

Poznámky k přednášce

Úvod do standardního modelu elementárních částic (SLO/UMEC)

Jiří Kvita

SLO, PřF UP

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + i \bar{\psi} \not{D} \psi + h.c. \\ & + \bar{\psi}_i \gamma_{ij} \psi_j \phi + h.c. \\ & + (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - V(\phi)\end{aligned}$$

20. dubna 2024

Obsah

1	Kvarkový model	4
1.1	Podivné částice	4
1.2	Oktet mezonů	4
1.3	Oktet vektorových mezonů	6
1.4	Baryonový oktet	6
1.5	Baryonový deкупlet	7
1.6	Rozpady baryonů a mezonů	7
1.7	Účinný průřez anihilace e^+e^- na hadrony	12
2	Fyzika na hadronových urychlovačích	13
2.1	Srážky partonů	13
3	Partonové distribuční funkce	13
4	Faktorizační teorém	13
5	Standardní model	14
5.1	Přehled částicového obsahu SM	14
5.2	Přehled interakcí SM	14
5.3	Slabé rozpady	15
5.3.1	Fermiho efektivní teorie slabých interakcí	15
5.4	Narušení parity	17
5.5	Teoretické možnosti pozorování narušení parity	17
5.6	Rozpad pionu	17
5.7	Narušení parity v β rozpadech	17
5.8	Továrný kvarků b	17
5.9	Slabé neutrální proudy	17
5.10	W a Z bosony	17
5.10.1	Objev W/Z bosonů na urychlovači SPS	17
5.10.2	Produkce Z bosonu na urychlovači LEP	17
5.11	Rozpady W bosonu	17
5.12	Elektroslabé procesy	17
6	Top kvark	18
6.1	Produkce	18
6.2	Rozpad	18
6.3	Vlastnosti	18
6.4	Měření hmoty	18
7	Higgsův boson	20
7.1	Teoretické důvody	20
7.2	Nepřímé limity	20
7.3	Produkce	20
7.3.1	Model on-shell a off-shell částic	20
7.4	Objev	21
7.5	Vlastnosti	21

8	Fyzika za Standardní model	21
8.1	Temná hmota a energie	21
8.2	Supersymetrie	21
8.3	Více Higgsových bosonů	21
8.4	Skryté dimenze	21
9	Experiment ATLAS	22
9.1	ATLAS jako soustava poddetektorů	22
9.2	Invariantní hmota	22
9.3	Zpracování dat	22
9.4	Simulace	22
A	Objevy	24
A.1	Prahové procesy	24
A.2	Objev J/ψ	24
A.3	Objev b -kvarku	24
A.4	Neutrino	24
A.5	Glashowova rezonance	24
A.6	CNO neutrina	25
B	Některé definice	25
B.1	Partonová, částicová a detektorová úroveň	25
B.2	Unfolding	25
B.2.1	Systematické chyby	25
B.2.2	Podíl účinných průřezů	25
C	Signál a pozadí	25
C.1	Boostované jety a jejich struktura	25
D	Nejčastější proces na LHC	25
D.1	Difrakční procesy	25
D.2	Z'	25
E	Oscilace neutrin	26
E.1	Phase	26
F	Částice	26

1 Kvarkový model

1.1 Podivné částice

Podivné částice se rodí v silných interakcích, ale rozpadají se slabou interakcí, např.

$$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$$

$$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$$

Reakce dovolená v aditivním modelu A. Paisa

$$\pi^- p \rightarrow K^- \Sigma^+$$

však nemůže probíhat ve správném Gell-Mannově-Zweigově modelu a v přírodě se skutečně nerealizuje.

