Objevy nových částic

1932 : dosud známy: foton, elektron, proton, neutron

1956: objev neutrina (ale již dříve předpověděl Pauli)

- **kosmické záření**: tvořeno primárně protony, α-částicemi a dalšími jádry ... objeveno V. Hessem (nobelovka 1936) (více v prez. 6, str. 22)
  - převážně jde o nabité částice -> zakřivené trajektorie
  - při interakcích s jádry N a O ve vzduchu vznikají π^0 a $\pi^\pm$ mezony, které se dále rozpadají na neutrina a miony, které již pozorujeme na Zemi

    $\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu$; $\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + 2\nu$; $\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$; $\gamma \longrightarrow e^+ + e^-$; $e^\pm \longrightarrow e^\pm + \gamma$
  - primárně v kosmickém záření obsaženo (80% p^+, 9% α, 8% n^0, 2% e^-, 1% těžká jád., 0,1% γ)
    na Zemi dopadá „sekundární záření" (68% ν, 30% $\mu^\pm$, 2% $p^+ n^0 \pi^\pm$ ...)

- **objev pozitronu** (Carl Anderson - nobelovka 1936 společně s Hessem) (obrázek: prez 6, str 23)
  - pomocí záznamů z mlžné komory
  - pozorovaná částice měla kladný náboj a proletěla 6mm olova => nemohlo jít o proton, protože při změřené hybnosti $p = 63\,MeV$ by se p^+ v olově zastavil po 3,6 μm. (dolet se spočte jako $R = \frac{1}{\rho\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min}} \frac{T_k^2}{T_k + m}$
  - hmotnost částice je možné určit z rovnice $R_{Pb}(p_1 = 63MeV) - R_{Pb}(p_2 = 23MeV) = 6\,mm$
    ↳ řešením této rovnice je $M = 61{,}5\,MeV$
  - řešením je „kladný elektron", který ztratil energii brzdným zářením - po průletu má $E_{(1)} = E_0 \cdot e^{\frac{L}{X_0}} = 63 \cdot e^{\frac{6}{5{,}6}\frac{mm}{MeV}} = 21{,}6\,MeV$
    což zhruba odpovídá naměřené hodnotě 23MeV

- **objev mionu** $\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu$; $\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu + \nu$
  - určení hmoty pomocí měření ionizace a hybnosti: $p = 200\,MeV$, ionizace $\frac{dE}{dx} = 4\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min}$

    $\frac{dE}{dx} \approx \frac{1}{\beta^2} \longrightarrow \beta = \frac{1}{2}$ ... $M = \beta\gamma p = 115{,}5\,MeV$ (současně je hodnota hmotnosti mionu určena na 105,6MeV)
  - mion neinteraguje jadernou silou ← není mezonem předpovězeným Yukawou

- **objev pionu** (C. Powell - nob. 1950)
  - bylo naměřeno $M_\pi = 1{,}35 \cdot M_\mu$ - současná hodnota $M_\pi \sim 139{,}6\,MeV$
  - prezentace 6, str. 28-29

- **K-mezon**
  - částice s hmotou ~ 500MeV (dnes hodnota 498MeV) ... velká hybnost
  - $m_\pi < M_K < m_p$
  - emitován pod velkým úhlem $\theta \sim 17{,}75°$

Podivné částice

- vznikají v silných interakcích a rozpadají se velmi pomalu => mají dlouhé doby života => bylo je možné objevit
- pro tyto částice se zavádí aditivní kvantové číslo „podivnost S" - ta se musí při interakcích zachovávat
- částice mají dostatečnou hmotu, aby se rozpadaly na lehčí hadrony
- v interakcích nepodivných částic tedy musí vzniknout více podivných částic, aby součet podivností byl roven nule
- silný rozpad a elmag. rozpad podivných částic na lehčí nepodivné se nekoná -> je možný pouze pomalý rozpad slabou interakcí (který umožňuje měnit podivnost) $\pi^- + p^+ \longrightarrow \underset{\text{kaon}}{K^0} + \underset{\text{hyperon}}{\Lambda^0}$; $K^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$ $S(K^0) = +1$
  (další info v prez 7, str. 5) $\Lambda^0 \longrightarrow p^+ + \pi^-$ $S(\Lambda^0) = -1$

