

Delci

EM interakcija

Kvantnomehansko delce opisujemo z njihovimi valovnimi funkcijami. EM silo lahko opišemo preko dinamike EM potenciala oz. polja. Kvantno mehanski opis polja poenoti razumevanje delcev (snovi):

- **Kvanti pripadajočih fermionskih polj**
- **Fotoni** (bozon z spinom 1)
(kot pripadajoči kvanti EM polja)

Namesto o EM sili med delci govorimo o interakciji med fotoni in EM nabitimi delci snovmi.

Kvantna teorija polja

Taksen pristop omogoča konsistenten kvantnomehanski in relativistični opis elektrodinamike. Matematično to opišemo s pomočjo **Kvantne teorije polja**:

- Fermionska in bozonska polja kot kvantnomehanski operatorji, ki zadoščajo komutacijskim relacijam
- **»Delci« so stanja, ki jih tvorijo operatorji polja z delovanjem na osnovno stanje (z najnižjo energijo). To stanje je vakuum, ki se veliko krat zapise kot:**
 $|0\rangle$
- \Rightarrow Tvorijo upodobitve Lorentzeve simetrijske grupe
- Upodobitev simetrijske grupe napoveduje obstoj **anti-delcev**.
- Tak opis omogoča perturbativen razvoj okoli rešitev prostih delcev (ravnih valov) po potencah **sklopitvenih konstant** (ki je recimo za EM interakcijo kar konstanta fine strukture α)
 - Sklopitvene konstante nam omogočajo izračun sipalnih presekov in razpadnih širin za razne procese

Taksne perturbativne račune grafično upodobimo s pomočjo **Feynmanovih diagramov**. Z njimi se ukvarja ti. »Relativistična kvantna perturbacijska teorija«.

Comptonova valovna dolžina (omejitev dosega interakcij)

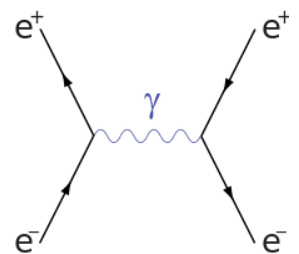
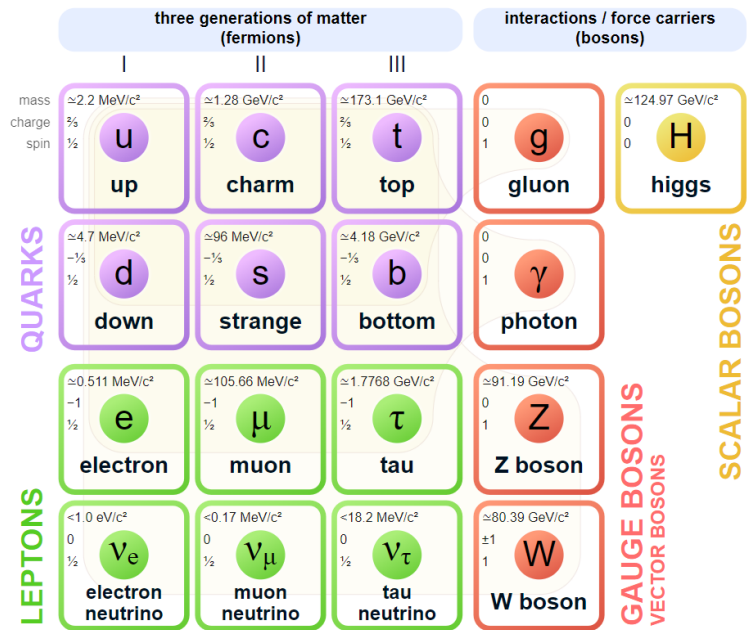
$$\lambda_c = \frac{\hbar}{mc}$$

Comptonova valovna dolžina je povezana z dosegom interakcije, ki jo mediira izmenjava virtualnih delcev z maso m .

Izsevanje delca z lastno energijo δW krši ohranitev. Heisenbergova neenakost dovoli taksne kršitve za nek kratek čas δt :

$$\delta W \delta t \geq \hbar$$

Standard Model of Elementary Particles



Ker delec lahko potuje največ s svetlobno hitrostjo imamo tako za interakcije **omejen doseg**:

$$c\delta t \geq \frac{c\hbar}{\delta W} \geq \frac{c\hbar}{mc^2} = \lambda_c$$

(pozor tu ima Kamenik v zapiskih okoli obrnjen \geq , zdi se mi da je tako kot je tu pravilno in zafrknil je c)

Iz te relacije tudi vidimo zakaj imajo interakcije z brezmasnimi nosilci sile neskončen doseg (npr. foton pri EM interakciji).

Ocena sklopitvene konstante EM interakcije

Sklopitveno konstanto EM interakcije lahko ocenimo iz razmerja med λ_c (ki nekako predstavlja lastno energijo) in Bohrovim radijem r_B (ki predstavlja nekako potencialno energijo vezanega naboja?):

$$\alpha = \frac{\lambda_c}{r_B} = \frac{1}{137.04} \approx 0.0073$$

Vidimo da je to res konstanta fine strukture.

Šibka sila

Procese šibke interakcije (npr. β^+ , β^- razpad) opišemo s pomočjo izmenjave **nabitih masivnih bozonov s spinom 1 (W^\pm)**.

$$m_W c^2 \approx 80 \text{ GeV}$$

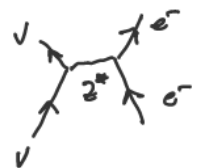
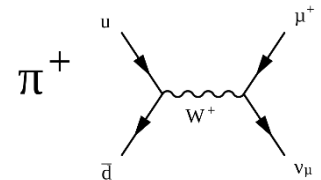
Šibka sila je kratkega dosega:

$$\lambda_c = \frac{c\hbar}{m_W c^2} = 0.0025 \text{ fm}$$

Obstajajo tudi **nevtralni masivni šibki bozoni (Z^0)**.