Pro nepodivné částice platí

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

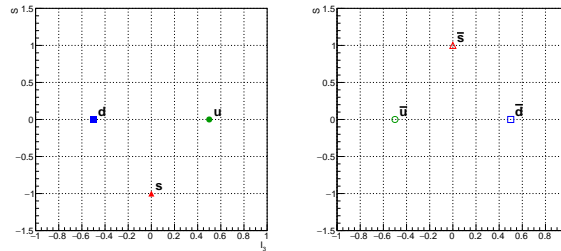
Pro podivné částice lze rozšířit do podoby tzv. Gell-Mann–Nishijimova formule

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

První pozorované podivné částice však byly neutrální, tehdy značené jako V_1^0 (nyní Λ^0) a V_1^0 (nyní K^0) a jejich rozpady

$$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$$

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$



Obrázek 1: Kvarkový triplet a antitriplet.

1.2 Oktet mezonů

Porování umělé produkce nabitých pionů v reakci kdy byl svazkem protonů ostřelován wolframový terč

$$p + W \rightarrow \pi^- + X$$

a negativní pion následně interagoval s vodíkovým terčem za vzniku π atomů a následně ke vzniku neutronu a charakteristického gama záření v silné interakci $\pi^- p \rightarrow n \gamma$.

Neutrální pion byl pozorován v ostřelování vodíkového terče protony

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

a analýzou spektra produkovaného záření gama.

Neutrální mezon eta se rozpadá dominantně dvěma způsoby, $\eta^0 \rightarrow 3\pi$ v cca 60%, a v 40% $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. a byl objeven v reakci, kdy kladně nabité piony interagovaly s deuteriem (těžká voda)

$$\pi^+ D \rightarrow p p \eta^0 \rightarrow p p \pi^+ \pi^- \pi^0$$

jako rezonance ve spektru invariantní hmoty tří pionů.

Důležité jsou také "charge exchange" interakce

$$\pi^+ n \rightarrow \pi^0 n$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$$

kdy v hmotě ze svazku mizí nabité piony.

Nabitě kaony se mohou rozpadat slabě

$$K^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\mu \quad (1)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \quad (2)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \bar{\nu}_e \quad (3)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \bar{\nu}_\mu \quad (4)$$

Preferované jsou rozpady, kde se náboj hadronu mění stejně jako jeho podivnost, tj.

$$\Delta S = \Delta Q.$$

Např. preferované jsou rozpady

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

$$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$$

zatímco

$$K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$$

téměř neprobíhají.

Mezony K^0 a \bar{K}^0 mají hmotu okolo 497.61 MeV a oscilují mezi sebou slabou interakcí, konkrétně procesem, ve které $|\Delta S| = 2$, a která je v nejnižším řádu poruchové teorie dána "box" diagramem s výměnou dvou W bosonů. Experimentálně v rozpadech rozlišujeme tzv. long a short složku neutrálních kaonů, které se rozpadají

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

a která jsou přibližně vlastními stavy vůči CP symetrii. Stavy K_L^0 a K_S^0 mají $c\tau$ v tomto pořadí rovno 15.34 m a 2.6844 cm. Kratší doba života a tedy větší rozpadová šířka stavu K_S^0 je dána větším fázovým prostorem, neboť se rozpadá dominantně jen na dva piony.

Po krátké době tedy ze svazku neutrálních kaonů tedy vymizí krátce žijící komponenta K_S^0 . Odlišné je však chování K^0 a \bar{K}^0 v hmotě: zatímco oba stavy se mohou účastnit "charge exchange" interakcí

$$K^0 n \rightarrow K^- p \quad (5)$$

$$\bar{K}^0 p \rightarrow K^+ n, \quad (6)$$

popř dalších spojených s produkcí pionů, tak pouze \bar{K}^0 , který obsahuje s kvark, může produkovat podivné baryony

$$\bar{K}^0 n \rightarrow \Lambda^0 \pi^0 \quad (7)$$

$$\bar{K}^0 p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \quad (8)$$

V hmotě tak více vymizí komponenta \bar{K}^0 , což vede k regeneraci stavu K_S^0 , hovoříme o efektu regenerace kaonů v hmotě.

Historicky i prakticky důležitý je hojný rozpad nabitého pionu

$$\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$$

a silně potlačený rozpad

$$\pi \rightarrow e \nu_e,$$

více později.

