{c^2}$$

$$= \left\{ \begin{array}{l} \text{för massiv} \\ \text{partikel} \\ E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \end{array} \right\} = -m_0^2 c^2$$

använd för reaktion:

$$P_a + P_x = P_w$$



$$P_a = \left[0, 0, P_a, \frac{E_a}{c} \right]$$

$$P_x = \left[0, 0, 0, m_x c \right]$$

får - i skalärprodukten

$$-m_w^2 c^2 = P_w^2 = (P_a + P_x)^2 = P_a^2 + P_x^2 + 2P_a \cdot P_x$$

$$= -m_x^2 c^2 - m_a^2 c^2 - 2m_x E_a$$

$$m_w = \sqrt{m_x^2 + m_a^2 + 2m_x \frac{E_a}{c^2}}$$

$$= \sqrt{m_x^2 + m_a^2 + 2m_x \frac{1}{c^2} (T_a + m_a c^2)}$$

$$= \sqrt{(m_x + m_a)^2 + \frac{2}{c^2} m_x T_a}$$

ex1.

sammansatt kärna (compound)

$$a + X \rightarrow C \quad \Rightarrow \quad m_c \geq m_a + m_x$$

dvs med ökad kinetisk energi kan den bli tyngre!

ex2.

hitta nya partiklar

$$p + p \rightarrow W \quad T_p \gg m_p c^2$$

får då $m_w \approx \sqrt{\frac{2}{c^2} m_p T_p}$

tänk på, om 10 ggr större massa, måste ha 100 ggr större T!

hur fixar man det då?



accelerera båda

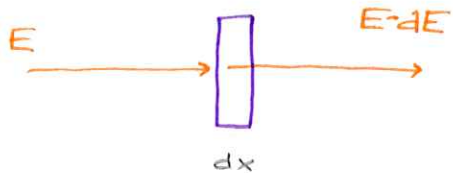
då alltså! kolliderare

har en större sammanlagd massa

KAP 4: Detektera strålning

detektion \Leftrightarrow växelverkan

(tung) laddade partiklar ex. ${}^4_2\text{He}$ (α), till och med proton, muon
 ENERGI-FÖRLUST: $\mu^\pm, A=1 \sim 250$



vi kommer ha växelverkan m, e^- i materialet, ger STOR hastighet till e^- ju, då mkt liten m_e



man kan alltså se på energiförlust per

längdenhet:

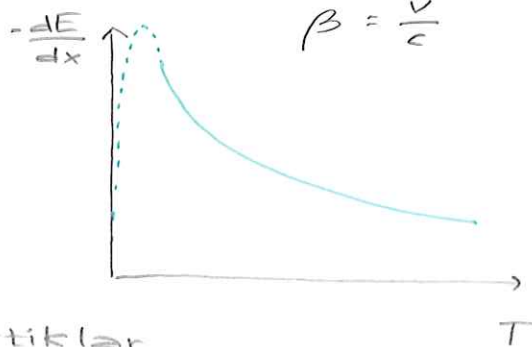
$$-\frac{dE}{dx}$$

beror på ex. $\beta, \gamma, \rho, Z, A$ densitet
 $\beta = \frac{v}{c}$ velocity

viktigast är dock

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2 Z}{\beta^2}$$

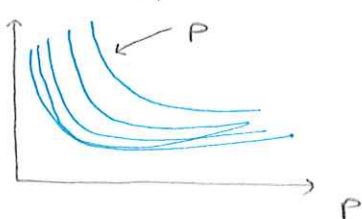
laddning atomnr



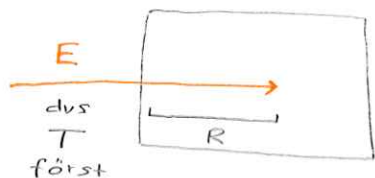
om ser på $-\frac{dE}{dx}$ vs p

kan få spår för olika partiklar,

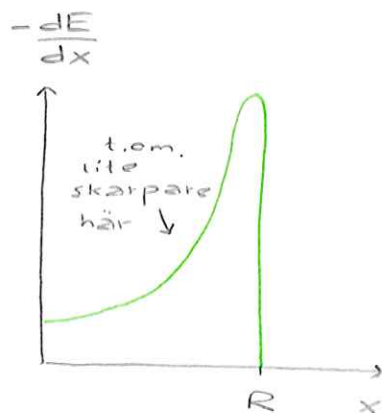
ex. proton lätt $-\frac{dE}{dx}$



RÄCKVIDD:

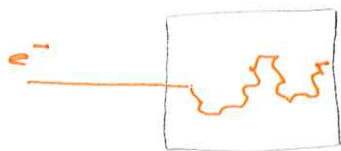


$$R = \int_T^0 \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE$$



en Bragg-kurva

lätta laddade partiklar ex. e^-



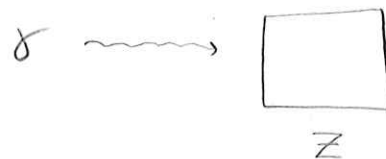
acceleration \Leftrightarrow bromsstrålning



vi kan bestämma tillräckligt tjockt material för att stoppa e^- , men ej individuella, väldigt slumpmässigt

GAMMAFOTONER - e.m. strålning

en process är



FOTOELEKTRISK EFFEKT:



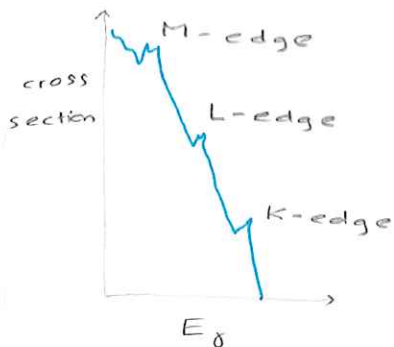
$$T_e = E_\gamma - B_e$$

all E överförs från γ till e^-
behövs bindningsenergi,
funkar ej annars!

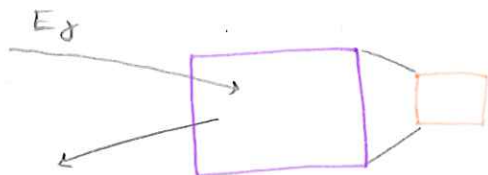
tvärsnittet

$$\sim Z^4$$

dvs tunga kärnor skyddar
bra mot γ -strålning



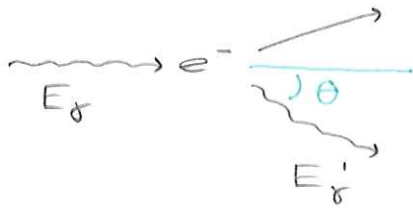
dvs
öppnar upp
skalen



ibland smiter alltså
en α ut, detekterar
lite mindre energi

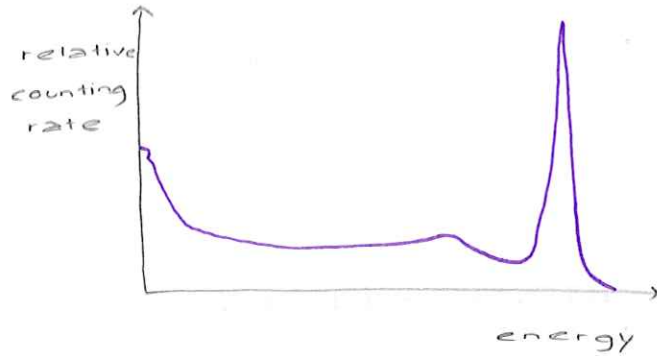
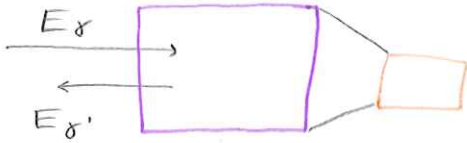
$$K_\alpha = 28 \text{ keV}$$

COMPTON SPRIDNING:

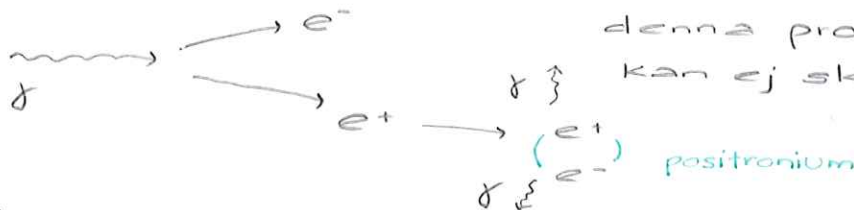


$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/mc^2)(1 - \cos \theta)}$$

en värlig process i sönderfall



PARBINDNING:



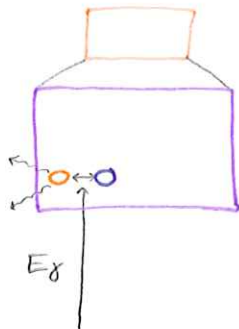
denna process kan ej ske i vacuum

för att detta ska ske, behövs $E_\gamma \gg 1022 \text{ keV}$

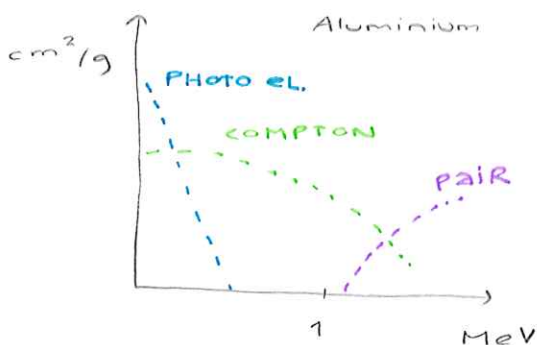
$$T_{e^+} + T_{e^-} = E_\gamma - 1022 \text{ keV} \quad (2 \cdot 511 \text{ keV})$$

e^+ letar upp en e^- , bildar positronium sen ut γ -strålning, var och en med 511 keV dvs totalt

$$E_{\text{detekterat}} = E_\gamma - 1022 \text{ keV} + 511 \text{ keV} + 511 \text{ keV}$$

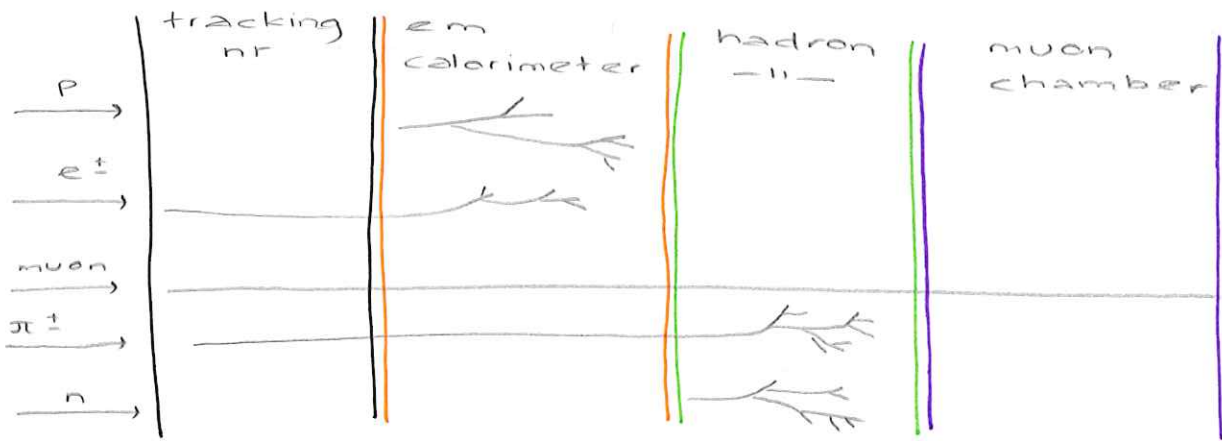


single particle escape
double particle escape



detta är olika typer av processer för växelverkan alltså.