W^\pm, Z^0 v naravi niso obstojni ampak razpadejo:

$$\begin{aligned} W^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \dots \\ Z^0 &\rightarrow e^+ + e^-, \nu + \bar{\nu}, \dots \end{aligned}$$



Sklopitev šibke interakcije:

$$\alpha_W \propto \frac{m_W^2}{\sqrt{\tau_\beta}} \approx 0.018$$

Šipka interakcija je močnejša od EM vendar je kratkega dosega in jo zato ne opazimo tolikokrat v naravi.

Jedrska sila

(Močna sila naj bi imela dva režima. Na večji skali 1-3 fm naj bi bili nosilci mezoni na manjši razdalji (jedrska sila) pa gluoni, ki skupaj držijo kvarke (močna/barvna interakcija))

Doseg je eksperimentalno izmerjen:

$$\lambda_c \sim 1.4 \text{ fm}$$

Nosilci interakcije imajo maso $m_\pi \sim 140 \text{ MeV}$. To so **pioni** (π^+, π^-, π^0) s **spinom 0**. Pravimo, da so **mezoni**.

Efektivni potencial med nukleoni

$$V_{eff}(r) = -\frac{V_0 e^{-\frac{r}{\lambda_c}}}{r}$$

Rešitev za vezano stanje (energijo) devterona, nam da oceno za $V_0 \sim 40 \text{ MeV}$.

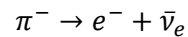
Sklopitev jedrske sile

$$\alpha_\pi \propto \frac{V_0}{m_\pi} \approx 0.13$$

Ta sila je okoli desetkrat močnejša od šibke interakcije in ima večji doseg.

Močna/Barvna interakcija

Jedrska sila je »efektivna«, kot neka Van der Waalsova sila med kvarki. **Pioni so vezana stanja kvarkov in anti kvarkov**, ki lahko razpadejo šibko:



Torej so **kvantni močne interakcije zastrti**. Gre za **ujetost barve** (kvarki, gluoni) **znotraj** barionov in mezonov (oz. skupaj znotraj hadronov).

Pri visokih energijah trkov nukleonov lahko za kratek čas (zaradi Heisenberga) razbijemo hadronska vezana stanja in opazujemo barvno dinamiko.

Torej pioni in drugi mezoni so nosilci efektivne sile.

Nosilci močne/barvne interakcije so brezmasni gluoni z spinom 1.

Sklopitvena »konstanta« močne interakcije

- Manjša pri velikih energijah/majhnih razdaljah
- Naraste čez vse meje na velikih razdaljah

Povzetek osnovnih interakcij v naravi

- EM interakcija
- Šibka interakcija
- Močna interakcija

Poenoten opis vseh treh dobimo z umeritveno teorijo polja. Opis EM in šibke interakcije lahko poenotimo z elektrošibko teorijo. Močno interakcijo pa opišemo v kvantni kromodinamiki. Skupaj sestavljajo »standardni model« osnovnih sil.

Med seboj se razlikujejo po moči in po dosegu:

- Različni razpadni časi
- Različni sipalni preseki
(npr. sipanje e^+e^- poteka preko EM, sipanje $p n$ poteka preko močne, sipanje $e \nu_e$ poteka preko šibke)

Med sabo se tudi razlikujejo po **ohranitvenih zakonih**.

Anti-delci

Poglejmo si disperzijo v nerelativistični kvantni mehaniki:

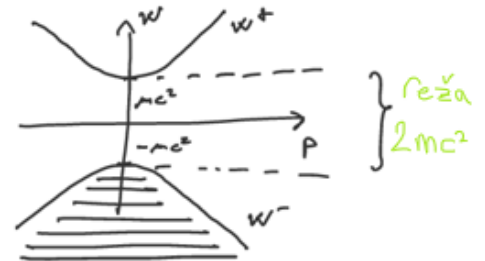
$$W = \frac{|\vec{p}|^2}{2m}$$

Energija je pozitivno definitna in je unikatno določena z količino in maso. Poglejmo si sedaj se disperzijo v relativistični mehaniki:

$$W^2 = |\vec{p}|^2 c^2 + m^2 c^4 \Rightarrow W_{\pm} = \pm c \sqrt{|\vec{p}|^2 + m^2 c^2}$$

Vidimo, da imamo dve rešitvi. Energije niso navzdol omejene.

Diracova interpretacija: Vsa stanja z negativnimi energijami so zasedena (kot elektroni in vrzeli v kristalih).



Napove torej tvorbe para delec-vrzel oz. delec-antidelec in hkrati napove obstoj obratnega procesa. To je **anihilacija** delca in anti-delca.



Lastnosti anti-delcev

Anti-delci imajo **enako maso in spin** ter obraten naboj. Vsi delci v naravi imajo anti-delce, tudi bozoni (za katere pa Diracov razmislek ne velja, ker za njih ni Paulijeve prepovedi).

$$W^+ \leftrightarrow W^- \quad \pi^+ \leftrightarrow \pi^- \quad p \leftrightarrow \bar{p} \quad n \leftrightarrow \bar{n}$$

Nekateri **nevtralni** delci so lahko sami sebi anti-delec:

$$\gamma, Z^0, \pi^0, \dots$$

V procesih lahko delce v začetnem stanju zamenjamo z anti-delci in v končnem stanju in obratno. Tako dobimo nove mogoče procese (za katere velja **ohranitev naboja**).

Zamenjamo lahko tudi celotno začetno in končno stanje (**obrat časa**)

Primer

$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ (razpad β^-) ob obratu časa $\Leftrightarrow p e^- \bar{\nu}_e \rightarrow n$.

Zamenjamo lahko $\bar{\nu} \Leftrightarrow \nu$ in dobimo proces zajetja elektrona $p e^- \rightarrow n \nu$

Interakcije delcev in antidelcev niso povsem enake, ker bi to kršilo simetrijo.