1.3 Oktet vektorových mezonů

1.4 Baryonový oktet

Beta rozpady, tj. slabé rozpady bez změny podivnosti

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

$$\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0 e^- \bar{\nu}_e$$

Tj. vedle slabého rozpadu neutronu probíhají obdobné slabé rozpady dalších baryonů, přičemž kinematically je možné produkovat v koncovém stavu i piony.

Pro slabé rozpady baryonů bez leptnů a se změnou podivnosti platí preferenční pravidlo pro změnu izospinu

$$\Delta I = \frac{1}{2}$$

Tj. např probíhají rozpady se změnou podivnosti

$$\Lambda^0 \rightarrow p^+ \pi^- \quad (9)$$

$$\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0 \quad (10)$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p^+ \pi^0 \quad (11)$$

$$\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+ \quad (12)$$

$$\Sigma^- \rightarrow n \pi^- \quad (13)$$

$$(14)$$

Zákon zachování energie neumožňuje rozpady

$$\Sigma \not\rightarrow \Lambda \pi$$

$$\Xi \not\rightarrow \Sigma \pi$$

1.5 Baryonový deкупlet

Částic z deкупletu mají spin $j = 3/2$ a jsou velmi nestabilní, hovoří se o rezonancích, neb byly pozorovány jako nečekané navýšení účinného průřezu např. reakcí

$$\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \pi^0 n \quad (15)$$

$$\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p \quad (16)$$

$$\pi^+ n \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ n \quad (17)$$

$$\pi^+ n \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 p \quad (18)$$

či obecně $\pi N \rightarrow \Delta \rightarrow \pi N$. Experimentálně tuto evidenci pozoroval už E. Fermi.

Objev $\Omega^-(sss)$, 1964, Nicholas P. Samios.

$$K^- p \rightarrow \Omega^- K^+ K^0 \quad (19)$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^- \quad (20)$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^0, \quad (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \quad (21)$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^- \quad (22)$$

Existují dále baryony obsahující c kvark, např. $\Lambda_c(cds)$, $\Omega_c(ssc)$, ale také $\Xi_c^+(cud)$ a $\Xi_c^{++}(ccu)$, a předpokládána je existence Ω_{ccc}^{+++}

1.6 Rozpady baryonů a mezonů

Rozpady probíhající elektromagnetickou interakcí

- $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$
- $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$
- $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$

Rozpady probíhající slabými interakcemi

- $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$
- $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^0$
- $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$

Výběrové pravidlo $\Delta S = \Delta Q$ v praxi znamená, že je možné nakreslit Feynmanův diagram, kde se na stromové úrovni kvark s mění na kvark u .

Silně potlačeny jsou tzv. slabé proudy měnící podivnost či obecně druh kvarku (flavour changing neutral currents, FCNC)