Elementární částice

- elementární fermiony (spin 1/2)
  - působí elmag. a slabou interakcí
  - leptony $\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix}$ a odpovídající antičástice
  - kvarky $\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}$ $Q = 2/3$, $Q = -1/3$ a odpovídající antikvarky s $Q = -2/3$, $Q = +1/3$
    up, down, charm, strange, top, bottom
- intermediální bozony (spin 1) - γ, W^+, W^-, Z^0, g - působí elmag., slabou i silnou interakcí (gamma zprostředkovává elmag. interakci, W a Z slabou a gluony silnou)
- Higgsův bozon (spin 0) - H^0

- kvarky se nevyskytují volně, ale tvoří vázané stavy silně interagujících částic - „hadrony"

hadrony
- mezony - mají celočíselný spin a jsou tedy bozony; tvořeny kvarkem a antikvarkem
- baryony, antibaryony } mají poločíselný spin = fermiony; mají baryonová čísla
  - +1 baryony - tvořeny 3 kvarky
  - -1 antibaryony - tvořeny 3 antikvarky

- Fermino-Yangův model - piony jsou vázané stavy nukleonu a antinukleonu
- Sakatův model (předchůdce kvarkového modelu, částice složeny ze Sakatonů)
  - proton (p) ... náboj $Q = +1$, podivnost $S = 0$, baryon. číslo $B = 1$ $\longrightarrow$
  - neutron (n) ... náboj $Q = 0$, $S = 0$ $B = 1$
  - hyperon (λ) ... náboj $Q = 0$, $S = -1$ $B = 1$

  - mezony: $\pi^+ = p + \text{anti-}n$, $K^+ = p + \text{anti-}\lambda$
  - baryony: $\Sigma^+ = \lambda + p + \text{anti-}n$, $\Xi^- = \lambda + \lambda + \text{anti-}p$
  - problém nastal po objevení baryonu Ω s podivností -3, protože Sakatův model umožňuje pouze $S = -2$

$$\Omega^- \longrightarrow \pi^- + \Xi^0 \longrightarrow (\pi^-) + \pi^0 + \Lambda^0 \longrightarrow (\pi^- + \pi^0) + \pi^- + p^+ \quad ; \quad \pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$$

Izospin a hypernáboj (viz prez 7, str 10-11) nejspíš není součástí otázky
- vztah mezi třetí složkou izospinu a nábojem $Q = T_3 + \frac{B}{2}$ - baryonové číslo ; pro podivné mezony a baryony platí $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$

$Y = B + S$ (podivnost, hypernáboj)

Gell-mann a Zweig - kvarky

- navrhli, že baryony jsou složeny ze 3 kvarků; kvarky mají baryonové číslo $B = 1/3$ a také náboj $|Q| = 1/3$ nebo $2/3$
- nejlehčí kvarky a antikvarky

	T_3	S	B	$Y = B + S$	$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$
u:	$+1/2$	0	$+1/3$	$+1/3$	$+2/3$
d:	$-1/2$	0	$+1/3$	$+1/3$	$-1/3$
s:	0	-1	$+1/3$	$-2/3$	$-1/3$
$\bar{u}$:	$-1/2$	0	$-1/3$	$-1/3$	$-2/3$
$\bar{d}$:	$+1/2$	0	$-1/3$	$-1/3$	$+1/3$
$\bar{s}$:	0	$+1$	$-1/3$	$+2/3$	$+1/3$

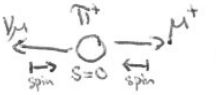
- mezony = kvark + antikvark = $3 \times \bar{3}$ možností: kombinace vytvářejí oktet a singlet (obrázky prez. 7. str. 15)
- baryony = 3 kvarky = $3 \times 3 \times 3$ možností vytvářející dekuplet, dva oktety a jeden singlet (obrázky prez. 7 str. 22-23)

pseudoskalární mezony

- mezony jsou tvořeny kvarkem a antikvarkem, kvarky mají spin 1/2 => výsledný spin mezonu může být $= \{0, 1\}$
- celkový moment hybnosti J je dán součtem spinu S a orbit. momentu L dvojice kvark-antikvark
- parita je součin (vnitřní) parity kvarku a antikvarku a parity kulové funkce popisující vzájemný pohyb