V vesolju je več snovi

V vesolju je nekaj več snovi kot anti snovi. Vemo, da je γ sam sebi anti-delec in da velja $n_p = n_e$ ker je vesolje v povprečju nevtralno. Dobimo:

$$\frac{n_p - n_{\bar{p}}}{n_{\gamma}} = 10^{-10}$$

Torej je le majhna razlika. (To razliko recimo potrjujejo nevtrinske oscilacije. Nevtrini oscilirajo med okusi drugače kot to počnejo antinevtrini. Frekvence so tako različne da so maksimalno asimetrične.

Posledično je bolj verjetno da zaznamo nevtrino kot antinevtrino)

Osnovni delci snovi znotraj standardnega modela

Leptoni

Leptone **ne interagirajo** preko jedrske/močne sile.

Nevtrino

Nevtrino je brez EM naboja zato interagira le preko šibke sile.

- Spin $\frac{1}{2}$
- Masa $m_\nu \leq 1 \text{ eV}$
- Poznamo vsaj tri vrste nevtrinov $\nu_{1,2,3}$ oz. elektronski nevtrino ν_e , mionski nevtrino ν_μ in nevtrino tau ν_τ
- Vsaj dva imata $m_\nu > 0$, kar vemo iz **nevrinskih oscilacij** (spreminjanje tipa/narave pri propagaciji, kar je možno le pri neničelni masi)
- **Anti-delci so anti-nevtrini $\bar{\nu}$**
 - V interakciji jih zaznavamo le po obrnjenem spinu(??)
 - V modelu so številni ampak zaradi težave detekcije ne vemo eksperimentalno

Elektroni

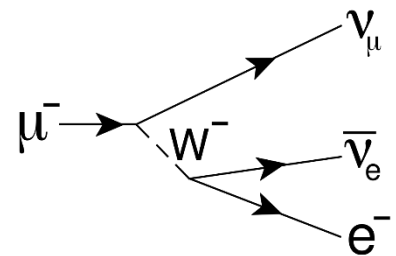
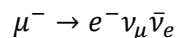
Elektroni so najlažji EM nabit delec

- Masa $m_e = 0.51 \text{ MeV}/c^2$
- Spin $\frac{1}{2}$
- Stabilen (zaradi ohranitve EM naboja, če bi razpadel bi kršil to ohranitev, ker je to najlažji nabit delec)
- **Anti-delec je pozitron e^+**
 - Positron ima $Q_{e^+} = -Q_{e^-}$ ostale lastnosti pa ima enake

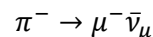
Mion

Mion je po vseh lastnostih razen po masi enak elektronu

- Masa $m_\mu \sim 1 - 5 \text{ MeV}/c^2$
- Spin $\frac{1}{2}$
- $Q_{\mu^-} = Q_{e^-}$
- Zaradi večje mase lahko razpade preko šibke interakcije z razpadnim časom $\tau_\mu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$



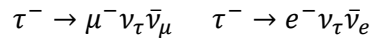
- **Anti-delec je μ^+**
- Običajno mione zaznamo v visoko-energijskih trkih ali pa ob razpadu težjih delcev, kot recimo:



Lepton τ

Najbolj masiven lepton

- Masa $m_\tau = 1.78 \text{ GeV}/c^2$
- Naboj $Q_{\tau^-} = Q_{e^-}$
- Spin $\frac{1}{2}$
- Razpade lahko preko šibke interakcije $\tau_\tau = 4 \cdot 10^{-12} \text{ s}$



- **Anti-delec je τ^+**

Ohranjevanje leptonskih števil

Pri vseh pojavih v naravi se skupno število leptonov in število anti-leptonov ohranja. Vsi pojavi razen nevtrinskih oscilaciji ohranjajo posamična leptonska števila.

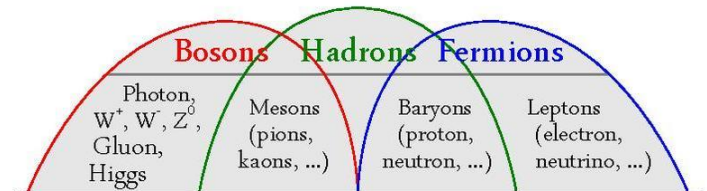
$$\begin{aligned} N_e &= N_{e^-} - N_{e^+} + N_{\nu_e} - N_{\bar{\nu}_e} \\ N_\mu &= N_{\mu^-} - N_{\mu^+} + N_{\nu_\mu} - N_{\bar{\nu}_\mu} \\ N_\tau &= N_{\tau^-} - N_{\tau^+} + N_{\nu_\tau} - N_{\bar{\nu}_\tau} \end{aligned}$$

Tako definiramo **Leptonsko število** kot:

$$L \equiv N_e + N_\mu + N_\tau$$

Hadroni

Hadroni niso osnovni ampak so vezana stanja močne (barvne) interakcije. Med sabo interagirajo preko jedrske sile. Nadaljnjo jih lahko ločimo na **Barione** in **Mezone**.