GENERELLT FÖR PARTIKEL-DETEKTOR



KAP 7:

7.1: Växelverkan mellan nukleoner

indikationer från SEMF

stark små avstånd

försumbar stora

laddn. symm (n-n, p-p)

laddn. ober (nn, np, pp)

leptoner känner ej av starka krafter
ex. e-, μ, νe

spinnber. $\uparrow \uparrow$ $\uparrow \downarrow$



$$B = [m(^1\text{H}) + m(n) - m(^2\text{H})]c^2$$

hur mäta B?

$$= 2.22463 \text{ MeV}$$

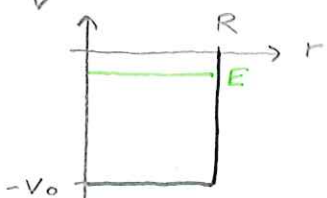


deuteron som modellsystem

n-p, B_e/A typiskt 8 MeV/A löst bundet system

vi kan approx. lösa för sfärisk symmetri ($l=0$)

och en radiell fyrkantspotential



$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & r < R & \text{I} \\ 0 & r \geq R & \text{II} \end{cases}$$

radiella Schrödinger ekvationen

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\psi}{dr} \right) + \left[V(r) + \frac{L(L+1)\hbar^2}{2mr^2} \right] \psi = E\psi$$

med $l=0$ kan vi substituera $\psi(r) = \frac{u(r)}{r}$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2u}{dr^2} + V(r)u(r) = Eu(r)$$

lös i region I och II:

$$\text{I: } -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2u}{dr^2} - V_0 u(r) = Eu(r)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2u}{dr^2} = -(E+V_0)u(r)$$

$$u(r) = A \sin k_1 r + B \cos k_1 r$$

$$k_1 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E+V_0)}$$

$$\text{II: } -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2u}{dr^2} = Eu(r)$$

$$u(r) = C e^{-k_2 r} + D e^{k_2 r}$$

$$k_2 = \sqrt{-2mE/\hbar^2}$$

$$u(r) \underset{r \rightarrow \infty}{=} 0 \quad \text{ger } D=0$$

för alla bundna tillstånd,
 $E < 0$, k_2 reell

$$\text{för små } r, \psi(r) = \frac{u(r)}{r}$$

$$\text{dvs } u(r) \underset{r \rightarrow 0}{=} 0 \quad \text{ger } B=0$$

$$\text{detta ger } u(r) = \begin{cases} A \sin k_1 r & \text{I} \\ C e^{-k_2 r} & \text{II} \end{cases}$$

kräva kontinuitet i $u(r)$ och $\frac{du}{dr}$ vid $r=R$

$$\begin{cases} A \sin k_1 R = C e^{-k_2 R} \\ A k_1 \cos k_1 R = -k_2 C e^{-k_2 R} \end{cases}$$

$$-\tan k_1 R = \frac{k_1}{k_2}$$

från förra gången:

$$\begin{cases} A \sin k_1 R = C e^{-k_2 R} \\ k_1 A \cos k_1 R = -k_2 C e^{-k_2 R} \end{cases}$$

ger oss $-\tan k_1 R = \frac{k_1}{k_2}$

vi sätter

$$x = \frac{k_1}{k_2} = \sqrt{\frac{-E + V_0}{E}} \quad (1)$$

$$-\tan(x \underbrace{k_2 R}_b) = x$$

"RIMLIGA" värden på b :

$$b = \frac{1}{\hbar} \sqrt{-2mE} R$$

vet för deutron:

$$E = 2,2 \text{ MeV}$$

$$m = \mu = \frac{m_p \cdot m_n}{m_p + m_n} = 469,5 \text{ MeV}/c^2$$

$$R \approx 2 \text{ fm} \quad (\text{Fermi})$$

$$1 \text{ fm} = 1 \text{ Fermi}$$

$$\hbar c = 197,3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$$

$$\text{ger } b = 0,46$$

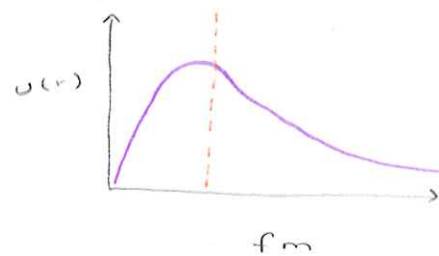
lös numeriskt/grafiskt: $x = 3,9$

$$(1) \text{ ger } V_0 = -E(x^2 + 1) = 36 \text{ MeV}$$

dvs så djup pot. grop för att deutron ska "återskapas".

det är nära att pot. ej fungerar!

dvs väldigt lite bundet



DEUTERONEN:

$$J^\pi = 1^+$$

J fås genom

$$J = L + S_n + S_p$$

då har positiv paritet kan stryka $L=1$

$I = 1$ fås genom

$$L = 0, 1, 2$$

s p d

med $\pi = (-1)^L$

i vår beräkning innan: antog sfäriskt symmetriskt $L=0$,
men om ser på magnetiska dipolmomentet fås $L=0 (2)$

1.5.2 : Utbytespartiklar / krafter

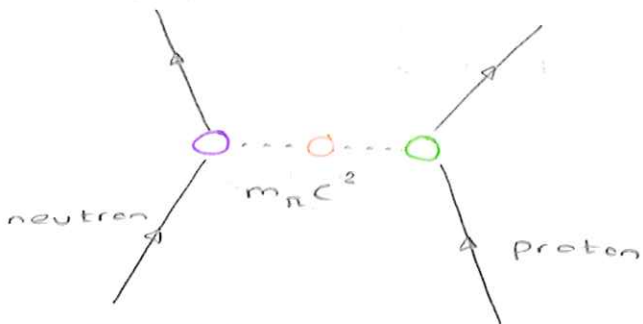
Utbytespartikel $p \rightleftharpoons n$ kan existera som en virtuell partikel om tiden den existerar är

$$\Delta t < \frac{\hbar}{mc^2}$$

vi kan alltså låna energi från naturen

under en sådan kort tid (behöver ej betyda E)

Yukawa 1935



en pion

med $v = c$ se på utsträckning $R \lesssim c \Delta t = \frac{\hbar}{mc}$

för STARK växelverkan $R = 1.4 \text{ fm}$

$$m_\pi c^2 = 140 \text{ MeV}$$

pion $\pi^{\pm 0}$: den lättaste mesonen

Yukawa-potentialen

$$R = \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \quad V(r) = \frac{1}{r} e^{-r/R}$$

7.3: Skalmodellen

ta bort en nukleon:

$$S_n = [M({}_{Z}^{A-1} X_{N-1}) + m_n - M({}_{Z}^A X_N)] c^2$$

men då kommer partermen i SEMF påverkas
 $\pm \delta$

använd $S_{2n} = [M({}_{Z}^{A-2} X_{N-2}) + 2m_n - M({}_{Z}^A X)] c^2$

då får vi inga partermsskillnader!

vissa konfigurationer m. visst antal nukleoner
är speciellt stabila! vid vissa **MAGISKA TAL**

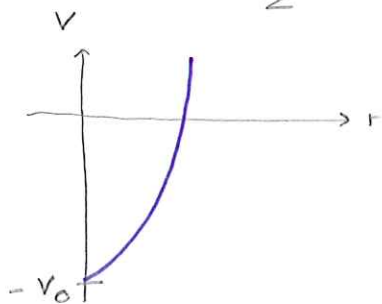
$$N, Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, \dots$$

om båda har ngt magiskt tal:

dubbel magisk kärna, stabil även fast
långt ifrån "dalen"

ser på en harmonisk oscillator's potential:

$$V(r) = \frac{1}{2} k r^2 - V_0$$



lösningar

$$E_n = \hbar \omega_0 (n + \frac{3}{2}) \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$L \leq n$$

n udda - l udda

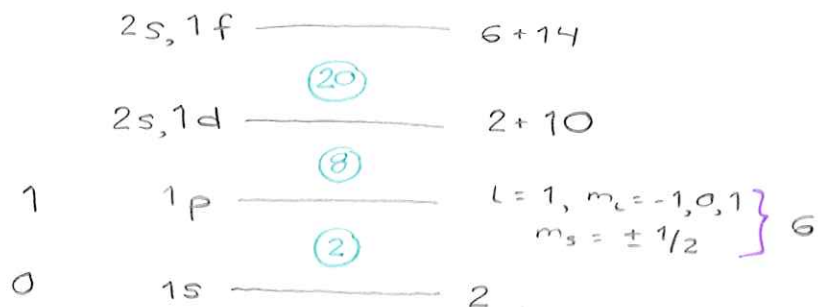
n jämn - l jämn

innan idag
en lådpotential
för pot. stark v

degenereringsgrad: $2(2L+1)$ då stoppar in
i skal

H.O. POTENTIAL

n



denna har ju i princip oändlig räckvidd.

se på vart finns energigap i schemat.
 fanns alltså viss likhet med atomfysiken (den vi härnade) men NEJ, inte alls helt. stor skillnad i om stark växelverkan med många partiklar tätt, medan för atom: e^- spridda m. kärna i mitt

vill byta till en realistisk potential med ändlig räckvidd:

Woods - Saxon

$$V(r) = - \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}$$

$$\begin{aligned} V_0 &= 50 \text{ MeV} \\ R &= 5.8 \text{ fm} \\ a &= 0.65 \text{ fm} \end{aligned}$$

$\propto DL^2$ den gav oss bättre magiska tal

vi lägger till effekt av spin-ban-koppling koppla l och s , (Zeeman)

$$V_{SB}(r) \propto \mathbb{L} \cdot \mathbb{S} \quad \text{vad ger det?}$$

$$j = l + s \quad \text{gott kvanttal}$$

vi skriver om det:

$$j^2 = (l + s)^2 = l^2 + 2l \cdot s + s^2$$

$$l \cdot s = \frac{1}{2} (j^2 - s^2 - l^2)$$

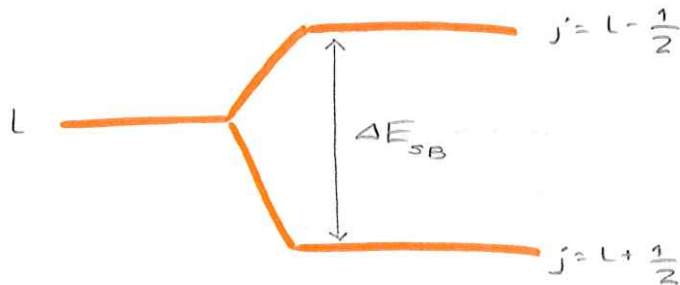
ser på väntevärde av

$$\langle l \cdot s \rangle = \frac{1}{2} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \hbar^2$$

med $j = l \pm 1/2$

$$\langle l \cdot s \rangle_{j=l+1/2} - \langle l \cdot s \rangle_{j=l-1/2} = \frac{\hbar^2}{2} \left[(l + \frac{1}{2})(l + \frac{3}{2}) - (l - \frac{1}{2})(l + \frac{1}{2}) \right]$$

$$= \frac{\hbar^2}{2} [2l + 1]$$



$$\Delta E_{SB} = \frac{2l+1}{2} \hbar^2 \langle V_{SB} \rangle$$

alla nivåer splittras i 2 pga spinn-ban

OBS
negativ,
vill ha | |

$^{208}\text{Pb} + n$ dubbel-magisk kärna men plus 1n!

har 126 och 82

ser i shell Model-diagram

tar valens nukleonen och stoppar in i

högre nivå, bestämmer spin-paritet!

Även avsaknad av nukleon (typ hål)

kan göra 't!

kan se på vägfkt'n för HÄL!

7.3.3 och 7.4.1 :

vi har laddade partiklar i kärnan (protoner) som ger upphov till el. magn. egenskaper

- kan uttryckas i multipolmoment med paritet

$(-1)^l$ för el. moment

$(-1)^{l+1}$ för magn. moment

för en kärnas vågfunktion

bildas väntevärdet av operatören genom

$$\int \psi^* O \psi dV$$

+/- ↑ +/- el. magn. operatör
+ paritet

ψ har antingen +/- paritet, men hela integranden nästa jämn ha + paritet, annars kancellerar

ALLTSÅ :

varannan el/magn ger oss något

- 0
- 1 el. monopolmoment eZ
- 2 magn. dipolmoment

i en kärna :

skriv som $\mu = g_l \cdot l \cdot \mu_N$ kärnmagnetonen

$$g_l = \begin{cases} 1 & \text{proton} \\ 0 & \text{neutron} \end{cases}$$

MEN

j gott kvanttal och n/p har intrinsiskt magn. moment

$$\mu = g_j j \mu_N$$

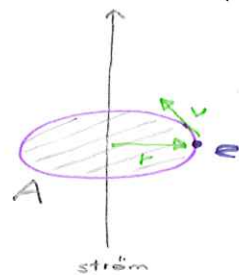
vågft'r avparas för att få lågt energitillstånd, valens ger egenskaper

numeriskt :

$$\mu_N = 3.1595 \cdot 10^{-8} \text{ eV/T}$$

$$\mu_B = 5.7804 \cdot 10^{-5} \text{ eV/T}$$

klassiskt dipolmoment:



$$|\mu| = iA = \frac{ev}{2\pi r} \pi r^2$$

$$= \frac{evr}{2} = \left\{ \mu = m r \times v \right\}$$

$$= \frac{e}{2m} |\mu|$$

Kvantmekanisk definition :

$$\mu = \left(\frac{e\hbar}{2m} \right) L$$

banimpulsmoment

magneton

B. R. Martin

$$j = l \pm \frac{1}{2} \quad (7.29-7.31)$$

kan beräkna max och min för magnetiska momentet, dock svårt att avgöra precis, invecklat!