- pro nejlehčí mezony je $L=0, S=0 \Rightarrow J=0$ a parita $P=-1$ (pozn: parita kvarku je +1 a antikvarku -1)
- nábojová parita C, definovaná jako $C = P.(-1)^{S+1}$ je tedy pro nejlehčí mezony $C = -1.(-1)^{0+1} = +1$ ②-③
  - C= vlastní stavy operátoru nábojového sdružení, pro spin = 1 je $C=P$, pro spin = 0 je $C=-P$

triplet π-mezonů (prez. 8, str. 19-21)

- π^+, π^-, π^0 ; $\pi^+ = |u(-\bar{d})\rangle$; $\pi^- = |d\bar{u}\rangle$; $\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle + |d(-\bar{d})\rangle)$
- dominantní rozpad $\pi^\pm \to \mu + \nu_\mu$ (nastává v 99,9 %), rozpad $\pi \to e + \nu_e$ je silně potlačen ($1{,}2 \cdot 10^{-4}$ %) (elektron je mnohem relativističtější než mion)
- střední doba života $\tau = 26\,ns$; $c\tau = 7{,}8$ metrů ← stř. volná dráha
- hmotnost $m_{\pi^\pm} = 140\,MeV > m_{\mu^\pm} = 106\,MeV$
- spin pionu je nula a preferovaný způsob orientace je 

nebo naopak
- natočení spinů souvisí s chiralitou, helicitou (projekce spinu na směr pohybu) a zák. zachování mom. hybnosti
- π^0 se z 99,8 % rozpadá na 2γ, jeho $c\tau = 25\,nm$, je lehčí než nabité piony

Eta mezon $m_{\eta^0} = 548\,MeV$; $c\tau = 0{,}15\,nm$ (prez. 8, str. 21)

- $\eta^0 \to \gamma+\gamma$: 39 %
  $\to 3\pi^0$: 33 %
  $\to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$: 23 %
  $\to \pi^+ + \pi^- + \gamma$: 5 %

$$\eta^0 = \frac{1}{\sqrt{6}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle)$$

K-mezony - nabité (prez. 8, str. 21)

$K^+ = |u\bar{s}\rangle$
$K^- = |s\bar{u}\rangle$

- $m_{K^\pm} = 494\,MeV$, $\tau = 12\,ns$; $c\tau = 3{,}7\,m$
- probíhají čistě leptonové rozpady, semileptonové a čistě hadronové rozpady
  - hadronové: $K \to \pi^0 + \pi$ (21 %)
    $K \to \pi + \pi + \pi$ (17,6 %)
  - leptonové: $K \to \mu + \nu_\mu$ (63 %)
  - semileptonové: $K \to \pi^0 + e + \nu_e$ (5 %)
    $K \to \pi^0 + \mu + \nu_\mu$ (3 %)
- celkový orbitální moment rozpadu K na piony je 0
- rozpad na elektron je potlačen ještě mnohem více než pro piony ($\sim 1{,}6 \cdot 10^{-5}$ %), kaony jsou těžší, takže vzniklý elektron by měl rychlost téměř rovnou světlu
- rozpad na více než 3 piony není možný, protože $494\,MeV < 4 \times 140\,MeV$
- parita se ve slabých rozpadech nezachovává: $P_{(K\to 2\pi)} = 1$; $P_{(K\to 3\pi)} = -1$ (více prez. 8, str. 23-27)

K-mezony - neutrální (prez. 9, str. 2)

$K^0 = |d\bar{s}\rangle$; $\overline{K^0} = |s(-\bar{d})\rangle$

- experimentálně byly objeveny dva různé K^0 mezony, označují se
  - $K^0_{S(hort)}$: $c\tau = 2{,}7\,cm$, rozpadá se na 2 piony
  - $K^0_{L(ong)}$: $c\tau = 15{,}3\,m$, rozpadá se na 3 piony

  $m_{K^0} = 498\,MeV$
- čistě leptonové rozpady K^0 jsou silně potlačeny (tj. rozpad na μ a ν_μ)
- čistě hadronové rozpady - nelze rozlišit, jestli se rozpadl K^0 nebo $\overline{K^0}$ (kaon a antikaon)
  - $K^0_S \to \pi^+ + \pi^-$
  - $K^0_S \to \pi^0 + \pi^0$
  - $K^0_L \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$
  - $K^0_L \to \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$
- semileptonové rozpady - lze odlišit K^0 a $\overline{K^0}$
  - $K^0 \to \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$
  - $K^0 \to \pi^- + e^+ + \nu_e$
  - $\overline{K_0} \to \pi^+ + \mu^- + \overline{\nu}_\mu$
  - $\overline{K_0} \to \pi^+ + e^- + \overline{\nu}_e$
- K^0 se může pomocí slabé interakce změnit na $\overline{K^0}$ (a naopak) výměnou dvou intermediálních bozonů W