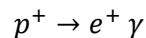


Barioni

Proton

Proton je najlažji barion

- Spin $\frac{1}{2}$
- Naboj $Q_p = +Q_{e^-}$
- **Anti-delec je antiproton \bar{p}**
- Proton je stabilen $\tau_p > 10^{29}$ let sicer ima pa teoretično možen (do sedaj neopazen) razpad:



Nevtron

Nevtron lahko razpade

- Spin $\frac{1}{2}$
- Nima naboja oz. je nevtralen
- **Anti-delec je antinevtron \bar{n}**

Ohranitev nukleonskega števila in barionskega števila

Proton in nevtron skupaj sestavljata **nukleone**. Število nukleonov se ohranja:

$$N_p - N_{\bar{p}} = N_n - N_{\bar{n}}$$

Ločeno se ohranja tudi število vseh barionov:

$$B \equiv N_p - N_{\bar{p}} + N_n - N_{\bar{n}}$$

Mezoni ($\pi^+, \pi^-, \pi^0, K^0, K^-, K^+, \dots$)

Imajo celoštevilski spin $s = 0, 1, 2, 3, \dots$

Vsi mezoni razpadajo:

- **Šibko:** $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$
- **EM:** $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Klasifikacija hadronov

Izospin

Izospin vpeljemo preko razmišljanja, da jedrska interakcija ne razlikuje med določenimi hadroni oz. jedri. Recimo ne razlikuje med:

- p in n To vidimo v zrcalnih jedrih kjer zamenjamo p in n npr. ${}^3_2\text{He}, {}^2_1\text{H}_3$
- Izobarna jedra (${}^{14}_6\text{C}, {}^{14}_7\text{N}, {}^{14}_8\text{O}$)
- π^0, π^+, π^-

Takim hadronom med katerimi jedrska interakcija ne razlikuje se imenujejo **izospinski multiplieti**. Kljub imenu **izospin nima veze s spinom**. N delcev ima izospin (kot velikost spina ali vrtilne količine):

$$I = \frac{N - 1}{2}$$

Posamičnim delcem (komponentam multipljeta) pripišemo indeks I_3 (kot tretja komponenta izospina. Podobno kot projekcija spina ali vrtilne količine):

$$I_3 = -I, -I + 1, \dots, I - 1, I$$

Primer:

$$I(p, n) = \frac{1}{2}; N = 2 \Rightarrow I_3(p) = \frac{1}{2} \quad I_3(n) = -\frac{1}{2}$$

V jedrskih reakcijah velja ohranitev barionskega števila, EM naboja in izospina. To vse skupaj lahko povežemo v:

$$I_3 = Q - \frac{1}{2}B$$

Hkrati pa **EM** in **šibka interakcija** ne ohranjata **izospina**. Običajno so zelo podobne mase indikacija za izospinski multiplet.

Primer:

$$n \rightarrow p e \bar{\nu}_e$$

Ohranja I ampak krši I_3 (Analogija kot da ohranja velikost VK ampak krši projekcijo VK)

$$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$$

Krši I ampak ohranja I_3

Čudnost

Potreba po čudnosti izhaja iz obstoja težkih barionov in mezonov, ki razpadajo šibko. Recimo kaoni:

$$\begin{aligned} K_1^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- & K_2^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu & K^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

ali pa hipernioni:

$$\Lambda \rightarrow p \pi^-$$

Izospin določimo iz **degeneracije mas**:

- Λ^0 je **izospinski singlet** $m_\Lambda \approx 1116 \text{ MeV}$ $s = \frac{1}{2}$ $B = 1$ $Q = 0$
- $\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$ je **izospinski triplet**, kjer je masa degenerirana pri $m_\Sigma \approx 1190 \text{ MeV}$ $s = \frac{1}{2}$ $B = 1$
Pomembno je $\bar{\Sigma}^+ \neq \Sigma^-, \bar{\Sigma}^0 \neq \Sigma^0$
- Ξ^-, Ξ^+ je **izospinski dublet**, kjer je masa skoraj $m_\Xi \approx 1315 \text{ MeV}$ $s = \frac{1}{2}$ $B = 1$ in kjer je spet pomembno $\bar{\Xi}^- \neq \Xi^+$
- K^+, K^-, K_1^0, K_2^0 , kjer je masa $m_K \approx 490 \text{ MeV}$ $s = 0$ $B = 1$ **Kaj se pa tu zgodi?**

Popraviti moramo relacijo med I_3, Q in B z vpeljavo **čudnosti S**:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S)$$

$$\Rightarrow s(\Lambda) = s(\Sigma) = 1 \quad S(\Xi) = 2$$

$\Rightarrow s(K^-) = s(\bar{K}^0) = -1$ in tako tvorita **izospinski dublet**

$\Rightarrow s(K^+) = s(K^0) = 1$ in tako tvorita **izospinski dublet**.

Dubleta vsebujeta drug drugemu antidelec.

Kvarkovski model lahkih hadronov

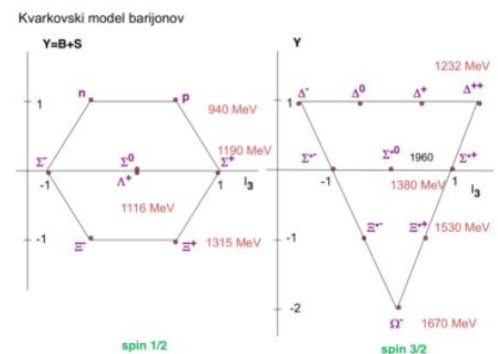
Lahki kvarki so u, d, s in imajo spin $s = 1/2$ in $B = 1/3$. Maso imajo:

$m_d, m_u \sim 0$ (oz. 10 MeV odvisno od obdanosti z gluoni)

$m_s \approx 100 \text{ MeV}$

Vidimo, da masa delca ni posledica kvarkov/sestavnih delov. **Večina mase** lahkih hadronov je **posledica močne interakcije** med kvarki (nosilci gluoni). Lahko definiramo lastno (vezavno) energijo na kvark:

$$\Lambda_{QCD} \sim \frac{m_p c^2}{3} \sim 0.3 \text{ GeV}$$



Primeri lahkih hadronov

$$p = uud \quad n = udd \quad \Lambda = uds \quad s = \frac{1}{2}$$

$$K^+ = u\bar{s} \quad K^0 = d\bar{s} \quad \pi^+ = u\bar{d} \quad \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$$

Težki kvarki

Kvarki imajo električni naboj, ki ni celoštevilski:

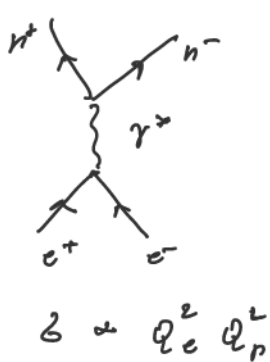
$$Q_u = \frac{2}{3} \quad Q_{d,s} = -\frac{1}{3}$$

Kvarki imajo poleg naboja tudi barvni naboj, ki je pomemben za barvno interakcijo. Vsak kvark pride v treh barvah: rdeči, modri in zeleni.