1

3 elektriskt kvadrupolmoment

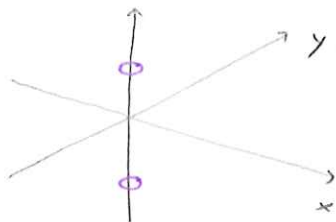
$$eQ = \int \rho(r) (3z^2 - r^2) d^3r$$

partiklar:

$$eQ = \sum_i \int \Psi^* q_i (3z^2 - r^2) \Psi d^3r$$

diskret laddn. fördeln.
i vissa pkt' r dS

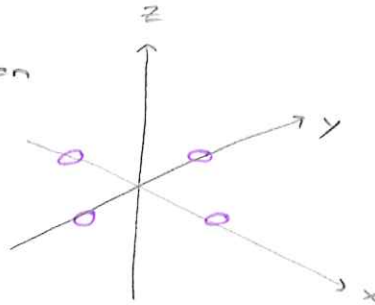
ex. z



prolat deformation

$$r = z$$

$$eQ \sim \langle 2r^2 \rangle$$



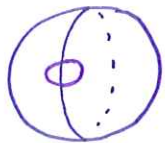
oblat deformation

$$z = 0$$

$$eQ \sim - \langle r^2 \rangle$$

sfärisk laddningsfördelning $eQ = 0$

valensnukleoner kan ge bidrag, antag vågfunktion i yta av kärna



$$r \approx R_0 A^{1/3}$$

om symmetriaxel i z-led

$$|eQ| \leq e \langle r^2 \rangle = e R_0^2 A^{2/3}$$

↑
bara valens-
proton bidrar

"elektrobarn"

$$= e \cdot 1.44 \cdot 10^{-30} A^{2/3} \text{ m}^2 = \left\{ A: 200 \right\} \approx 0.5 \text{ eb}$$

MEN exp. data visar t.ex ^{176}Lu : 8.0 eb

vi har en statisk deformation

fler än 1 protoner som förskjuts !!

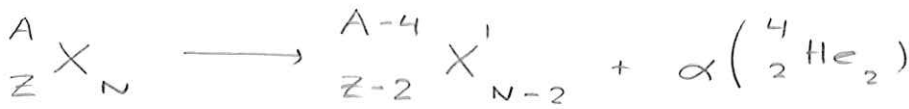


man får
typiska
excitations-
mönster

nivåer splittras upp då deformerats

7.6: α -sönderfall

${}^4_2\text{He}$ dubbelmagisk, mkt stabil!

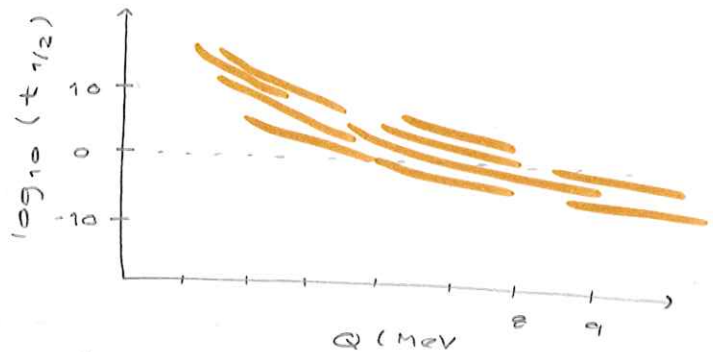


$$Q = (m_X - m_{X'} - m_\alpha) c^2$$

$$Q = T_{X'} + T_\alpha$$

$$T_\alpha = \frac{Q}{(1 + m_\alpha/m_{X'})}$$

ser på $\log_{10}(t_{1/2})$ ^{för α -} emitterar

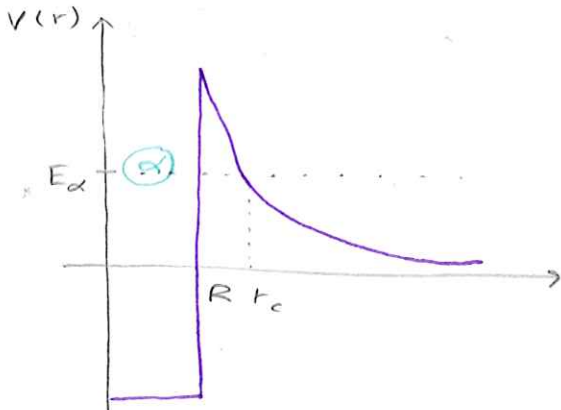


Geiger-Nuttall gjorde med detta \uparrow

$$\log t_{1/2} = C + D(ZQ^{-1/2})$$

parametrisering över 20 storlekar!

studera α -sönderfall mha tunnling:



E_α energi för α -part.

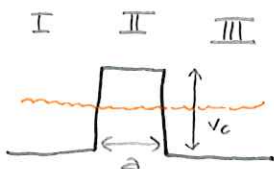
långt bort känner av stark vv
elr el. magn.

närmare, känner av Coulomb
sen tar stark vv över.

skapar en α -part. innan för R .
om lyckas tunna till r_c , är utanför stark vv's räckvidd.

$$V(r) = V_c(r) = \begin{cases} \frac{2Z\alpha\hbar c}{r} & ; r > R \text{ rent el. magn.} \\ -V_0 & ; r < R \text{ stark vv} \end{cases}$$

hur modellera tunnling? se appendix A1:



$$(A.9) T \approx \left(\frac{4kK}{k^2 + K^2} \right)^2 e^{-2Ka} \quad \textcircled{1}$$

med $\hbar^2 k^2 = 2mE_\alpha$ I

$\hbar^2 K^2 = 2m(V_c - E_\alpha)$ II

typiska numeriska värden:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_\alpha = 5 \text{ MeV} \\ R = R_0 A^{1/3} = \{ A = 232 \} = 1.2 \cdot 232^{1/3} \text{ fm} = 7.4 \text{ fm} \\ Z = 90 \end{array} \right. \quad (2)$$

vid $r = r_c$ är $V(r_c) = E_\alpha$

$$r_c = \frac{2Z\alpha\hbar c}{E_\alpha} \quad (3)$$

för (2): $r_c = \frac{2 \cdot 90 \cdot 197}{137.5} \text{ fm} = 51.7 \text{ fm}$

barriärens maximala höjd: $V_c(R) \approx 35 \text{ MeV}$

behandla del av (1):

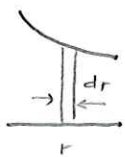
$$\left(\frac{4kK}{k^2 + K^2} \right)^2 = \left(\frac{4\sqrt{E_\alpha(V_c - E_\alpha)}}{E_\alpha + (V_c - E_\alpha)} \right)^2 = 16 \frac{E_\alpha(V_c - E_\alpha)}{V_c^2}$$

$$= 16 \frac{E_\alpha}{V_c} \left(1 - \frac{E_\alpha}{V_c} \right) = \left\{ \text{för } r=R \right\} = 16 \frac{5}{35} \left(1 - \frac{5}{35} \right) \approx 1.9$$

$$T \approx e^{-2Ka} = e^{-2KAr}$$

dvs $O(1)$ kan
då approx ≈ 1

se som en fyrkantsbarriär stämmer ju
inte så bra ... lös differentiellt:



differentiell transmission:

$$dT = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} dr \sqrt{2m(V_c(r) - E_\alpha)} \right]$$

total transmission:

$$T = dT_1 \cdot dT_2 \cdot \dots = e^{-G}$$

e^{-G} Gamov-faktor

skriv om $V_c(r) = \{ (3) \}$

$$= r_c \frac{E_\alpha}{r} \quad \text{dvs} \quad G = \frac{2}{\hbar} (2mE_\alpha)^{1/2} \int_R^{r_c} \left(\frac{r_c}{r} - 1 \right)^{1/2} dr$$

$$G = \frac{2}{\hbar} \int_R^{r_c} [2m(V_c(r) - E_\alpha)]^{1/2} dr$$

$$= \frac{2}{\hbar} (2mE_\alpha)^{1/2} r_c \left[\arccos \sqrt{\frac{R}{r}} - \sqrt{\frac{R}{r} \left(1 - \frac{R}{r} \right)} \right]$$

med $r_c \gg R$

$$\frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{R}{r_0}} \approx \frac{\pi}{2}$$

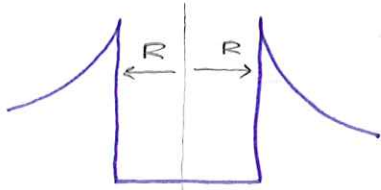
$$G \approx 4Z\alpha \left(\frac{2mc^2}{E_\alpha} \right)^{1/2} \frac{\pi}{2} = \left\{ \begin{array}{l} E_\alpha = \frac{mv^2}{2} \\ \frac{m}{2} \beta_\alpha^2 c^2 \end{array} \right\} = 4\pi\alpha \frac{Z}{\beta} \quad (7.52b)$$

relativt c ,
hastighet hos α -partikeln

α -SÖNDERFALL

Gamov-faktor $G \approx 4\pi\alpha \frac{Z}{\beta}$ (7.52b)

antag att α -part. "pre-formeras" inuti kärnan, har hastighet v_α och befinner sig vid barriären med frekvens f



tunneling
genom
barriär

ger oss

transmission

$$\lambda = f \cdot p \cdot w(\alpha) = w(\alpha) \cdot f \cdot e^{-G}$$

$$f = \frac{v_\alpha}{2R} \quad \lambda = w(\alpha) \frac{v_\alpha}{2R} e^{-4\pi\alpha \frac{Z}{\beta}}$$

halveringstid:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{2 \ln 2 R}{w(\alpha) v_\alpha} e^{4\pi\alpha \frac{Z}{\beta}}$$

$$\log_{10} T_{1/2} = \log_{10} a' + b' \frac{Z}{\beta} = a + b \frac{Z}{\sqrt{E_\alpha}}$$

Geiger-
Muttall
här
alltså

visade: kunde alltså
beräkna saker m. kvantmekanik

vill hitta supertunga kärnor

skapa gnm ihop m. medeltung och tung, sen separera ut kärnan.

ser på sönderfallskedjan av α -sönderfall!

genom att se vad som ut, om känner igen, ser ex. 3 α senare,

t.ex $Z=115$ ut med α -partiklar ner till en kärna som tyvärr fissionerar

kan även ha tunneling för tyngre partiklar, ^{24}C även protoner som tunnlar ut ur en kärna, alltså.

β-SÖNDERFÄLL

vi ser igen på det:

man var ju länge funderad över det kontinuerliga spektrumet som man fick av β^+ , β^- sönderfall.

7.7: enligt ovan alltså

β^-/β^+ - emission av e^-/e^+ m. spektrum kont. ända upp till ändpunktsenergin $E_0 \approx Q$

vart tar energin vägen?

→ neutrino, har massa men vet ej vad.

○ Fermis teori ligger bakom spektrumet!

utgå från störningsteori (svag växelverkan)

○ gyllene regeln $w = (\lambda =) \frac{2\pi}{h} |M_{fi}|^2 \rho(E)$

där $M_{fi} = \int \Psi_f^* (g \hat{O}) \Psi_i dV$

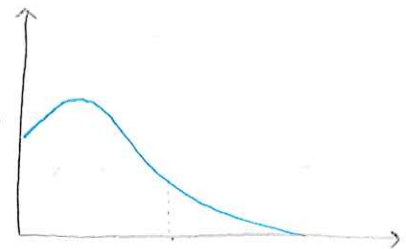
antalet vid given rörelsemängd

styrka på växelverkan operator

$N(p_e) = \frac{d\lambda_{fi}}{dp_e} = \frac{G\beta^2}{2\pi^2 \hbar^2 c^3} |M_{fi}|^2 F(Z, T_e) (Q - T_e)^2 p_e^2$

β-spektrumet har alltså det beroendet

överlapp kompensera för Coulomb v



○ KURIEPLOT:

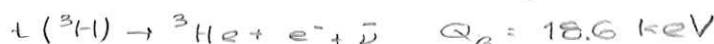
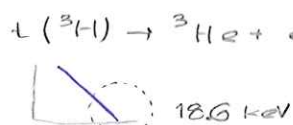
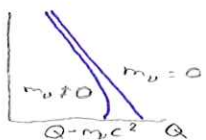
skriv om ①

$(Q - T_e) \propto \sqrt{\frac{N(p_e)}{p_e^2 F(Z, T_e)}}$ lineariserat alltså

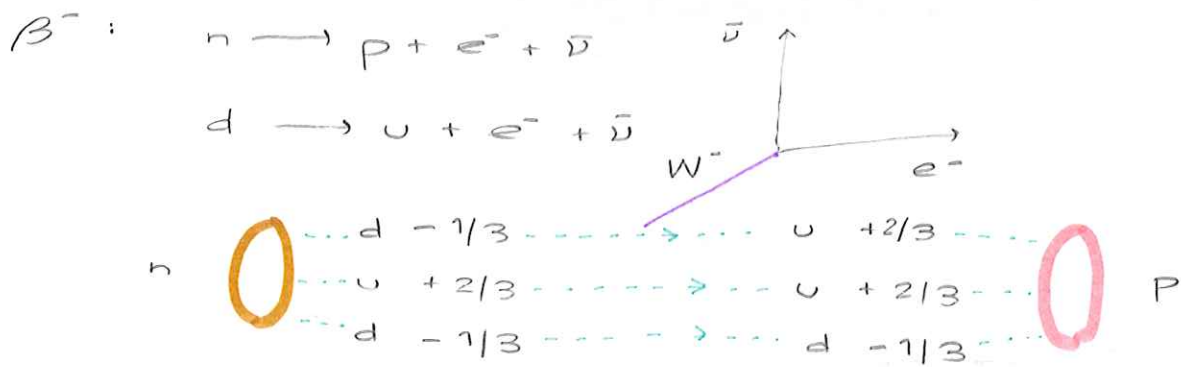
plotta som fkt'n av T_e , då $T_e = Q$ ger ju 0 då kommer heller i princip inga e^- , dvs antal e^- går mot 0

linearisering fungerar då M_{fi} är oberoende av kinematik i sönderfallet

neutrinons massa? detaljstudera Kurieplot nära $T_e = Q$ om $m_\nu = 0$, rakt ner hela vägen



mkt svårt att mäta! får bara de nära 18 keV då magnetfält till detektorn



Kan låna energi så länge osäkerhetsrelation låter oss!