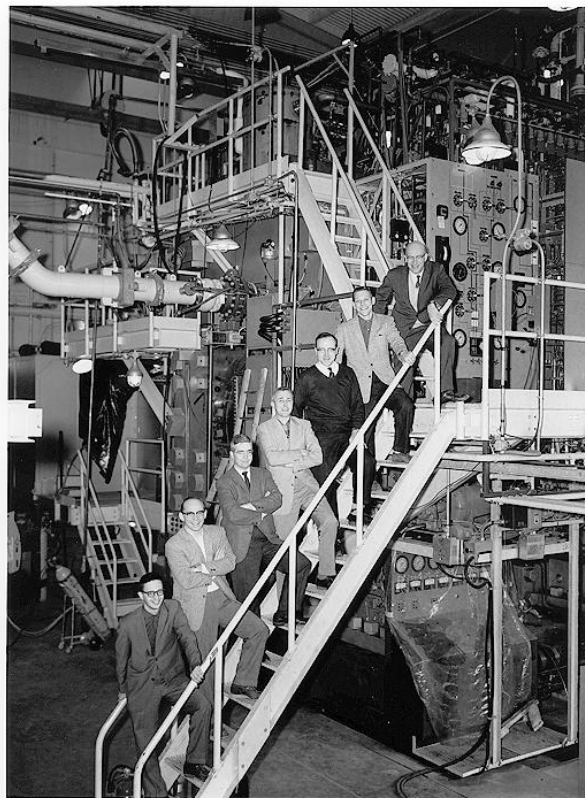
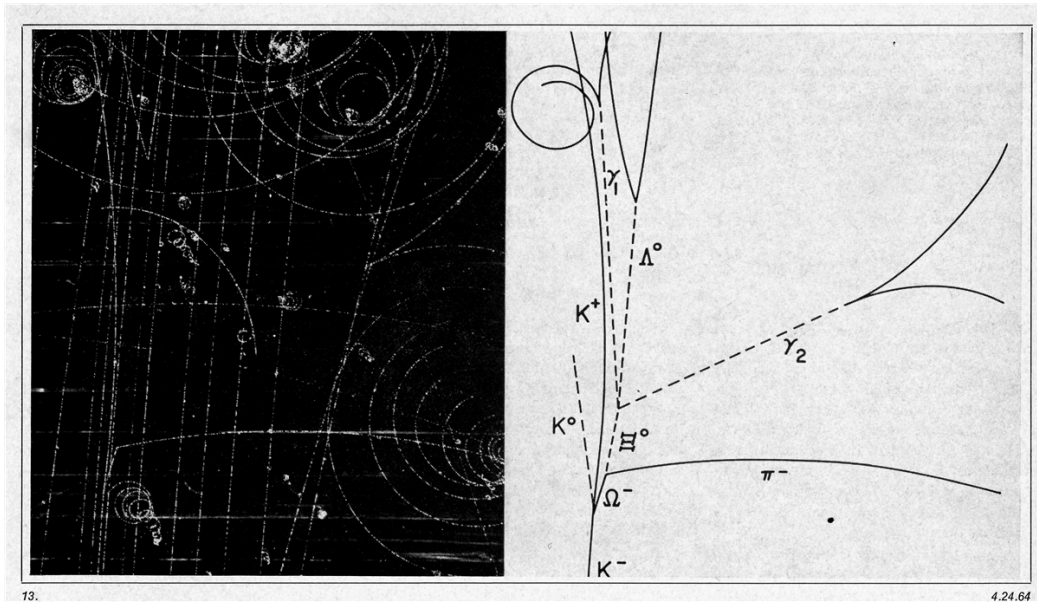
Rozpady B-mezonů.