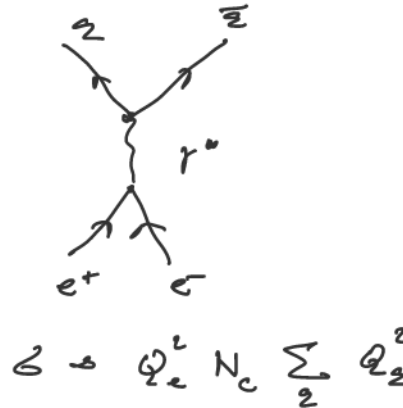
Meritve v potrditev obstoja kvarkov in barve:

Merilo se je razmerje sipalnih procesov za anihilacijo elektrona in pozitrona:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadroni})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$



poti



$$\Rightarrow R = 3 \sum_q Q_q^2$$

Pri energiji $E \geq 1 \text{ GeV}$ dobimo:

$$R(E \geq 1 \text{ GeV}) \approx 2$$

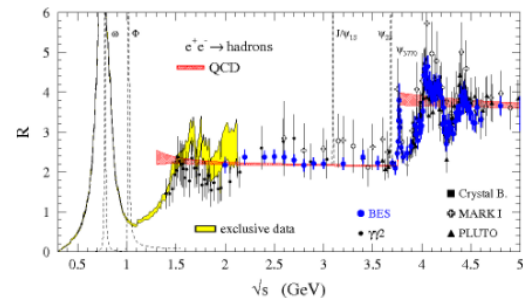
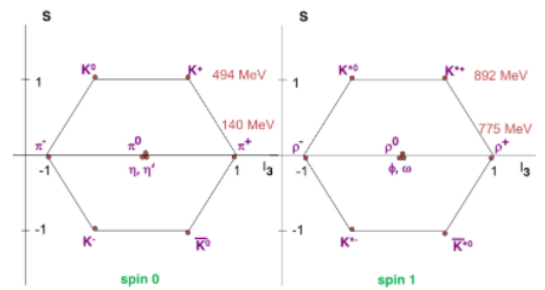
Kar ustreza kvarkom u, d, s . Če večamo energijo dobimo čez čas plato:

$$R(E \geq 4 \text{ GeV}) \approx 3.33$$

To pa dobimo kot posledico kvarkov u, d, s in c za katerega dobimo, da ima $Q = 2/3$. Ker je ta kvark prisoten le pri visokih energijah ima nezanimljivo maso:

$$m_c c^2 = 1.3 \text{ GeV}$$

Kvarkovski model mezonov



Ce spet večamo energijo se dalje, se bo po resonancah tako kot prej spet vzpostavi se en plato:

$$R(E \geq 10 \text{ GeV}) = 3.67$$

Kar pa ustreza kvarkom u, d, s, c **in** b za katerega iz racuna za R dobimo, da ima $Q = -1/3$. Spet ima tudi ta nezanemarljivo maso:

$$m_b c^2 = 4.5 \text{ GeV}$$

Kako sploh izluščimo mase teh težjih kvarkov?

Poglejmo si vezana stanja **kvarkonija** $c\bar{c}$ in $b\bar{b}$, ki imata v resonanci delca:

$$J/\psi = c\bar{c} \quad \Upsilon_{1S} = b\bar{b}$$

Lastnost teh dveh vezanih stanj je, da je njuna masa približno enaka masa njunih sestavnih dveh kvarkov:

$$m_Q \sim 2m_q \\ \Rightarrow m_{J/\psi} \approx 2m_c \quad m_{\Upsilon_{1S}} \approx 2m_b$$

Z »maso resonance« mislimo to, da je energija na začetku točno enaka mirovni energiji enodelčnega stanja. Samo takrat lahko ustvarimo to stanje, brez da bi sla odvečna energija v gibalno količino. (Sicer se energija ne bi ohranjala).

Večina mirovne mase teh delcev je posledica mase težkih kvarkov. Njun opis je podoben kot vodikov atom (podobno kot pozitronij ki je kot vodikov atom z e^+ namesto p^+). Tako lahko zapišemo, da ima efektivni potencial obliko:

$$V \propto \frac{1}{r}$$

Iz lahkih kvarkov vemo, da bi moral potencial naraščati z razdaljo, da nam ne pusti videti posamične kvarke. Odgovor za to je, da na majhnih razdaljah (težka stanja imajo manjšo Comptonovo valovno dolžino) se obnaša podobno kot EM potencial (torej $1/r$), kasneje pa prevlada isti efekt kot prej za lahke.

[Primeri vezanih stanj težkih in lahkih kvarkov v zvezku]

Najtežji kvark v naravi obstaja le pri mnogo višjih energijah trkov (že tehnična omejitve trkov) recimo protona in antiprotona (»Ko trkamo dva protona je kot da trkamo dva avtobusa«):

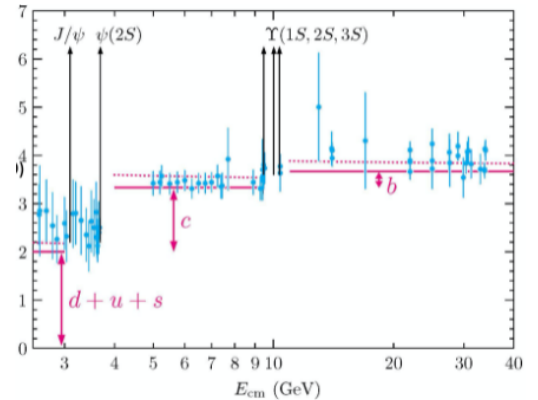
$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$$