Baryony

- jsou složeny ze 3 kvarků, nejlehčí mají orbitální moment $L=0$
- spin trojice kvarků může být buď 1/2 (oktet) nebo 3/2 (dekuplet)
- vlnová funkce fermionů sestává z části odpovídající spinům a části odpovídající vůni kvarků - tyto dvě části jsou ale symetrické, vlnová fce musí být ale antisymetrická (požadavek kvantové mech.) ⇒ zavádí se dodatečná, antisymetrická část odpovídající kvantovému číslu „barva"
- obecně mohou existovat pouze takové vázané stavy kvarků, které jsou celkově bezbarvé (= mají antisym. barevnou část)

OKTET BARYONŮ $J^P = \frac{1}{2}^+$ (prez. 9, str. 35-43)

$n = |ddu\rangle$, $M_n = 939{,}57$ MeV, $n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$, $S=0$

$p = |duu\rangle$, $M_p = 938{,}27$ MeV, $S=0$, $p \to n + e^+ + \nu_e$ } baryony s podivností nula

$\Sigma^- = |dds\rangle$, $M_{\Sigma^-} = 1197$ MeV, $\Sigma^- \to n + \pi^-$, $S=-1$

$\Sigma^0 = |dus\rangle$, $M_{\Sigma^0} = 1193$ MeV, $\Sigma^+ \to p + \pi^0$; $\Sigma^+ \to n + \pi^+$, $S=-1$ } podivnost - jedna

$\Sigma^+ = |uus\rangle$, $M_{\Sigma^+} = 1189$ MeV, $\Sigma^+ \to \Lambda^0 + \gamma$, $S=-1$

$\Xi^- = |dss\rangle$, $M_{\Xi^-} = 1321$ MeV, $\Xi^- \to \Lambda^0 + \pi^-$, $S=-2$ } podivnost - dva

$\Xi^0 = |uss\rangle$, $M_{\Xi^0} = 1315$ MeV, $\Xi^0 \to \Lambda^0 + \pi^0$, $S=-2$

DEKUPLET BARYONŮ $J^P = \frac{3}{2}^+$

$\Delta^{-} = |ddd\rangle$, $S=0$

$\Delta^{0} = |ddu\rangle$, $S=0$

$\Delta^{+} = |duu\rangle$, $S=0$

$\Delta^{++} = |uuu\rangle$, $S=0$

$\Sigma^{*-} = |dds\rangle$, $S=-1$

$\Sigma^{*0} = |dus\rangle$, $S=-1$

$\Sigma^{*+} = |uus\rangle$, $S=-1$

$\Xi^{*-} = |dss\rangle$, $S=-2$

$\Xi^{*0} = |uss\rangle$, $S=-2$

$\Omega^{-} = |sss\rangle$, $S=-3$ - slabá interakce

} působí silnou interakcí

Anomální magnetický moment (protonu a neutronu)

- kdyby proton a neutron byly element. částice, měly by magnet. momenty rovné Bohrovu magnetronu - experimentálně ale byly změřeny odlišné hodnoty (jako mí elektron)
- částice mají vlastní magnetický moment, který souvisí s jejich spinem, magnet. moment nabývá kvantovaných hodnot
- tato vlastnost lze objasnit kvarkovou strukturou
- $\mu_p = 2{,}79 \cdot \mu_B$; $\mu_n = -1{,}91 \cdot \mu_B \to \frac{\mu_p}{\mu_n} = -1{,}46$
- tato anomálie se tedy vysvětluje složením p^+ a n^0 z kvarků

$$\vec{\mu} = \frac{e}{m}\vec{S} \xrightarrow{S=1/2} \frac{e\hbar}{2m}$$

- výsledky jsou citlivé na konkrétní tvar vlnové funkce, je třeba, aby prostorová, spinová a „vůňová" část byla symetrická a barevná část úplně asymetrická