Antičástice

Objev antiprotonu

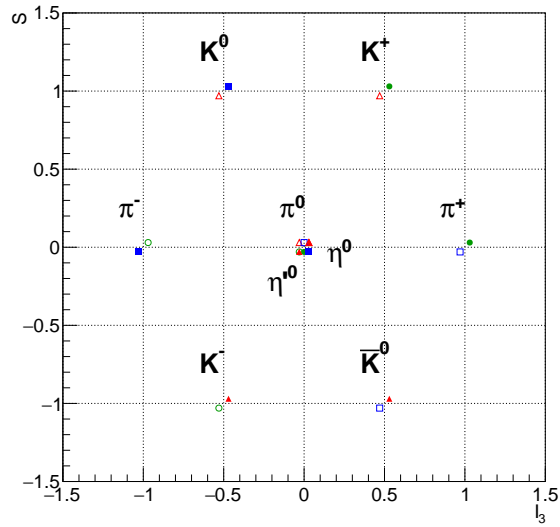
Práh reakce

$$pp \rightarrow ppp\bar{p}$$

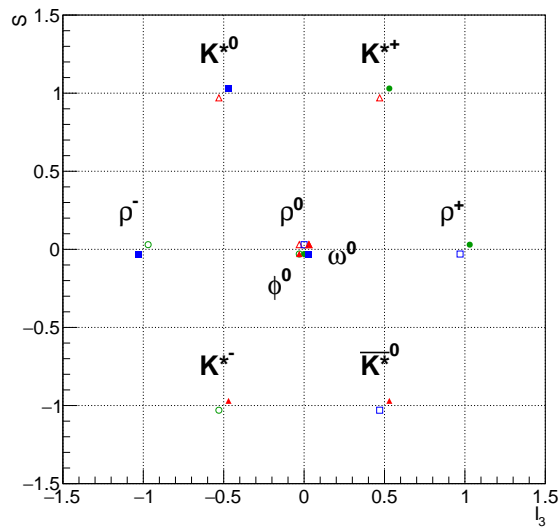


Omega-minus group: (T to B) Ralph Shutt, Jack Jensen, Medford Webster, William Tuttle, William Fowler, Donald Brown, Nicolas P. Samios

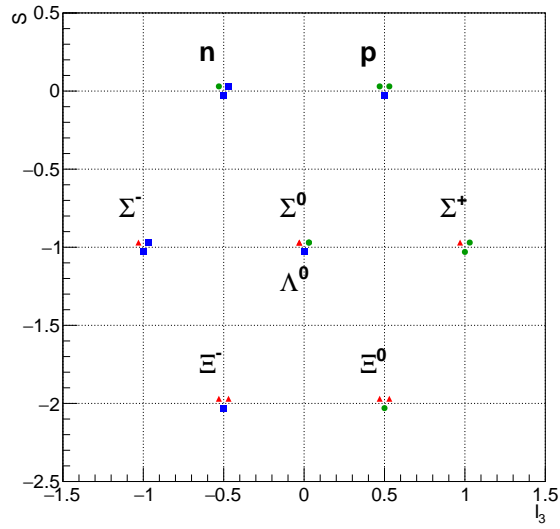
Obrázek 2: Objev Ω^- na urychlovači AGS v laboratoři Brookhaven, 1964, v 80 palcové bublinové komoře. Dole: tým, který vedl Nicholas Samios.



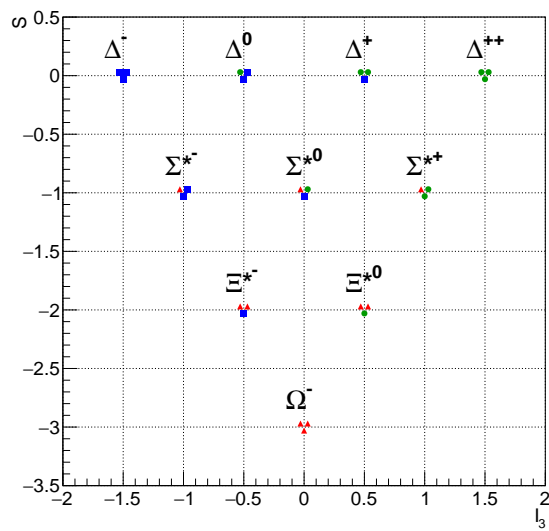
Obrázek 3: Oktet pseudoskalárních mezonů (bosony se spinem 0 a zápornou paritou).