Poleg para $t\bar{t}$ nastane se ogromno drugih ostankov. **Kvark t vedno razpade preden lahko tvori vezano stanje:**

$$t \rightarrow W^+ b \\ \bar{t} \rightarrow W^- \bar{b}$$

V detektorju ne zaznavamo vezana stanja kvarka t in \bar{t} ampak produkte njunih razpadov. Maso dobimo:

$$m_t c^2 \approx 173 \text{ GeV} > m_W + m_b$$



Kvark t razpade pred hadronizacijo (preden tvori vezana hadronska stanja). Torej ne tvori vezanih stanj. Če pogledamo razpadno širino:

$$\Gamma_t \sim 1.5 \text{ GeV} > \Lambda_{QCD}$$

kjer je Λ_{QCD} tipična močna vezavna energija. Zaradi ohranitve naboja vemo, da ima naboj:

$$Q_t = 2/3$$

Gluoni

Pri tvorbi hadronov pri visokih energijah opazimo prisotnost **hadronskih curkov**. Tu recimo gledamo v CMS proces:

$$e^+e^- \rightarrow \text{hadroni}$$

Če bi bili kvarki edina prostostna stopnja, bi vse interakcije zgledale tako. Samo ob prisotnosti gluonov lahko dobimo več kot dva curka hadronov. Take dogodke detektiramo in ti kažejo na obstoj gluonov.

Lastnosti gluonov

Imajo spin $s = 1$ in so brezmasni. Vsak gluon nosi barvni in antibarvni naboj. Obstaja 8 barvnih kombinacij in imamo torej **8 gluonov**.

$$G_{R\bar{G}}, G_{B\bar{G}}, G_{R\bar{B}}, \dots$$

Šibka interakcija in simetrije narave

Močna interakcija ne loči med okusi kvarkov (u, d, s, c, b, t) in posledično ohranja **okusna kvantna števila**:

- Izospin
- Čudnost
- Čarobnost/Charm
- Bottomness/Beauty
- Topness

Podobno EM interakcija loči le med različnimi EM naboji kvarkov (u, c, t) in (d, s, b). Tako torej **EM in močna interakcija ohranjata okusna kvantna števila**. To velja tudi za anti-kvarke ki imajo obratna okusna kvantna števila.

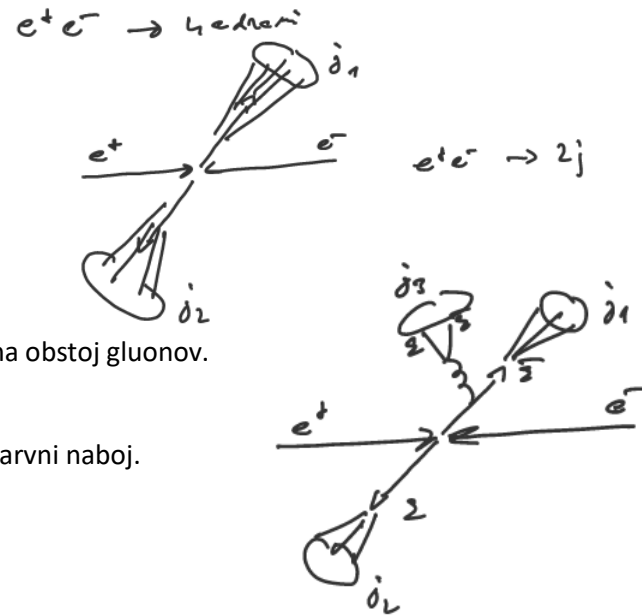
[Iz te ohranitve sledi da najnižje ležeči hadroni z neničelnimi okusnimi števili razpadejo šibko.](#)

Primer:

Poglejmo π^0 ki ima vsa okusna števila 0 in $\pi^- = d\bar{u}$ ki ima izospin -1 :

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma \text{ (EM)}; \tau_{\pi^0} \approx 8.5 \cdot 10^{-17} \text{ s} \\ \pi^- &\rightarrow e^-\bar{\nu}_e \text{ (weak)}; \tau_{\pi^-} \approx 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s} \end{aligned}$$

Vidimo da gre za 9 redov daljši razpadni čas ob skoraj isti masi.



Simetrija na zrcaljenje prostora (ohranitev parnosti)

Procesi močne in EM interakcije so simetrični na zrcaljenje prostora. Tako torej **EM in močna interakcija ohranjata parnost**.

Procesi šibke interakcije (maksimalno) kršijo parnost!

Primer: En eksperiment: Yang, Lee, Wu

Delali so eksperiment za iskanje kršitve parnosti. Gledali so β^- razpad ${}^{60}_{27}\text{Co}$ v zunanjem magnetnem polju:



Spin jeder se v temu razpadu spremeni za 1. Merili so porazdelitve sevanja elektrona e^- . Opazili so, da ta porazdelitev ni izotropna, temveč je smer elektronov poravnana z smerjo spina jedra Co . Nikdar ne odletijo v nasprotno smer spina. Če bi obrnili torej smer magnetnega polja to ne bi slo več tako. To kaže na kršitev parnosti. Opazimo tudi, da je spin izsevanega anti-nevtrina tak, da vedno kaže v smer njegove gibalne količine:

$$\frac{\vec{S}_\nu \cdot \vec{p}_\nu}{|\vec{p}_\nu|} = \chi = +1$$

kjer je χ **sučnost**. Sučnost je +1 za vse anti-nevtrine, ki so posledica šibke interakcije. Spin je psevdovektor medtem ko je gibalna količina vektor. Pri zrcaljenju bi gibalna količina spremenila predznak, spin pa ne. Tako bi dobili sučnost $\chi = -1$. Taki anti-nevtrini pa **ne obstajajo**.