Nonet vektorových mezonů

- Oktet + singlet mezonů → nonet vektorových mezonů s $J^P = 1^-$ (prez. 10. str. 2)
- vektorové mezonové rezonance
- nonet obsahuje vektorové mezony (viz. obrázek)
- preferovaný způsob rozpadu je na dva pseudoskalární mezony
- rozpad na nepodivné částice silně potlačen

- ρ^-, ρ^0, ρ^+ ; $m(\rho) = 770$ MeV
  $\rho \to \pi\pi$ (100%)
- ω^0 ; $m(\omega) = 783$ MeV
  $\omega \to \pi\pi\pi$ (89%)
  $\to \pi\pi$ (2%)
  $\to \pi\gamma$ (9%)
- ϕ^0 ; $m(\phi) = 1019$ MeV
  $\phi^0 \to K^0\bar{K}^0$ (83%)
  $\to \pi\pi\pi$ (15%)

d

OKTET BARYONŮ

$n = |ddu\rangle$, $M_n = 939{,}57$ MeV , $n \to p + e^- + \bar{\nu_e}$, $S=0$

$p = |duu\rangle$, $M_p = 938{,}27$ MeV , $S=0$

$\Sigma^- = |dds\rangle$, $M_{\Sigma^-} = 1197$ MeV , $\Sigma^- \to n + \pi^-$, $S=-1$

$\Sigma^0 = |dus\rangle$, $M_{\Sigma^0} = 1193$ MeV , $\Sigma^+ \to p + \pi^0$, $\Sigma^+ \to n + \pi^+$, $S=-1$

$\Sigma^+ = |uss\rangle$, $M_{\Sigma^+} = 1189$ MeV , $\Sigma^+ \to \Lambda^0 + \gamma$, $S=-1$

$\Xi^- = |dss\rangle$, $M_{\Xi^-} = 1321$ MeV , $\Xi^- \to \Lambda^0 + \pi^-$, $S=-2$

$\Xi^0 = |uss\rangle$, $M_{\Xi^+} = 1314$ MeV , $\Xi^0 \to \Lambda^0 + \pi^0$, $S=-2$

DEKUPLET BARYONŮ

$\Delta^{-1} = |ddd\rangle$, $S=0$

$\Delta^0 = |ddu\rangle$, $S=0$

$\Delta^+ = |duu\rangle$, $S=0$

$\Delta^{++} = |uuu\rangle$, $S=0$

$\Sigma^{*-} = |dds\rangle$, $S=-1$

$\Sigma^{*0} = |dus\rangle$, $S=-1$

$\Sigma^{*+} = |uss\rangle$, $S=-1$

$\Xi^{*-} = |dss\rangle$, $S=-2$

$\Xi^{*0} = |uss\rangle$, $S=-2$

$\Omega^- = |sss\rangle$, $S=-3$

Těžké kvarky

- Objev kvarku charm (nobelovka 1976) $m_c = 1270\,MeV$ J/ψ
  - byla objevena nová částice, nazývaná charmonium J-psi složená z charm kvarku a anti-charm kvarku
  - preferovaně by se rozpadala na dva půvabné mezony D^+ a D^-, ale $(m_{D^+} + m_{D^-}) > m_{J/\psi}$ => rozpad není možný
  - rozpad J/ψ na nepůvabné částice je silně potlačen
  - poměrně častý (≈12%) je také rozpad pomocí elmag. interakce: $J/\psi \to e^+ + e^-$ (6%), $\mu^+ + \mu^-$ (6%)
  - objeveno ve 2 nezávislých experimentech (prez. 10, str. 7)

=> 4 kvarky => pseudoskalárních mezonů může nyní být $4 \times \bar{4} = 15 + 1$

- přibývají navíc mezony D s hmotností ≈ 2 GeV

  - $D^0 = c\bar{u}$, $\bar{D}^0 = \bar{c}u$ $m = 1865\,MeV$; $c\tau = 125\,\mu m$
  - $D^+ = c\bar{d}$, $D^- = \bar{c}d$ $m = 1869\,MeV$; $c\tau = 317\,\mu m$
  - $D_s^+ = c\bar{s}$, $D_s^- = \bar{c}s$ $m = 1969\,MeV$; $c\tau = 140\,\mu m$

nejpravděpodobnější přeměna c-kvarku je na s-kvark

$c \to s + W^+$

$\bar{c} \to \bar{s} + W^-$

proto se D-mezony rozpadají převážně na K-mezony

$D^- \to K^0 + \pi^-$ atp.