Kan se på hur starkt kopplar upp och ner-kravkar till varann.

matris, kan då se att unitär
 kvarkmatris mix delarna unitära

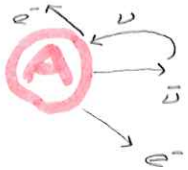
DUBBELT β -SÖNDERFALL



${}^{76}_{32} \text{Ge}$ är stabil, ej till ${}^{76}_{33} \text{As}$ och $Q < 0$
 j-j

men om 2 ner! får ut energi

extra intressant om har INGA neutrinos, $0 \bar{\nu}$



om ν kan gå till sin antipartikel

iom just Ge, skulle kunna göra en detektor som även är en källa!

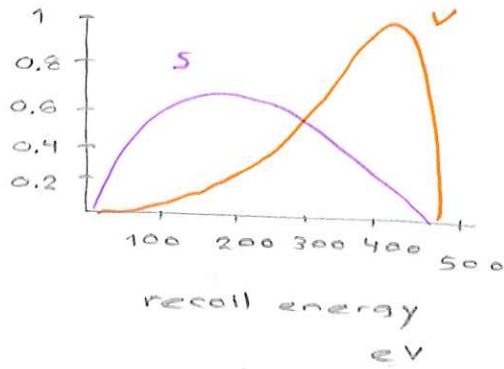
$$\sum E_e = Q$$

svag v.v. operator $V - A$

ser på β^+ och ν_e , skillnad i vinkel för att få om endast skalär ex.

svårt att detektera! kan istället se på kärnan och dess rekyl

får med $|P_e \cdot P_\nu|$



7.8: γ -övergångar

Kärnan ändras om till mer energimässigt tillstånd efter β -sönderfall.

de-excitation av exciterade tillstånd,

0 (100 keV) - 0 (10 MeV).

se process som en el. magn. multipoloperator

som verkar på kärnans vågfunktion

genom emission av en foton med rörelsemängdsmoment L

$$m_{fi}(\sigma L) = \int \psi_f^* m(\sigma L) \psi_i dV$$

σL : E1 - dipol

E2 - kvadrupol

⋮

M1 - dipol

M2 - kvadrupol

L	$\pi(E L) = (-1)^L$	
1	-1	ändrar paritet
2	+1	oförändrad paritet här

$$\pi(M L) = (-1)^{L+1}$$

1 +1

2 -1

urvalsregler för ändring av J :

$$J_i = J_f + L$$

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f$$

(nästan) alltid det lägsta L -värdet som uppfyller villkoren

$0^+ \rightarrow 0^+$ möjlig med **e3**

varannan i om paritetsskäl!

ex. $1^+ \downarrow M_1$ $1^- \downarrow E_1$ $2^+ \downarrow E_2$ $1/2^+ \downarrow M_1$

$3/2^+$

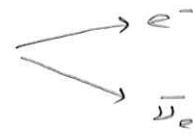
$5/2^+$ \downarrow M_1
 E_2
 M_3
 E_4

$L = 1, 2, 3, 4$ alltså

men $M_3 E_4$ 10^{-12} ; 10^{-13}

så kan i princip försumma

relativt kärnsin, γ -energi
multipel har olika riktn.
foton tar alltid m. sig
förelsemängd

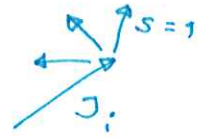
URVALSREGLER I β -SÖNDERFALL: e/ν - fermionerantiparallella spin $\uparrow\downarrow$ $S=0$ Fermisönderfall

$$\Delta J = |J_i - J_f| = 0 \quad \text{ingen ändring}$$

parallella spin $\uparrow\uparrow$ $S=1$ Gamma-Teller sönderfall

$$\Delta J = |J_i - J_f| = 0, 1$$

SPECIAL:

ej $J_i = 0$ till $J_f = 0$ för kopplaen pkt (då 0) till $S=1$, kan ej kancellera $K5$, ingen ändring av L

större ändringar i "förbjudna" sönderfall

 ändrar L !

1a förbjudna

$\Delta L = 1$

paritetsändring

$$\Delta J = 0, 1, 2$$

men denna finns inte oran, med paritetsändring

2a förbjudna

$\Delta L = 2$

oförändrad paritet

$$\Delta J = \cancel{0}, \cancel{1}, 2, 3$$

sker m. mkt
större sannolikhet
för tillåtet

↑↑↑↑↑

0↑↑↑↑↑

komparativ halveringstid:

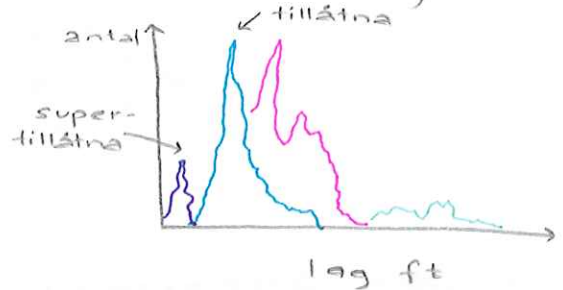
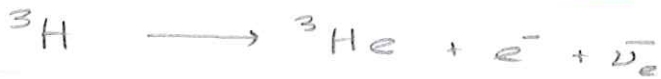
$$f \cdot t_{1/2} \propto |M_{fi}|^2$$

man ser på

$\log(f \cdot t_{1/2})$, spänner över många strl. ordn.

ger indikation på vilken typ av övergång

supertillåten övergång:



dvs enkelt för naturen att ändra så!

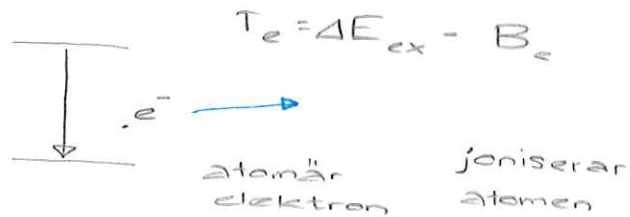
vad gäller γ -sönderfall

INRE KONVERSION:

detta är't

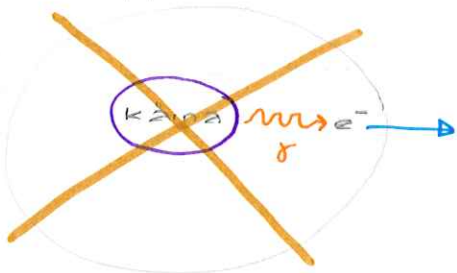


alternativt



om ser på e^- spektrum, vissa toppar
434-K, 514-K, 723-K

ser även i γ -spektrum att motsvarande
toppar ses här i också



så här trodde man att det var!



men måste ha minst $L=1$
en virtuell foton...

de inre e^- -skal involverade, EC och inre
konversion ex,

m.h.a. röntgen kan få reda på om
super tung kärna.

THE STANDARD MODEL.

CONSTITUENTS

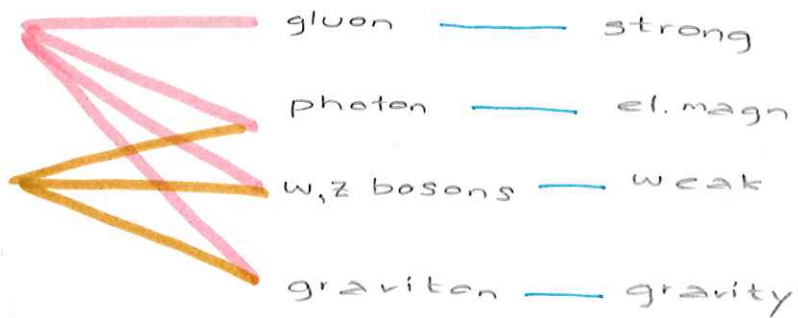
QUARKS

u c t
d s b

LEPTONS

ν_e ν_μ ν_τ
e μ τ

FORCES

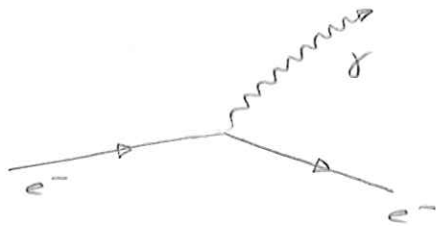


HIGGS BOSONEN

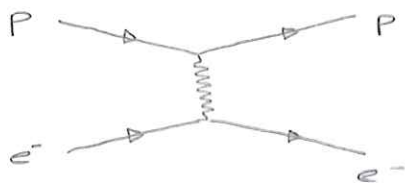
den ger massa till andra partiklar

i kap 1 och kap 3

FEYNMAN DIAGRAMS



en virtuell foton



med olika diagram
kan beskriva högre
ordning av växelverkan.

antipartiklar

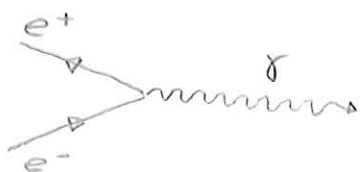


kan bestämma hur
många växelverkan
man tar med och räknar på.

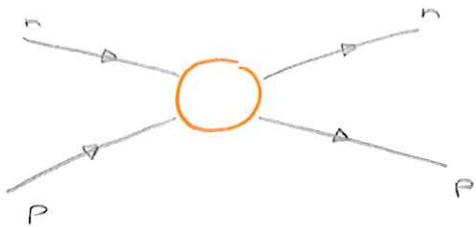
går bakåt i tiden

kan ofta vrida på
Feynman diagram
och beskriver ändå
ngt viktigt, verkligt

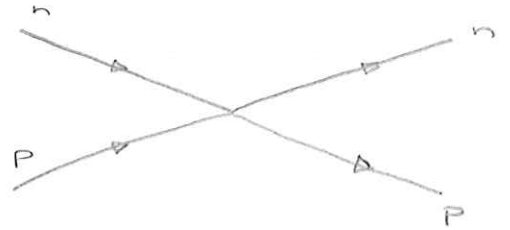
kan annihilera varann



STARK VÄXELVERKAN:

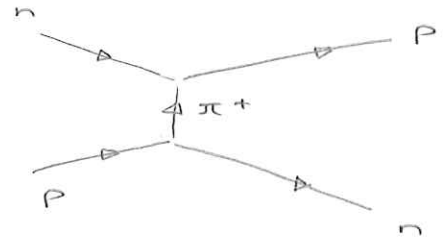


pkt-
växelsverkan

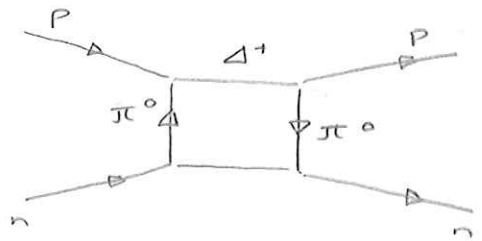


en-pion
växelsverkan

man brukar
ordna dem
enligt antal
växelsverkan.



två-pion
växelsverkan
(m. Δ)



3.1: Leptoner - lätta "fundamentala" partiklar

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ e^+ \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_\mu \\ \mu^+ \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_\tau \\ \tau^+ \end{pmatrix}$$

lättare masser

tyngre masser

LEPTONER

ANTI PARTIKLAR

kvant-tal $L_e = 1$ $L_\mu = 1$ $L_\tau = 1$

$L_e = -1$ $L_\mu = -1$ $L_\tau = -1$

massa 0.511 105.7 1777.0
 MeV/c^2 MeV/c^2 MeV/c^2

leptonantalservering:



$$L_e \quad 0 \quad 1 \quad -1 \quad 0$$

$$L_\tau \quad 1 \quad 0 \quad 0 \quad 1$$

$$\text{laddning } C \quad -1 \quad -1 \quad 0 \quad 0$$

BEVARAT,
GÖTT!

vi måste ha att
 L_e, L_τ bevarade



$$L_e \quad 0 \quad 0 \quad 1 \quad -1$$

$$C \quad 0 \quad 1 \quad -1 \quad 0$$

BEVARAT!