Simetrija na konjugacijo naboja v šibkih interakcijah

QED in QCD sta invariantni na konjugacijo naboja \Rightarrow simetrija med delci in anti-delci. Temu pravimo tudi **C parnost**:

$$Q \Leftrightarrow -Q$$

Šibke interakcije kršijo C parnost.

Primer:

C konjugacija delcev:

$$e^-(\vec{s}, \vec{p}) \Leftrightarrow e^+(\vec{s}, \vec{p})$$

Za nevtrino v razpadu β :

$$\bar{\nu}_e(\chi) \Rightarrow \nu_e(\chi)$$

Nevtrini z $\chi = +1$ niso bili opaženi v procesih šibke interakcije. **Kršitev C parnosti**

Produkt CP parnosti

Zamenja delce z anti-delci ter obrne predznak sučnosti:

$$\bar{\nu}_e(\chi, \vec{p}) \Leftrightarrow \nu_e(-\chi, -\vec{p})$$

Šibke interakcije večinoma ohranjajo CP parnost. Obstajajo pa tudi redki procesi, ki jo kršijo.

Primer kršitve CP parnosti

Dominanten proces za razpad K_S^0 je:

$$K_S^0 \rightarrow \pi\pi \quad CP(\pi\pi) = 1$$

Obstaja pa razpadni proces:

$$K_S^0 \rightarrow \pi\pi\pi \quad CP(\pi\pi\pi) = CP(\pi) = -1$$

Pion je psevdoskalar torej $P(\pi) = -1$ in ker je sam sebi anti-delec $C(\pi) = 1$. Sicer je ta proces redek. Lahko pogledamo razvejitevno razmerje:

$$B_r(K_S^0 \rightarrow 3\pi) = 3.5 \cdot 10^{-7}$$

Šibke interakcije v splošnem kršijo CP parnost. Torej razlikujejo med delci in anti-delci.

Verjetnost teh procesov je premajhna, da bi razložila asimetrijo med snovjo in anti-snovjo v vesolju sicer.

Mešanje okusov v šibkih interakcijah

Posplošen razpad β^\pm

Ce pogledamo posplošeni razpad β^\pm :

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p \\ p &\rightarrow n \end{aligned}$$

Ker je $p = uud$ in $n = udd$ gre na kvarkovskem nivoju za pretvorno med kvarkom d in u :

$$d \leftrightarrow u$$

Razpad čudnih/čarobnih hadronov

$$K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e; \quad K^- = s\bar{u} \quad \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}); \quad s \leftrightarrow u$$

$$D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu; \quad D^+ = c\bar{d}; \quad c \leftrightarrow d$$

$$D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu; \quad c \leftrightarrow s$$

Matrični zapis

Te transformacije lahko parametriziramo z 2×2 unitarno matriko. Posamičen matrični element podaja verjetnost za vsako pretvorbo/razpad:

$$V_{cabbibo} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}$$

Matrični zapis nam razloži relativne verjetnosti za šibke razpade s pomočjo enega samega parametra. To je **Cabbibov kot θ_c** :

$$\theta_c \approx 0.2$$

Sicer nam pa ne razloži kršitve CP parnosti, ker je realna matrika. To lahko tudi posplošimo na 3. generacijo z **matriko Cabbibo-Kobayashi-Maskawa**:

$$V_{CKM}$$

Ta pa lahko razloži kršitve CP s pomočjo enega fiksnega parametra (kompleksna faza). Vse šibke prehode med kvarki parametrizira s pomočjo treh kotov in ene kompleksne faze.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97383^{+0.00024}_{-0.00023} & 0.2272^{+0.0010}_{-0.0010} & (3.96^{+0.09}_{-0.09}) \times 10^{-3} \\ 0.2271^{+0.0010}_{-0.0010} & 0.97296^{+0.00024}_{-0.00024} & (42.21^{+0.10}_{-0.80}) \times 10^{-3} \\ (8.14^{+0.32}_{-0.64}) \times 10^{-3} & (41.61^{+0.12}_{-0.78}) \times 10^{-3} & 0.999100^{+0.000034}_{-0.000004} \end{pmatrix}$$

Mešanje (oscilacije) nevtrálnih mezonov

Močne interakcije ohranjajo C,P. Vezana stanja bodo imela dobro definirano parnost C,P.

Primer:

$$J^{PC}(\pi^0) = 0^{(-+)}$$

Implikacija za nevtralne kaone:

$$CP |K_L^0\rangle \cong -|K_L^0\rangle \cong |s\bar{d} - \bar{s}d\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$$

$$CP |K_S^0\rangle \cong +|K_S^0\rangle \cong |s\bar{d} + \bar{s}d\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$$

Dobimo **superpozicijo okusnih stanj (??)**. Tu bi veljal enačaj v odsotnosti kršitve CP. V šibkih interakcijah lahko določimo okusna kvantna števila:

$$K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e \quad \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$$

kjer velja $K^0 = \bar{s}d$ $\pi^- = \bar{u}d$ in $\bar{K}^0 = s\bar{d}$ $\pi^+ = u\bar{d}$.

Časovna evolucija stanja

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|K^0\rangle + b(t)|\bar{K}^0\rangle + \sum_i c_i(t)|f_i\rangle$$

kjer je zadnji člen vsota po vseh razpadnih produktih in $c_i(t=0) = 0$. Schrödingerjeva enačba je torej:

$$i \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle \rightarrow H = M + i \frac{\Gamma}{2}$$

kjer je prvi člen evolucija $a(t)$, $b(t)$ in drugi člen predstavlja razpade v f_i torej $a, b \rightarrow c_i$ (sicer nam bi verjetnost uhajala).