Kvantová čísla kvarků

kvark	c	b	t
náboj Q	+2/3	−1/3	+2/3
izospin T	0	0	0
podivnost S	0	0	0
charmness	1	0	0
bottomness	0	−1	0
topness	0	0	1

=> baryonů je $4 \times 4 \times 4 = 20 + 20 + 20 + 4$

- 20-plet s $J^P = \frac{1}{2}^+$
- 20-plet s $J^P = \frac{3}{2}^+$

} nové baryony s c-kvarkem (viz. prez. 10, str. 10)

- Objev botomia a b-kvarku (bottom) $m_b = 4200\,MeV$
  - objeven 1977 ve Fermilabu kolizí produkující botomium (botomonium)
  - rozpadá se slabou interakcí na u-kvark, nebo c-kvark

=> nové B-mezony a B-baryony (viz. prez. 10, str. 12-13)

- Objev top kvarku $m_t = 175\,GeV$
  - objeven na urychlovači Tevatron v USA (srážely protony a antiprotony)
  - top-kvark je těžší než W boson a okamžitě se na něj rozpadá => neexistují mezony a baryony obsahující t-kvark

$m_t = 175\,GeV > m_W = 80\,GeV + m_b \cong 4\,GeV$ $\quad t \to W + b$; $W \to \mu + \nu_\mu$

  - top kvark je produkován zejména v párech $(t, \bar{t})$ silnou interakcí kvarků a gluonů
  - rozpadá se na intermediální bozon W a bottom kvark, doba života je pouze $c\tau = 0{,}15\,fm$ ($1\,fm \sim$ rozměry protonu)
  - -> doba života je kratší než doba potřebná k formování vázaného stavu s jiným kvarkem => neexistují mezony a baryony obsahující t-kvark

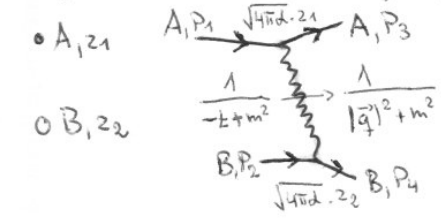
Zweigovo pravidlo a kvarkonia

- týká se nonetu vektorových mezonů
- kvarkonia složená z kvarků a antikvarků se rozpadají na částice, které nutně obsahují také tyto kvarky
- např. ϕ-mezon je složen z s a $\bar{s}$ kvarku a rozpadá se na podivné mezony K^+ a K^-, rozpady souvisí s barvami kvarků (protože s a $\bar{s}$ mají stejnou barvu a antibarvu)

=> je potlačen rozpad ϕ na nepodivné částice z důvodu barevnosti „Zweigovo pravidlo"

Feynmanovy diagramy

- Feynmanovu diagramu odpovídá výraz pro maticový element $\mathcal{M}$, a účinný průřez je poté úměrný kvadrátu tohoto matic. elementu



- A, z_1
- B, z_2

$\vec{q} = \vec{P_3} - \vec{P_1} = \vec{P_2} - \vec{P_4}$

elmag. interakce ⇒ intermediálním bozonem je γ

rozptyl: $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E^2}{4\pi^2(\hbar c)^4}\left|\int e^{-i\frac{\vec{q}\cdot\vec{r}}{\hbar c}} V(r)\, d^3r\right|^2$

Interakce mezi částicemi $A+B \to A+B$
- vrcholy určují sílu interakce
- propagátor: určuje tvar interakce $\left(\frac{1}{r}\right)$
- vnější linie: odpovídají reálným částicím

$$V(r) = \alpha z_1 z_2 \frac{\hbar c}{r} e^{-\frac{mr}{\hbar c}} \quad ; \quad V(\vec{q}) = \int e^{i\frac{\vec{q}\cdot\vec{r}}{\hbar c}} V(r)\, d^3\vec{r}$$

$$\Rightarrow V(\vec{q}) = (\hbar c)^3 \frac{4\pi\alpha z_1 z_2}{q^2 + m^2} = (\hbar c)^3 \sqrt{4\pi\alpha}\, z_1 \frac{1}{q^2+m^2} \sqrt{4\pi\alpha}\, z_2$$

$$\sqrt{4\pi\alpha}\, z_1 = \sqrt{4\pi \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c}}\, z_1 = \frac{z_1 e}{\sqrt{\varepsilon_0 \hbar c}}$$