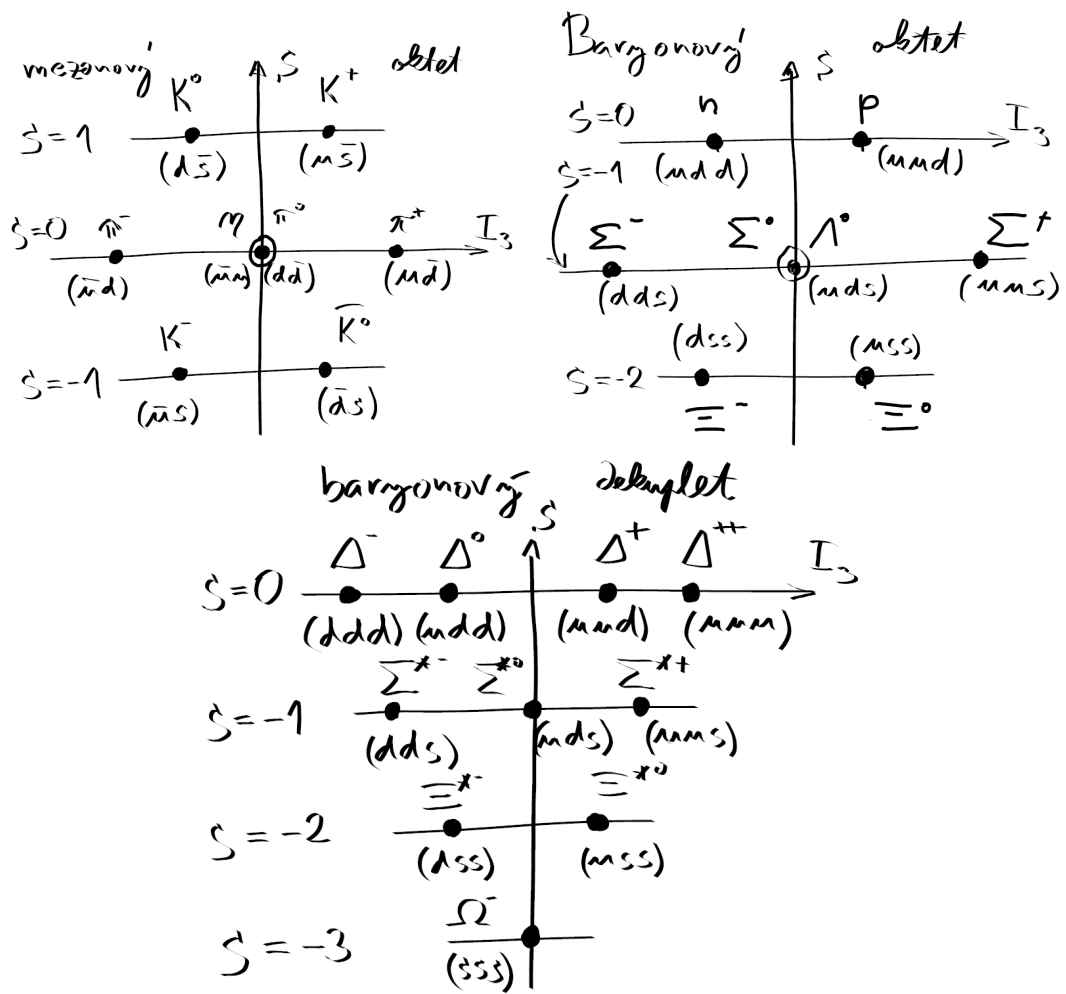
Obrázek 4: Oktet vektorových mezonů (bosony se spinem 1 a zápornou paritou).



Obrázek 5: Baryonový oktet (fermiony se spinem 1/2).



Obrázek 6: Baryonový dekaplet (fermiony se spinem 3/2).



Obrázek 7: Shrnutí.

1.7 Účinný průřez anihilace e^+e^- na hadrony

Poměr účinných průřezů produkce hadronů a párů mionů ve elektron pozitronových srážkách jako funkce těžišťové energie

$$R(s) \equiv \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}}(s)}{\sigma_{\mu^+\mu^- \rightarrow \text{hadrony}}(s)}$$