Stanja $|K_L^0\rangle, |K_S^0\rangle$ sta obe lastni stanja $H \Rightarrow$

$$|K_L(t)\rangle = e^{-im_L t - \frac{\Gamma_L}{2} t} |K_L(0)\rangle$$

$$|K_S(t)\rangle = e^{-im_S t - \frac{\Gamma_S}{2} t} |K_S(0)\rangle$$

Primer pogojev:

$$a(0) = 1, b(0) = 0$$

Zanima nas razpad ob času t v stanje f za katero je amplituda $A(K^0 \rightarrow f) \neq 0$ in $A(\bar{K}^0 \rightarrow f) = 0$. Dobili bi:

$$\frac{d\Gamma}{dt}(K^0(0) \rightarrow f(t)) \propto \exp\left(-\frac{\Gamma_L + \Gamma_S}{2} t\right) \left[\cosh\left(\frac{\Gamma_L - \Gamma_S}{2} t\right) + \cos[(m_L - m_S)t] \right]$$

B zadnjem kosinusu vidimo oscilacije v času naložene na eksponent.

Detekcija delcev

Pri detekciji delcev se sprašujemo po opisu prehoda delcev skozi snov.

Prehod nabitih delcev

Gledamo lahko elektrone, protone, nabite pione, mione. (Za pione in mione, ki so relativistični, dilatacija časa dovolj podaljša njihove razpadne čase, da je to smiselno)

Približek Coulombovega sipanja

Zanima nas prečna gibalna količina tarče po sipanju zato si trk pogledamo v CMS.

$$p_T = m_2 v_2' \sin \theta \cong_{LAB} \frac{Z_1 Z_2 e_0^2}{2\pi \epsilon_0 b v_0}$$

Prezeta kinetična energija je torej:

$$W_{k,2} \cong \frac{p_T^2}{2m_2}$$

Tak delec bo snov ioniziral, ko izbija elektrone iz orbital. Pri prehodu skozi snov nabit delec izgublja energijo preko mnogih sipanj, pri čemer se ne odklanja dosti iz originalne smeri (elektroni so tisti ki se odklonijo). Le redka sipanja z jedri povzročajo odklone.

Primeri:

- Oblačna komora
- Scintilatorji + fotopomnozevalke (luminescenca)
- Polprevodniški detektorji (vzbujanje elektronov iz valenčnega v prevodni pas)

Spremenljiva izguba energije nabitih delcev pri prehodu skozi snov

$$\frac{dW}{dx} \sim -\frac{\log W}{W}$$

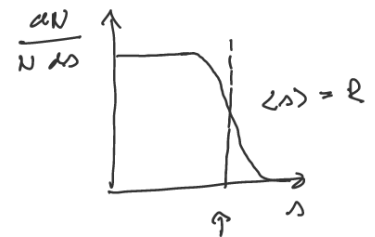
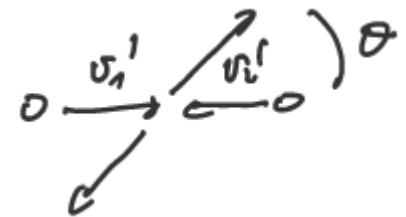
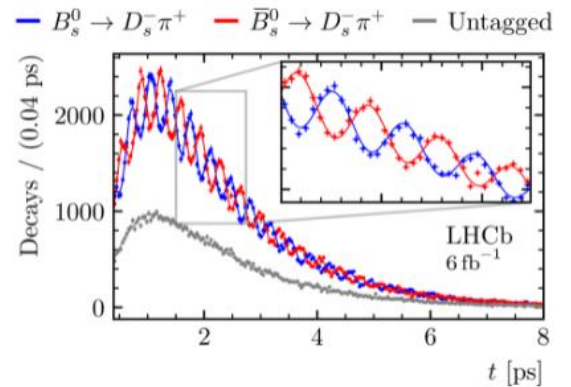
Doseg delca v snovi enačimo z povprečno zavorno potjo R . Ta pojav se uporablja v scintilatorski kalorimetriji in recimo v obsevanju tumorjev v pospevalnikih s tezkimi ioni.

Prehod nevtralnih delcev

To so recimo fotoni, nevtroni in nevtrini. Gledamo njihovo absorpcijo:

$$j = j_0 e^{-\frac{x}{a}}$$

kjer je a povprečna prosta pot.



Za fotone:

- Low energy: fotoefekt
- High energy: tvorba e^+e^-
- Pri raznih energijah: Comptonov pojav

Za nevtrone in nevtrine pa jedrske reakcije:

$$\frac{1}{a} = n\sigma$$

kjer je σ sipalni presek.

Primer:

To se recimo uporablja v moderatorjih iz lahkih jeder za termalizacijo nevtronov v jedrskih reaktorjih.

Dodatek

Standardni model $L = L_e + L_\mu + L_\tau$							3c. vsak RGB ↑ ali anti. (RRBB)		3c. home : 203pin f. Zvezost		topoeb beauty					
gen.	Ime	Q	L_e	L_μ	L_τ	M	Gen.	q.	Ime	Q	I_3	C	S	T	B'	m
1.	ν_e	0	1	0	0	0	1.	u	up	2/3	+1/2	0	0	0	0	~0
	e^-	-1	1	0	0	0,51		d	down	-1/3	-1/2	0	0	0	0	0
2.	ν_μ	0	0	1	0	0	2.	c	charm črna	2/3	0	1	0	0	0	~1,3 GeV
	μ^-	-1	0	1	0	105,7		s	strange čuden stranje	1/3	0	0	0	-1	0	0
3.	ν_τ	0	0	0	1	0	3.	t	top (vrh)	2/3	0	0	0	1	0	173 GeV
	τ^-	-1	0	0	1	1777		b	bottom (dno)	-1/3	0	0	0	0	-1	4,2 GeV

Fermioni: $S = 1/2$ → Leptoni (nimajo barve) (neutrina lešibko int.)
 Bozoni: $S = 1$ Spin 1/2 za vsa kvarka / -1/2 za anti Hiperbaraj $Y = S + C + B + T + B$
 $\frac{a}{e_0} = -\frac{1}{3} + \frac{1}{3} Y$ za anti