ELEKTRONEN

lättaste laddade partikeln, dvs, stabil!

varför finns det just tre generationer?

svag växelverkan förmedlas av vektorbosoner

$$W^\pm / Z^0$$

titta på bredd hos fördelning $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ (1.6.3)
 τ livslängd

Summan av alla tänkbara sönderfallskanaler är den totala vidden:

$$\Gamma = \sum_f \Gamma_f \quad (1.76)$$

vi kan studera för Z^0 :

$$T_{\text{tot}} = T_{\text{hadroner}} + T_{\text{leptoner (laddade)}} + T_{\nu}$$

mät mät mät kan ej mätas!

$$T_{\nu} ? \quad Z^0 \rightarrow \nu_L + \bar{\nu}_L, \quad L = e, \mu, \tau$$

reaktion mer sannolik då större Q
 v. lika stort dessa
 dvs
 lika stor sannolikhet för alla L

$$T_{\nu} \equiv T_{\nu_e} + T_{\nu_{\mu}} + T_{\nu_{\tau}}$$

$$m_{\nu_L} \text{ iaf } < 2 \text{ eV}/c^2 \text{ dvs}$$

$$m_{\nu_L} \ll M_{Z^0} / 2$$

termerna blir lika stora, lika stor sannolikhet för $L = e, \mu, \tau$

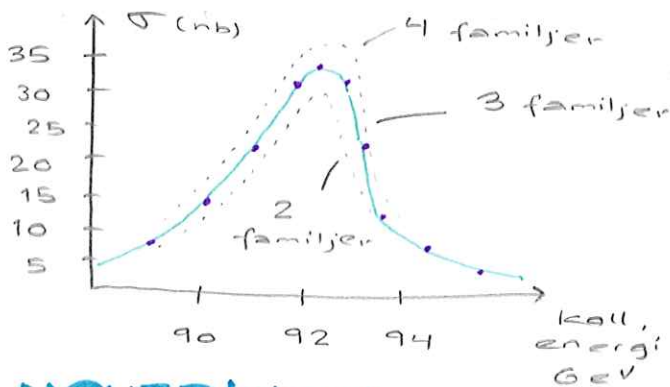
om så liten vilomassa hos $\nu_L, \bar{\nu}_L$, kommer i princip all E från M_{Z^0} bli kinetisk energi

TÄNK:

vattentänk, vet hur mkt ut tot, och ur 2 av 3 hål.

om fler än tre st, blir fler i T_{ν} , stämmer ej får $N = 3.00 \pm 0.08$

tvärsnitt



NEUTRINON

dess massa $m_{\nu_e} < 2 \text{ eV}/c^2$ ${}^3\text{H}$ -sönderfall

hur detektera ν ? ex. $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ mkt litet σ för denna process

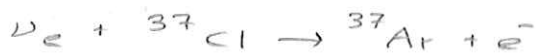
Davies fyllde tank m. C_2Cl_4



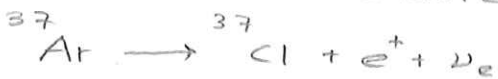
i kärnor ex.



laddade partiklar, dvs. kan mäta bra!



endoterm $Q = -0.81 \text{ MeV}$



räkna antal sönderfall, se hur många ν från solen

modell (☀) : $7.3 \pm 2.3 \text{ SNU}$

exp : $2.55 \pm 0.17 \pm 0.18 \text{ SNU}$

NEUTRINER FRÅN SOLEN

pp-kedjan

vad sker i solen?

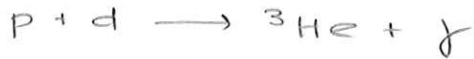
fusion, helium

PP-KEDJAN

fusion & svag vr process

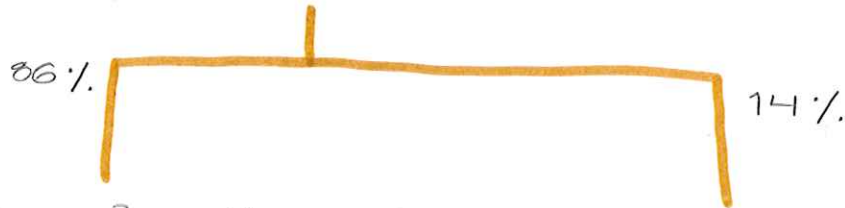


$$Q = 1.44 \text{ MeV}$$



$$Q = 5.49 \text{ MeV}$$

bevare laddning och lepton-tal
 $p \rightarrow n + e^+ + \nu$



både stark em. vr och svag vr, långsam process!



trillar isär iom ${}^6\text{Be}$ oastabil



TUR så sol ej brinner så fort

14%

0.02%

e^- infångning
 $p + \beta^+ \rightarrow n + \nu$



chain I

chain II

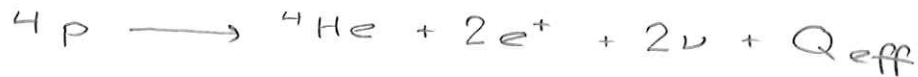
chain III

$$Q_{\text{eff}} = 26.2 \text{ MeV}$$

$$Q_{\text{eff}} = 25.66 \text{ MeV}$$

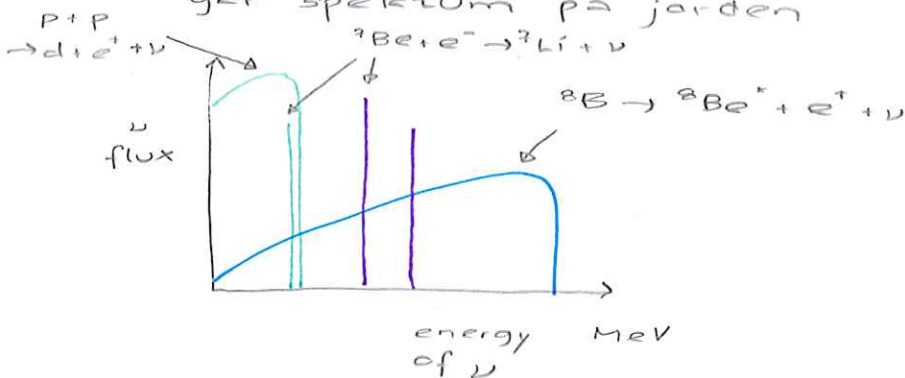
$$Q_{\text{eff}} = 19.17 \text{ MeV}$$

NET RESULT :

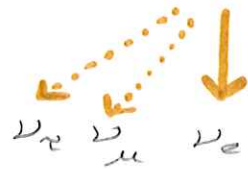


neutrinerna tar m. energi, åker ut från solen

ger spektrum på jorden



beroende på vad detektorer är gjorda av, detektera olika låg E



$$(E_\nu)_{\min} = 0.81 \text{ MeV}$$

modell:

$$7.3 \pm 2.3 \text{ SNU}$$

NEUTRINOOSCILLATIONER?

dvs då ν_e når jorden kan ha blivit ν_τ, ν_μ ex.

exp: systematiskt

$$2.55 \pm 0.17 \pm 0.10 \text{ SNU}$$

statistiskt

vi antar att neutrinon har massa, men att egentillstånden för **SMÅK** och **MASSA** inte är identiska

flavour:

e^-, μ, τ

α, β

- 2 generationer

$$\nu_\alpha = \nu_i \cos \theta_{ij} + \nu_j \sin \theta_{ij}$$

en blandningsvinkel, "mixing angle"

$$\nu_\beta = -\nu_i \sin \theta_{ij} + \nu_j \cos \theta_{ij}$$

antag att $\theta_{ij} \neq 0$ och

$$m_i \neq m_j, m_{i,j} > 0$$

två olika koordinat-system för smak och massa!
ej övertlapp mellan smak & massa

ν_α vid $t=0$ kan vi skriva:

$$|\nu_\alpha, P\rangle = |\nu_i, P\rangle \cos \theta_{ij} + |\nu_j, P\rangle \sin \theta_{ij} \quad (1)$$

vid $t > 0$:

$$|\nu_\alpha, P\rangle = a_i(t) |\nu_i, P\rangle \cos \theta_{ij} + a_j(t) |\nu_j, P\rangle \sin \theta_{ij} \quad (2)$$

om känner till energin E , får ett tidsberoende hos vågft'n

där (tidsutv. av ett kranttillstånd)

$$a_i(t) = e^{-iE_i t/\hbar}$$

$$|\nu_\beta, P\rangle = -a_i(t) |\nu_i, P\rangle \sin \theta_{ij} + a_j(t) |\nu_j, P\rangle \cos \theta_{ij} \quad (3)$$

vi vill ha ② på formen

$$A(t) |\nu_{\alpha}, P\rangle + B(t) |\nu_{\beta}, P\rangle \quad \nu_{\alpha} \text{ istället för } |\nu_{\alpha}, P\rangle$$

② + ③ ger oss

$$\nu_{\alpha} \sin \theta_{ij} + \nu_{\beta} \cos \theta_{ij} = \nu_j$$

$$\nu_{\alpha} \cos \theta_{ij} - \nu_{\beta} \sin \theta_{ij} = \nu_i$$

sätter in det i ②

$$\begin{aligned} \nu_{\alpha}(t) &= a_j(t) \cos \theta_{ij} (\nu_{\alpha} \cos \theta_{ij} - \nu_{\beta} \sin \theta_{ij}) \\ &\quad + a_i(t) \sin \theta_{ij} (\nu_{\alpha} \sin \theta_{ij} + \nu_{\beta} \cos \theta_{ij}) \\ &= \underbrace{[a_j(t) \cos^2 \theta_{ij} + a_i(t) \sin^2 \theta_{ij}] \nu_{\alpha}}_{A(t)} \\ &\quad + \underbrace{[\cos \theta_{ij} \sin \theta_{ij} (a_j(t) - a_i(t))] \nu_{\beta}}_{B(t)} \end{aligned}$$

1 SNU
= 10^{-36}
neutrino
captures
per second
per target
atom

sannolikhet för ν_{β} med ν_{α} vid $t=0$:

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = |B(t)|^2 = |\sin^2 \theta_{ij} \cos^2 \theta_{ij} [e^{-iE_j t/\hbar} - e^{-iE_i t/\hbar}]^2|$$

$$= \sin^2(2\theta_{ij}) \sin^2 \left[\frac{(E_j - E_i)t}{2\hbar} \right] \quad \text{④}$$

dvs går från
1 typ av
neutrino
till en annan

$$E_j - E_i = \left(E_{ij} \gg m_{ij} \right) \approx \frac{m_j^2 c^4 - m_i^2 c^4}{2pc} \quad (3.30)$$

$$E \approx pc \quad t = \frac{L}{c} \quad \text{kan ersätta alltså}$$

④ ger oss

$$\sin^2(2\theta_{ij}) \sin^2 \left(\frac{L}{L_0} \right) \quad \text{med } L_0 = \frac{4E(\hbar c)}{(m_j^2 - m_i^2)c^4} > 100 \text{ km}$$

beror på θ_{ij} och avstånd

massskillnad

om t.ex på CERN så $L/L_0 \ll 1$ stor

men om på solen L/L_0 större!

$$\theta_{13} = 8.8^\circ \text{ sagt i år!}$$

observerar i ngt som heter SNO (D_2O)

charged-current CC
 ν_e bara

neutral-current NC
 alla kanaler ν_e, ν_μ, ν_τ

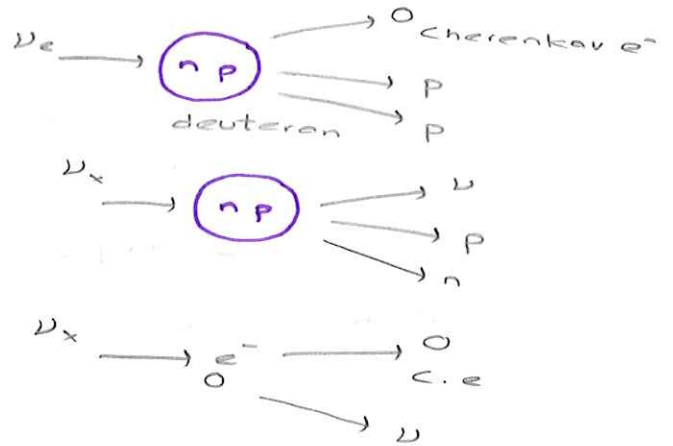
elastic scattering ES

flux

$$\Phi_{CC} < \Phi_{ES} < \Phi_{NC}$$

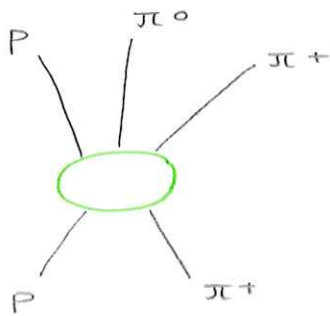
ν oscillerade över till andra, därför ej kunde mäta korrekt på ν 'arna.

leptontalet är ej fullständigt bevarat, men vi behöver ej oroa oss 😊



3.3: Hadroner

sammansättning av kvarkar, 3 st eller 2 st

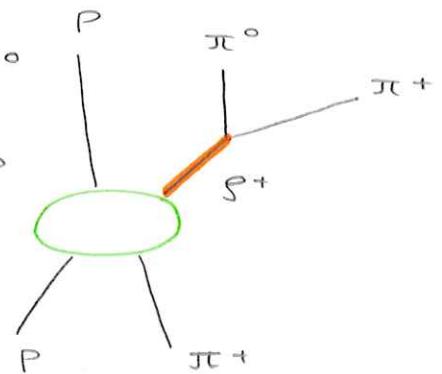


$$\pi^+ + p \rightarrow \rho^+ + p$$

$$\downarrow \pi^+ + \pi^0$$

$$\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^0$$

MESONER
 finns i mkt kort tid!