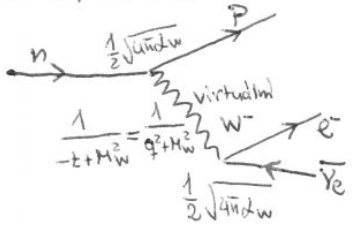
$$\mathcal{M} \approx \sqrt{4\pi\alpha}\, z_1 \frac{1}{q^2} \sqrt{4\pi\alpha}\, z_2$$

$$\text{rozptyl } \sigma \approx |\mathcal{M}|^2 \approx \alpha^2 z_1^2 z_2^2 \frac{1}{q^4} = \alpha^2 z_1^2 z_2^2 \frac{1}{t^2} \quad \left(\frac{1}{q^2} \to \frac{1}{-t}\right)$$

- všechny elmag. interakce lze vyjádřit pomocí

(viz. příklady prez. 8 str. 6-9)

Slabá interakce (podobnost s elmag.)



$$\alpha_W = \frac{\alpha}{\sin^2\theta_W} = \frac{1}{137\sin^2\theta_W}$$

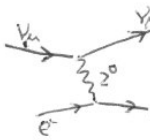
$$\Rightarrow M_W \approx \frac{37{,}46\,\text{GeV}}{\sin\theta_W} \geq 37{,}46\,\text{GeV}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} G_F = \lim_{q^2\to 0} \frac{1}{4} \frac{4\pi\alpha_W}{q^2 + M_W^2} = \frac{\pi\alpha_W}{M_W^2} \to M_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha_W}{\sqrt{2}G_F}}$$

„směšovací úhel" - určen měřením slabých procesů

$$\cos(\theta_W) = \frac{M_W}{M_{Z^0}} \to M_{Z^0} = \frac{M_W}{\cos(\theta_W)} \approx \frac{37{,}46\,\text{GeV}}{\sin(\theta_W)\cos(\theta_W)}$$

$M_Z = 91{,}156\,\text{GeV}$
$M_W = 80{,}236\,\text{GeV}$



$\nu_\mu + e^- \to \nu_\mu + e^-$

- př. slabých a neutrálních proudů prostřednictvím W a Z viz prez. 8 str. 10-13

- Slabá interakce je slabá při nízkých energiích, protože je zprostředkována velmi těžkými částicemi
- vazbová konstanta slabé interakce je srovnatelná s vazbovou konst. elmag. interakce (konst. slabé interakce je trochu větší)
  pozn: gravitační interakce je mnohem slabší než ostatní, a proto ji zanedbáváme

- vzhledem ke slabým nabitým proudům (interakce s výměnou W) tvoří leptony i kvarky 3 „rodiny"
  - u leptonů nejsou přechody mezi rodinami dovoleny (leptonové číslo se zachovává po rodinách) prez. 8. str. 15.
  - u kvarků jsou přechody povoleny, ale jsou silně potlačeny

Intermediální bozony W a Z

- objeveny v proton-antiprotonových reakcích
- energie potřebná k vytvoření (prez. 12, str. 2-7)

$u + \bar{d} \to W^+$ $\quad u + \bar{u} \to Z^0$
$d + \bar{u} \to W^-$ $\quad d + \bar{d} \to Z^0$

- W: $\Gamma_W \approx 2{,}085\,\text{GeV}$
  - $W \to q\bar{q}$ (66%)
  - $W \to l\,\nu_l$ (33%) (lepton, příslušné neutrino)
  - objeveny v experimentech UA_1 a UA_2 v CERNu
  - nutné srážky alespoň 270 GeV p^+ s 270 GeV $\bar{p}^+$
  - hmotnost W zjištěna z energie a směru vznikajících jetů

- Z: $\Gamma_Z \approx 2{,}56\,\text{GeV}$
  - $Z^0 \to q\bar{q}$ (70%)
  - $Z^0 \to l^-l^+$ (10%)
  - $Z^0 \to \nu\bar{\nu}$ (20%)
  - částice s nejkratší (zatím) dobou života
  - rozpady na neutrina nejsou v detektorech vůbec vidět, ale dají se energ. dopočítat
  - taktéž objeveno při UA_1 a UA_2

⇒ existují právě 3 typy neutrin
⇒ existuje-li symetrie mezi počtem rodin kvarků a leptonů, neex. 4. rodinu kvarků

f

Nezachování P-parity (nobelovka Yang a Lee 1957)