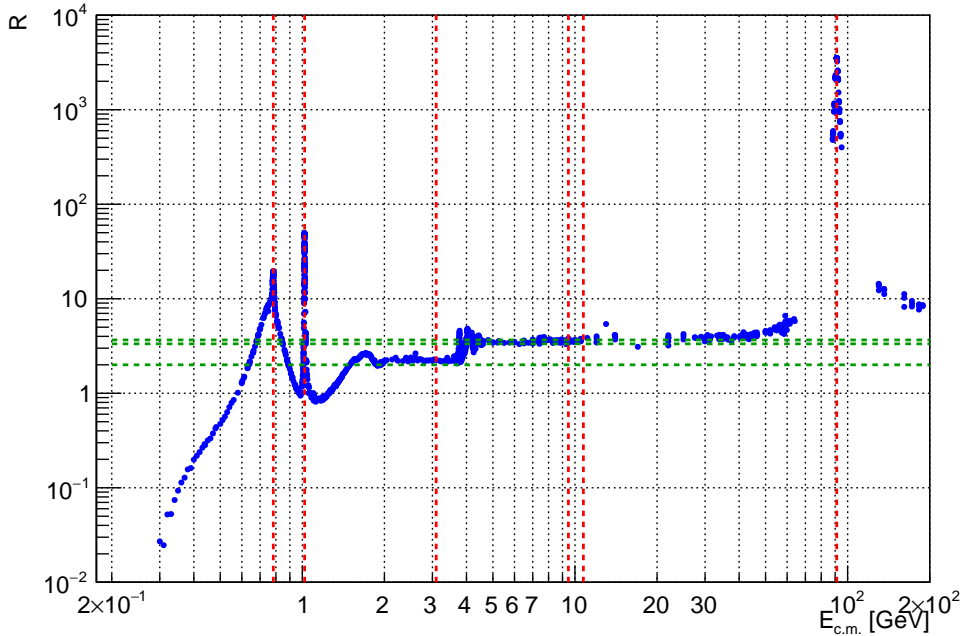
Naivní předpověď, při ignorování prahových a rezonančních efektů a efektů různých hmot kvarků a mionů, je dána součtem účinných průřezů páru stejných kvarků s jejich náboji v jednotkách elementárního náboje, neboť jde o elektromagnetickou interakci. V poměru se pak výraz přibližně vyruší pouze na sumu

$$\tilde{R}(s) = \sum_{q \in \text{kinem.}} (Q_q)^2.$$

Ukázalo se, že tento výraz v experimentální konforntaci ob stojí pouze tehdy, když předpověď dodatečně vynásobíme faktorem 3, který reprezentuje počet barevných nábojů kvantové chromodynamiky, a jde o další nezávislý stupeň volnosti.

$$\hat{R}(s) = N_C \sum_{q \in \text{kinem.}} (Q_q)^2,$$

viz Obr. 8. Spočítejte si tuto předpověď pro kvarky u , d a s , a postupně dodání kvarků c a b . Rezonance okolo 90 GeV odpovídá produkci Z bosonu. Další rezonanční chování odpovídá mezonovým rezonancím.



Obrázek 8: Poměr R vykreslený podle dat Particle Data Group [1] s linkami představující zjednodušenou předpověď podle počtu kinematically dostupných kvarků podle $\hat{R}(s)$ (viz text). Vertikální červené line značí postupně rezonance ω , ϕ , J/ψ , $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(4S)$ a Z .

2 Fyzika na hadronových urychlovačích

2.1 Srážky partonů

V aproximaci velkých energií, kdy lze partony považovat za nehmotné, se uvažuje, že partony vstupující do tzv. tvrdého procedu nesou různé frakce $x_{1,2} \in [0, 1]$ celkové čtyřhybnosti celého hadronu, na LHC protonů, a pro čtyřhybnosti partonů tak můžeme v laboratorní soustavě psát

$$P_1 = x_1(E, 0, 0, E) \quad (23)$$

$$P_2 = x_2(E, 0, 0, -E), \quad (24)$$

tj. uvažujeme, že protony se pohybují a srážejí podél osy z , a E je energie protonů ve svazku. Nalezneme, že kvadrát dostupné energie srážky dvou partonů je

$$\hat{s} \equiv m_{12}^2 = (P_1 + P_2)^2 = sx_1x_2, \quad (25)$$

kde $S = (2E)^2$ je čtverec celkové dostupná energie srážky hadronů. Rapidita partonového systému pak je (dokažte si)