2 olika varianter, hur vet om hade intermediär partikel eller ej?

bilda INVARIANTA MASSAN : invariant under Lorentz transf. i.e. vilomassan

$$\pi^+ + p \rightarrow \rho^+ + p$$

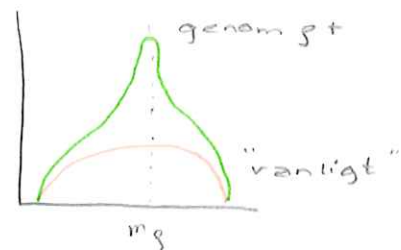
$$\downarrow \pi^+ + \pi^0$$

$$-m_{\rho^+}^2 c^2 = P_{\rho^+}^2 = (P_{\pi^+} + P_{\pi^0})^2 \quad \text{totala 4-vektorn samma!}$$

$$P = [P_x, P_y, P_z, \frac{E}{c}] [t, x, y, z]$$

$$P^2 = p^2 - \frac{E^2}{c^2} = -m^2 c^2$$

↑ mät



bredden
 livs-
 längden

studerar hadroner just genom deras sönderfallsprodukter.

På 50-60-talet: **PARTIKELXPLOSIONEN**

skapade kvarkmodellen, exp. bevis 3.9.1

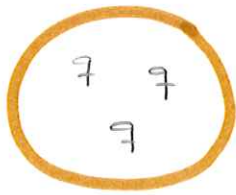
bygger upp 2 typer av partiklar från kvarkar:

BARYONER

qqq
p, n, Δ , Ω

MESONER

$q\bar{q}$
 π, K, ρ

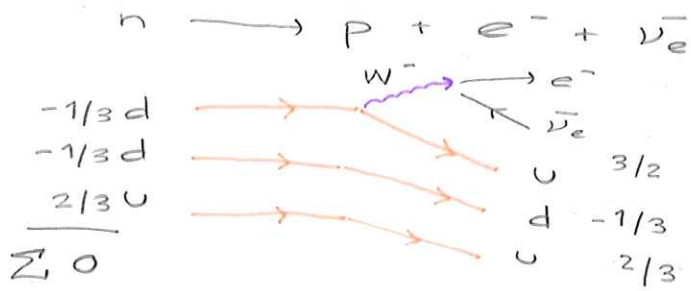


försöker få ut en q där ur, kräver så mkt energi att enklare att skapa ett $q\bar{q}$ -par, en meson!

Kvarkgenerationer

Q	up	charm	top
$2/3$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$
$-1/3$	down	strange	bottom

anti-kvarkar
spinn 1/2



n har magn. moment iom den består av laddade partiklar

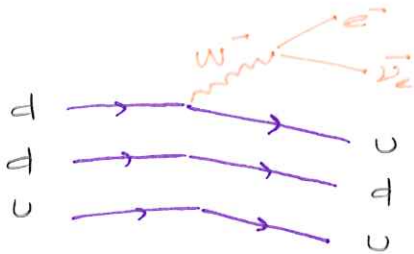
3.2: Kvarkar

$$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

och antikvarkar

spinn 1/2

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$



kvarkar kan förändras i svag växelverkan

men bevaras i stark

och el. magn växelverkan

- $q\bar{q}$ - par kan skapas / förintas

baryontal konserveras alltid:

$$B = N_q/3 = [N(q) - N(\bar{q})]/3$$

3.3.1: Isospin

starka växelverkan är oberoende av smak, u/d är nästan ekvivalenta

alltså: vi kan ordna in partiklar / kärnor i multipletter med isospin I och projektion I_3

pionen	π^+	π^0	π^-
$I=1$	$I_3 = 1$	$I_3 = 0$	$I_3 = -1$
kvarkar	$(u\bar{d})$	$(u\bar{u}, d\bar{d})$ <small>linjär kombo</small>	$(\bar{u}d)$

den medlem m. störst pos. laddning får störst värde på projektion

litet skift i massa p.g.a Coulomb-vv

proton och neutron	p	n
$I=1/2$	$I_3 = 1/2$	$I_3 = -1/2$

$I=1$ <u>$I_3 = +1$</u> pp	$I=1$ <u>$I_3 = 0$</u> np	$I=1$ <u>$I_3 = -1$</u> nn
} triplett		
$I=0$ <u>$I_3 = 0$</u> np		singlett

om vi kan ta bort Coulombv v barde få vägfkt'n som är oberoende av n eller p, bara antal A kan se det t.ex för ${}^{14}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{14}_8\text{O}$ dvs. samma energi, hör till 1, 0, -1 0^+ tillstånd då, även 1^- nivån lika

3.3.2: Kvarckmodellen

vissa partiklar fick särtal (strangeness)

$$S = -N_s = -(N(s) - N(\bar{s}))$$

EX. kaoner	K^+	K^0/\bar{K}^0	K^-
kvarkar	$(u\bar{s})$	$(d\bar{s}, \bar{d}s)$	$(\bar{u}s)$
massa MeV/c ²	494	498	

på samma sätt:

$$C = N_c = (N(c) - N(\bar{c}))$$

$$\tilde{B} = N_b = \dots$$

$$T = N_t = \dots$$

HYPERLADDNING:

$$Y = B + S + C + \tilde{B} + T$$

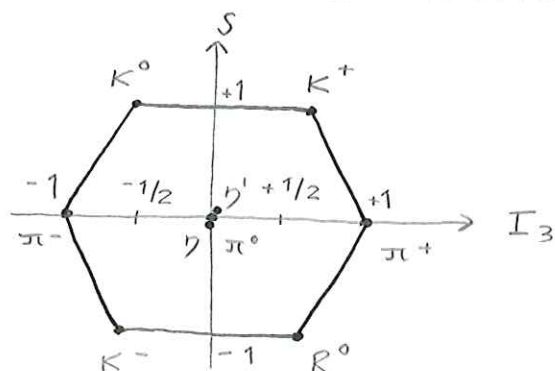
bevaras i stark och el. magn. vv.

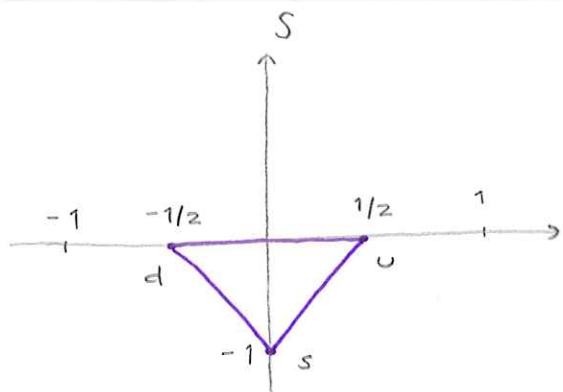
Y mot I_3 men mer pedagogiskt med

se på spin-0-mesoner

S mot I_3

dvs metriktade spin





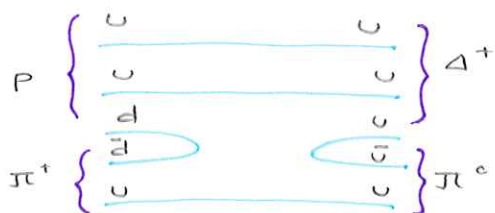
se på alla möjliga kombinationer av de tre: d, u, s med antikvarkar får hexagon som beskriver de alla.

i baryoner: inga antikvarkar, komb u, d, s får hexagon igen

då $I = 3/2$ kan ha uuu, sss, ddd även

Δ^0, Δ^+ se som exciterade tillstånd av n, p fast med spinn $3/2$

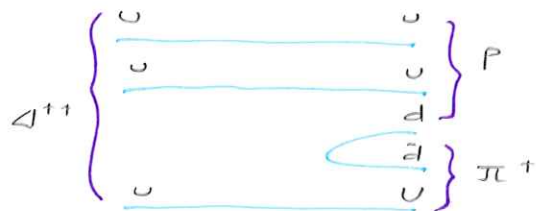
reaktion:



annihileras!

$d\bar{d}$ ut m. energi

sönderfall:



π^0 lever en kort stund, mkt kort livad, kan annihileras el. magn. sönderfall, mkt svagare än stark vv.

KAP. 5: Starka växelverkan QCD

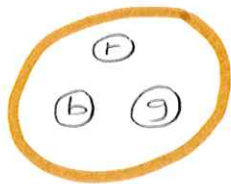
Kvarkmodellen framgångsrik,
men hur förklara ex. $\Omega^- = sss$, 3 fermioner
med spin $1/2$

vi måste införa ännu ett kvanttal -

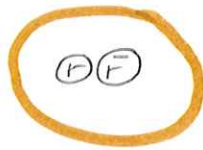
FÄRG - varje kvark har ett färgtillstånd

enbart färglösa partiklar
existerar, blanda för att få

$\left\{ \begin{array}{l} \text{RÖD} \\ \text{GRÖN} \\ \text{BLÅ} \end{array} \right.$



baryoner



mesoner

då blir totala vågfunktionen:

$$\Psi = \Psi_{\text{space}} (\text{if}) \Psi_{\text{spin}} \Psi_{\text{colour}}$$

enligt Pauli:

Ψ_{colour} antisymmetrisk vid utbyte av
två identiska partiklar.

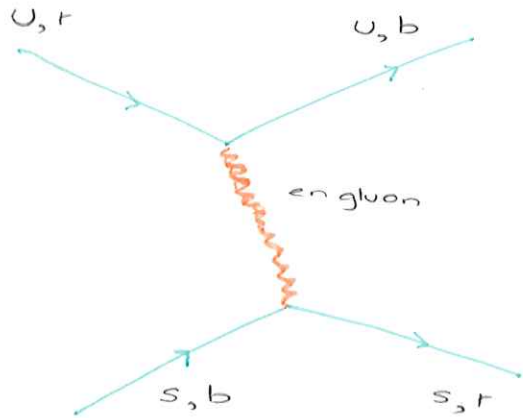
tre lika kvarkar

spinn $3/2$ $1/2$
 $\uparrow\uparrow\uparrow$ $\uparrow\uparrow\downarrow, \uparrow\downarrow\uparrow$

ej samma att byta på de två sätten.
ej symmetrisk alltså

5.2: QCD kvantkromodynamik, läs i appendix D

kvarkar (6 st.) och antikvarkar, med färg (3 st.)
gluoner - färgbytande utbytespartiklar (8 st.)

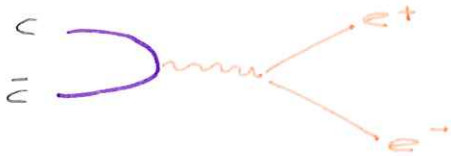


starka växelverkan på korta avstånd!
dvs ej pratat om innan för ej relevant frihetsgrad, utbytespartikel

5.3: Charmionium

J/ψ - meson $c\bar{c}$ (3097 MeV/c²)

kan ej sönderfalla till lättare meson i stark växelverkan, men med svag!