- parita se zachovává v elmag. a silných rozpadech a interakcích, ale nezachovává ve slabých

$K^+ \to \pi^+ + \pi^0 \Rightarrow P_K = +1$
$K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \Rightarrow P_K = -1$
} ale přitom jde o stejný K^+ ... situaci by šlo zachránit, kdyby např. K rozpadající se na 3π byl jinou částicí a měl spin = 1

- Dalitzův diagram (viz prez. 8, str. 25 - 27) => parita je v rozpadech K skutečně narušena
  - součet délek kolmic na strany Δ z lib. vnitřního bodu je konst. a roven výšce Δ
  - povolené jsou ale pouze některé vnitřní body, dle zákonů zachování

- operátor parity

působí na:
- radiální vektory: změna znaménka: $\vec{r}, \vec{p} \longrightarrow -\vec{r}, -\vec{p}$
- axiální vektory: nezpůsobí změnu: $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \longrightarrow \vec{L} = (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = \vec{r} \times \vec{p}$
- skalární veličiny: nezpůsobí změnu: $\vec{p} \cdot \vec{r} \longrightarrow (-\vec{p}) \cdot (-\vec{r}) = \vec{p} \cdot \vec{r}$
- pseudoskalární veli.: změna znaménka: $\vec{p} \cdot \vec{J} \longrightarrow -\vec{p} \cdot \vec{J}$

- nezachování parity v β (prez 8. str. 30 - 31)
  - můžeme měřit počet vyletujících elektronů ve směru spinu a proti směru spinu
  - pokud se má parita zachovávat, musíme v obou směrech naměřit stejný počet
  - elektronů proti směru spinu je ale více, neboť elektrony produkované ve slabých interakcích jsou převážně levotočivé (spin orientován proti směru jejich pohybu) a anti-neutrina jsou pravotočivá
  => parita se nezachovává

- nezachování v rozpadech mionů $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$; mion se rozpadá $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$
  - pozitrony s maximální energií vyletují ve směru spinu klidového miomu (tj. letí opačně než neutrina)
  - pion musí mít spin orientovaný proti směru pohybu
  - projekce spinu vznikajících neutrin do dohromady nula --> výlet pozitronu je shodný se směrem pionu
  --> pozitron letí proti směru spinu μ^+ => parita není zachována
  - zachovává se ale „kombinovaná parita": CP = parita . nábojové sdružení (záměna částic za antičástice)

$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$
$\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
} ve směru spinu klidného miomu vyletuje stejně pozitronů jako elektronů proti směru spinu záporného miomu

  - pozn: po objevu K^0 bylo zřejmé, že se ani CP nezachovává ...
  - pozn: C-parita a operátor nábojového sdružení $\hat{C}|\text{částice}\rangle \to |\text{antičástice}\rangle$ (viz. prez 8 str 32)
  - pozn: T - parita a operátor časové inverze $\hat{T}|a\rangle \to \langle a|$; T - parita zachována v silných a elmag. interakcích a opět porušena ve slabých (prez. 8. str. 32)

Parita pro K^0-mezony (nejspíše prez. 9, str. 1-6 úvod)

- oscilace K^0 mezonů
  - silná a elektromag. interakce nemohou měnit vůně kvarků, to je možné jen slabou interakcí zprostředkovanou bosony $W^\pm$
  - pokud by tato interakce nebyla, pak by K^0 a $\overline{K^0}$ existovaly jako částice a antičástice se stejnou hmotou a dobou života
  - protože jsou ale neutrální, může se K^0 měnit na $\overline{K^0}$ (a naopak) s pomocí výměny 2 intermediálních bosonů W
  - tyto interakce lze zapsat pomocí Hamiltoniánů (prez. 9, str. 7 - 9)
  - projevy nezachování CP v rozpadech K^0 (viz. str. 7 - 12) a taky (12-17)
    - pokud se CP nezachovává, pak K^0_L není stavem s CP = -1 a může se rozpadat až do stavu s CP = +1 (mion nebo elektron), pak K^0_L neobsahuje stejně mezonů K^0 a $\overline{K^0}$ tj. stejně rozpadů na kladný jako na záporný lepton
    - pokud se CP zachovává, nemůže se K^0_L rozpadat na dva piony (více viz. str. 17 - 20)