OZI-undertyckt sönderfall
lång livstid, mkt väldefinierad i massa

5.7: Färg-experimentella tester

titta på e^+e^- -kollisioner -
vi har en relation mellan skapande av

$$e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} \quad \text{hadroner}$$

$$\rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad \text{muoner i annihilationsprocesser}$$

(spridning)

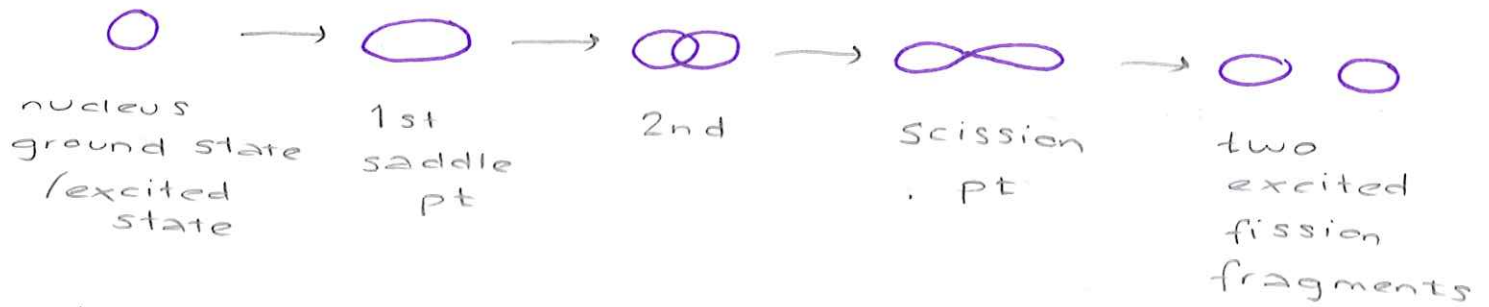
scattering $\propto q^2$, dock tänkeexperiment ännu, ty

$$R = \frac{\sum_i \sigma(e^+e^- \rightarrow q_i \bar{q}_i)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{\text{antal ej fria kvarkar färg}}{N_c (e_u^2 + e_d^2 + e_c^2 + e_s^2 + e_b^2 + \dots)} = 11 \frac{N_c}{9}$$

kvot konstant m.a.p E

FISSION

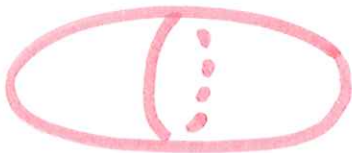
liquid drop model



bindn. energi:

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z(Z-1)A^{-1/3} - a_{sym} \frac{A-2Z}{A} + \delta$$

ellipsoid



$$a = R(1 + \epsilon) \quad \text{semimajor}$$

$$b = R(1 + \epsilon)^{-1/2} \quad \text{semiminor}$$

excentrisitet för ellipsoiden: $\epsilon = \beta \sqrt{\frac{5}{4\pi}}$

surface and coulomb energy terms will change in reaction

$$E_s = a_s A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5} \epsilon^2 + \dots \right)$$

$$E_c = a_c Z^2 A^{-1/3} \left(1 + \frac{1}{5} \epsilon^2 + \dots \right)$$

$$\Delta E = B(\epsilon) - B(\epsilon = 0)$$

$$= -a_s A^{2/3} \left(1 - \frac{2}{5} \epsilon^2 + \dots \right) - a_c Z^2 A^{-1/3} \left(1 + \frac{1}{5} \epsilon^2 + \dots \right) + a_s A^{2/3} + a_c Z^2 A^{-1/3}$$

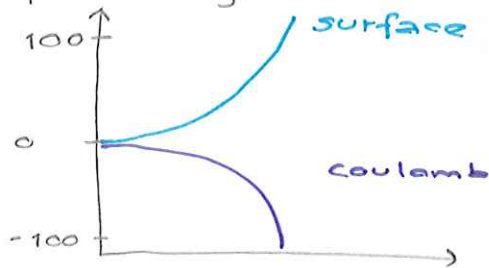
$$= \left(-\frac{2}{5} a_s A^{2/3} + \frac{1}{5} a_c Z^2 A^{-1/3} \right) \epsilon^2$$

$$\Rightarrow \frac{1}{5} a_c Z^2 A^{-1/3} > \frac{2}{5} a_v A^{2/3}$$

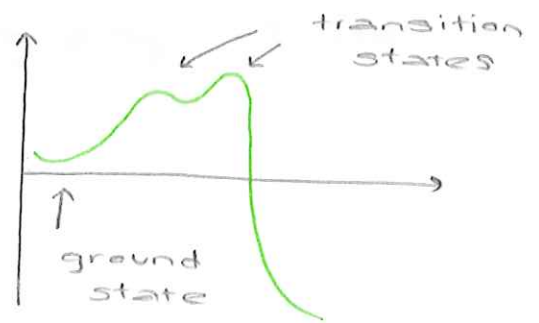
$$\frac{Z^2}{A} > 47$$

för att fission ska ske

Coulombenergin minskar då längre ifrån varann, ytenergin ökar, pot.energi



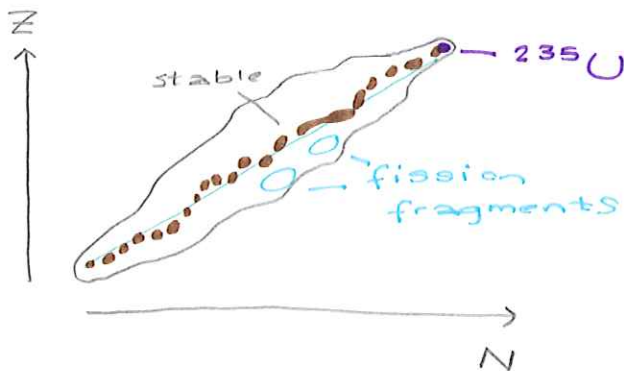
=>



vid fission får alltid en lite tyngre kärna och en lättare,

~100 och 140 u

WHY?



de hamnar på en linje från ^{235}U för man delar bara så proportionen P/n blir samma

den tyngre massan blir samma, obero av ämne från början, den lilla massan ändras

$\sim Z = 82$ blir två kärnor lika stora

även oranför ^{235}U i nukleidkartan jobbig matte, E större, parametrisera mer

"macroscopic - microscopic calc"

tröskelenergi för symmetrisk fission,
krävs mer E för att ske.

Ser på "potential energy structure"
spekar ej roll om i exciterat tillstånd,
kan excitera kärnan så får fission.

HUR EXCITERA?

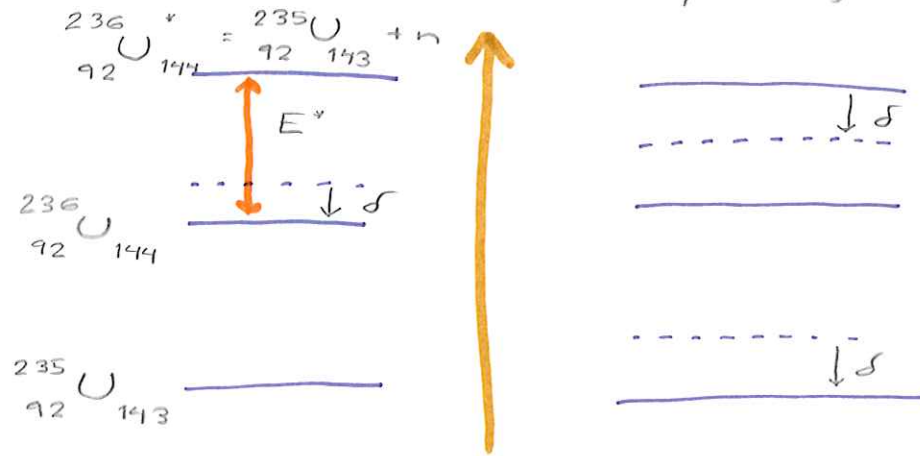
kan tunnla gnm barriären som för
 α -sönderfall.

^{238}U kan spontant fissionera
men väldigt oranligt för låga E .

inkommande E fördelas jämnt över
kärnan till följd av kollisioner.

tänk: biljardbollar i en grop

fission: look at as very large vibration



lägger till n till ^{235}U , kommer fissionera för ^{238}U funkar EJ!

lowered, more tightly bound

has enough energy even if

at LOW n energies, huge cross-sections for ^{235}U

	^{236}U	^{239}U
activation energy	6.2 MeV	6.6 MeV
excitation energy	6.5 MeV	4.8 MeV
	fission possible	fission unlikely

excitaraar n, n och kan fissionera



get rid of energy by emitting n, of excited state from fission

en distribution av neutron-antal, statistiskt fördelat

en del kärnor β^- -decay till nivå som ändå är över energi ut med neutroner!

de kommer senare, viktiga!

kan kontrollera reaktioner

moderator  för vid hög E

går ner istället!



FUSION

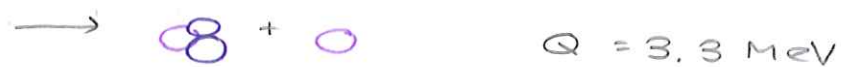
$$\frac{1 \text{ eV}}{k_B} = \dots = 11604 \text{ K}$$

room $k_B T = 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$

stellar int. $k_B T = 1.3 \text{ keV}$

super-nova $k_B T = 431 \text{ keV}$

deuteron



problem: cross-sections

$$\sigma \propto \frac{1}{v^2} e^{-2G}$$

n p not available
energy enough
for reactions

$$\sigma_{ab} = \frac{S(E)}{E} e^{-\sqrt{\frac{E_0}{E}}}$$

tunneling is
key mechanism
for energy in
stars

prob. to find particle w/ velocity v

$$P(v) dv = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv$$

rate $R = n_a n_b \langle \sigma_{ab} v \rangle$

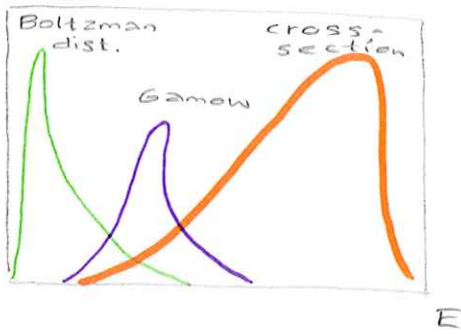
$$= \int_0^{\infty} \sigma_{ab} v P(v) dv$$

$$R_{ab} = n_a n_b \left(\frac{8}{\pi m}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} S(E) e^{\left(-\frac{E}{kT} - \left(\frac{E_0}{E}\right)^{1/2}\right)} dE$$

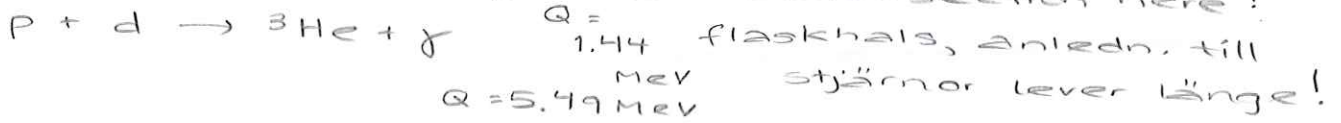
$$E_g = 2nc^2 (\pi \alpha Z_1 Z_2)$$

charge of the two colliding parts

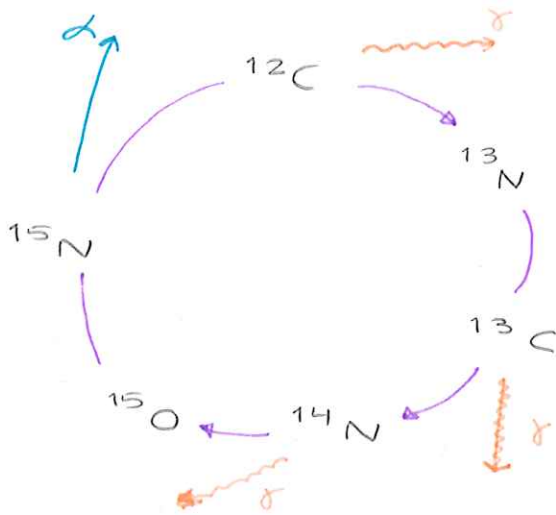
The Gamow window



in the **SUN**, get energy mostly from



the CNO cycle:



hard to measure since occur at low E , very low σ ! reactions w/ charged particles e.g. p, α , HI

6.1 + 6.7 : Svag växelverkan och elektrosvag unifiering.

för växelverkan m. utbytespartikeln X kan vi skriva en växelverkansamplitud som

$$M(q^2) = \frac{g^2 \hbar^2}{q^2 - M_x^2 c^2} \quad (1.51) / (6.1)$$

kopplingskonstant/styrka (points to $g^2 \hbar^2$)
rörelse-mängdstransfer (points to q^2)
massan av utbytespartikel (points to $M_x^2 c^2$)

för elektromagnetisk:

foton är utbytespartikel, $M_x = M_\gamma = 0$
 dvs. därför oändlig räckvidd.

för svag:

W, Z bosoner $M_x = M_{W,Z} \approx 78 \text{ GeV}/c^2$

antag att $g_{em} \approx g_{svag}$, ger

små q^2 - el. magn. dominerande
 för $M_x = 0$ dvs nämnare blir liten

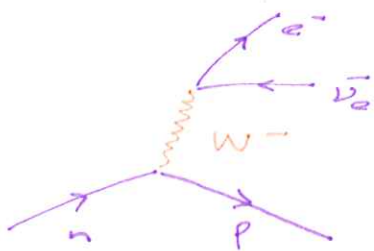
$q^2 \gg M_x^2 c^2$ - liknande styrka
 svag och e.m.

UNIFIERING

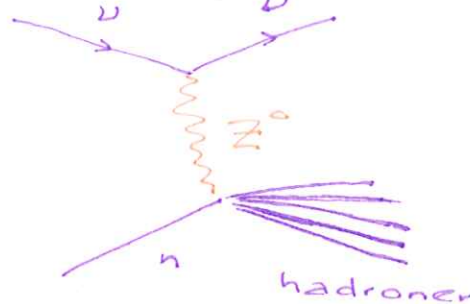
täljare ungefär samma för de två olika $M(q^2)$ alltså

strömmar i svag växelverkan:

laddade



neutrala



plötsligt en SKUR ut!
 med hadroner

$$W^{\pm} \rightarrow e, \nu_e$$

$$\mu, \nu_\mu$$

$$\tau, \nu_\tau$$

ser på det sönderfallet
och studerar bredden i
invarianta massan
experimentellt

livstiden :
(bredden ger't)

$$T = 2\alpha_w M_w c^2 / 3 \leftarrow \begin{array}{l} \text{alla leptoner är} \\ \text{lika sannolika} \\ \text{vid hög energi} \end{array}$$

$$\alpha_w = \frac{g_w^2}{4\pi\hbar c}$$

relatera

$$\approx 0.6\alpha$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$$

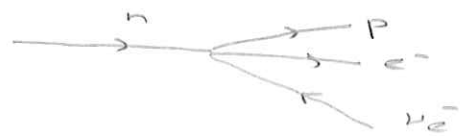
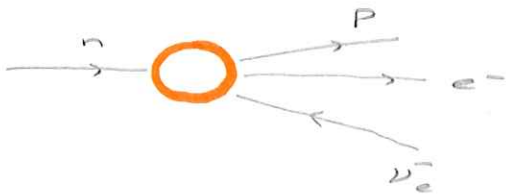
som vi antog, dvs att de ej skiljer sig så
mycket, svag och el. magnetisk

vi kan relatera styrkan på svag och
elektromagnetisk genom en "mixing angle" :

$$\frac{e}{2(2\epsilon_0)^{1/2}} = \overset{\text{laddade}}{\downarrow} g_w \sin\theta_w = \overset{\text{neutrala}}{\downarrow} g_z \cos\theta_w \quad (6.85)$$

kvot mellan de
olika typerna
av bosoner :

$$\cos\theta_w = \frac{M_w}{M_z}$$



pt
inter-
action



INDIREKTA mätningar
av svag växelverkan vid
låga energier - betasönderfall,
muonsönderfall

$\rightarrow g_w$

jämföra laddade/neutrala strömmar

$$\sin^2\theta_w = 0.227 \pm 0.014$$

$\rightarrow g_z \rightarrow \theta_w$

$$M_w = 78 \text{ GeV}/c^2$$

$$M_{z^0} = 89 \text{ GeV}/c^2$$

$$W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu$$

sönderfaller framför allt så

$$Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$$

180° mot varann
kunde man
detektera
"spikar" för
 e^+ : 50 GeV
 e^- : 46 GeV

6.2: Symmetrier i svag växelverkan.

charge parity time
C P T

paritet

$$\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$$

$$\mathbf{v} \rightarrow -\mathbf{v}$$

klassiskt, icke-relativistiskt

$$\mathbf{r} \times \mathbf{p} = m(\mathbf{r} \times \mathbf{v})$$

$$\rightarrow m((-r) \times (-v)) = r \times p$$

symmetri runt $\pi/2$

- paritet bevaras

experimentellt fler e^- vid stora θ

paritet ej bevarad vid svag vv

vidare experimentellt, även C är bruten
men kombinationen CP bevarad hos leptoner

CPT alltid (?) bevarad - partikel / antipartikel
har samma massa

Madame Wu såg på

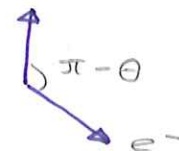
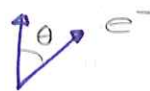
polariserade radioaktiva

kyla system, kan

bestämna hur spin

ska vara

Kärnor
 ^{60}Co



spinet är oförändrat,
ej vinkeln

CP-brott i hadroner i svag växelverkan

svag växelverkan kan omvända dem, då Q, B bevaras

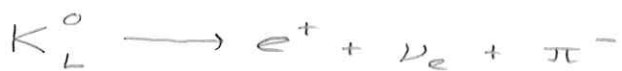
$K_0 = d\bar{s}$
 $\bar{K}_0 = \bar{d}s$

linjärkomb. $K_L^0 \sim 5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$
 $K_S^0 \sim 9 \cdot 10^{-11} \text{ s}$

livstid

sönderfalla gån CP-brott

Även i B-mesoner



obalans mellan materia, dvs borde ha mkt mer antimateria!

HIGGSBOSONEN

växelverk. partikel, Higgsfältet ger upphov till

vid tillräckligt höga energier påverkas ^{massa} ej massan så mkt. vid låga energier kan det ske symmetribrott.

sista byggstenen H^0

MSSM \longrightarrow flera Higgsbosoner

DET TIDIGA UNIVERSUM.

Hubble - hastighet är proportionellt mot avstånd.

→ Big Bang - CMB
- Big Bang Nucleosynthesis

EXPANSION?

kritisk densitet:

$$\rho_c = \frac{3 H_0^2}{8\pi G} \approx 5.1 \text{ (GeV/c}^2\text{) / m}^3$$

universums expansion avstannar oändligt långsamt. densiteten motsvarar 5 protoner / m³.

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} \quad ; \quad \Omega = \Omega_{\text{tot}} = \Omega_r + \Omega_m + \Omega_\Lambda$$

kosmologiska konstanten till följd av mörk materia / energi.

mörk energi som drar isär universum
atomer 4%.

mörk materia 23%.

mörk energi 73%.

DET SOM
FINNS I
UNIVERSUM

HUR BILDAS TUNGA ELEMENT?

fusion bortom pp-kedjan

3 α -processen



osannolikt om inte är så att kommer till ett exciterat tillstånd hos ¹²C

3 α -tröskeln: 7,275

exciterat ¹²C: 10,3

grundtillståndet för ^{12}C är precis ovanför 3α -tröskeln, därför inte sannolikt

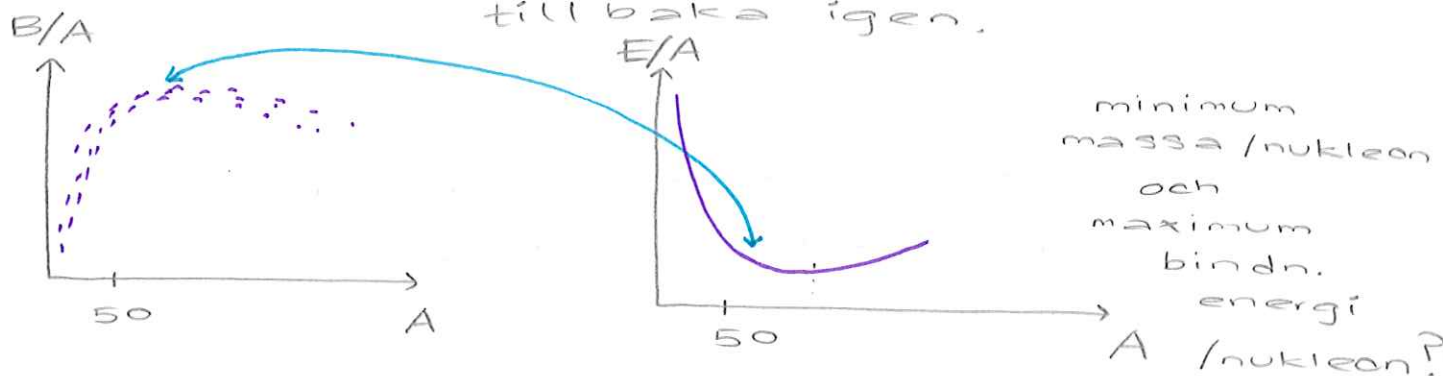
hur ^{12}C bildas, påverkar hur fort stjärnor brinner, högre temp. då går det mkt fortare

CNO-CYKELN:

effektivare än pp-kedjan för den börjar med svag vv.



het CNO: kan komma ända upp till ^{20}Ne den läcker då ur processen, annars går det tillbaka igen.



slutprodukter: ^{56}Ni , ^{56}Co , ^{56}Fe
där allt slutar

S-PROCESS: slow process

kan genom β^- -sönderfall klättra uppåt i nukleidkartan då plockar upp neutroner

R-PROCESS: rapid process

plockar upp ^{många} neutroner innan sönderfaller genom β^- och flyttar sig snabbt framåt i nukleidkartan

får jämvikt för neutroner kan spjälkas
av från kärnan vid ^{68}Fe då absorberar
 γ -strålning.

detta neutronflöde som ger r och s-
process kan hittas i supernova I
eller II.

typ I : vit dvärg som genom gravitation
drar in närliggande stjärna

→ $^{122}_{50}\text{Sn}$ 50 magiskt tal har
många stabila
isotoper

^{122}Sn och högre A kan endast fås
från r-process, däremot kan ^{122}Te
fås från r-process då stabila kärnor
är i vägen.

s-processen följer stabiliteten,
r-processen långt utanför får
diskontinuitet vid magiska tal,



jämvikten mellan
n och γ -stråln.

REPETITION.

byggstenar i sub-världen:

nukleoner

n/p (isospin)



komplexa atomkärnor

A
 $Z \times N$

- deutron modell-system

ATOMKÄRNANS EGENSKAPER:

- massa \leftrightarrow bindn. energi, param. SEMF
indikationer på $n-n$ vv, par krafter, kvanttillstånd

- radie

- spinn

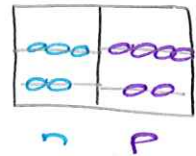
- paritet

\Rightarrow SKALMODELLEN

realistisk pot.

spinn-ban koppling

$$j = l + s$$



SÖNDERFALL:

Coulomb

α • kamba av EM och stark vv
realistiskt ex. på tunnling

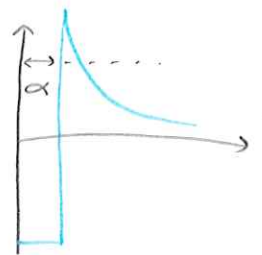
• Gamowfaktor

β • svag vv och Fermis teori

G.R

tillståndstäthet

behöver ν för att förklara sönderfallet!

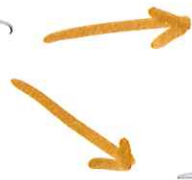


γ • EM vv, egentligen omorganisation av kärnan

urvalsregler \leftrightarrow multipolaritet
inre konversion

sönderfallet ger upphov till:

strålning - växelverkan



detektion / skydd

enkla → sammansatta

/ komplexa detektorer

LEPTONER

e
μ
τ



oscillationer
smak, färg

leptonantal

KVARKAR

			Q
(u)	(c)	(t)	+2/3
(d)	(s)	(b)	-1/3

kan beskriva:

hadroner - baryoner ^{qqq}
/ mesoner ^{q \bar q}

- kvarkmodellen

QCD - (färg),
baryontal,
särntal, topness

bevaras i
stark vv
men EJ;
svag



hyperladdning

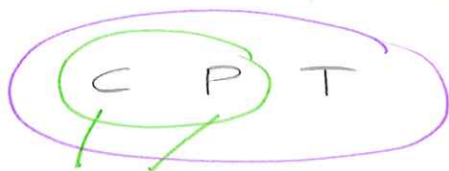
STANDARDMODELLEN

UTBYTESPARTIKLAR

- EM γ foton
- stark g gluon (π, κ, ...)
- svag W[±], Z⁰ bosoner väldigt tunga partiklar därför svag
- gravitation graviton (ej bevisad)

Higgs ?

SYMMETRIER



BRYTS EJ!

charge, parity, time

cp - brott

BRYTS CP
MED I VISSA
FALL

TILLÄMPNINGAR:

FISSION

i naturen / reaktorer

parterm - $^{235}/^{238}\text{U}$

β - fördröjd neutronemission

n från β -sönderfall, gör att
man kan styra reaktionshast.

i reaktorer

Gamow

FUSION

PP-cykeln ν_e , SNO

CNO-cykeln

r-och s-process