$$\hat{y} \equiv y_{12} = \frac{1}{2} \ln \frac{x_1}{x_2}. \quad (26)$$

kombinací posledních vztahů lze najít užitečný vztah

$$x_{1,2} = \left(\frac{\hat{s}}{s} \right)^{1/2} e^{\pm \hat{y}}. \quad (27)$$

Úlohy: Jakou energii musejí mít proton-protonové srážky, aby slo o tzv. referenční proces pro srážky olovo-olovo ve smyslu shodné energie srážky na jeden nukleon? Pro Pb-Pb srážky uvažujte současně magnetické pole LHC, které dokáže urychlit a srážet protony při hybnosti 6.5 TeV. Spočítejte ekvivalentní pp energii i pro předchozí optiku LHC v hybnostmi svazku 4 a 3.5 TeV. Srovnajte se speciálními runy LHC o energiích 2.36 a 5.XY a 8.16 TeV.

3 Partonové distribuční funkce

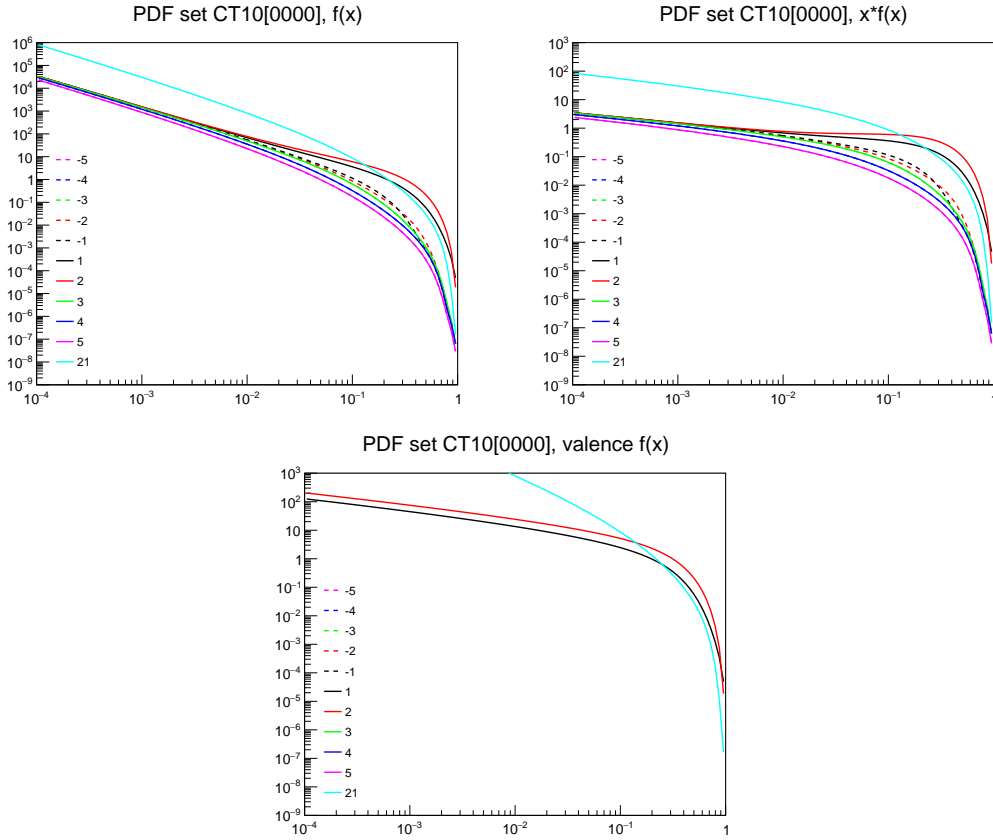
4 Faktorizační teorém

Produkcí částic v hadronových srážkách lze rozdělit (faktorizovat) na produkci těchto částic ve srážkách partonů a, b (kvarků a gluonů) a na otázku, s jakou pravděpodobností a energií dané partony nalezneme v hadronu (např. protonu). Toto lze zapsat jako

$$\sigma_{pp \rightarrow X}(s) = \int \int \sum_{a,b} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}(\hat{s}) f(x_a) f(x_b) dx_a dx_b,$$

kde s je energie srážky protonů. \hat{s} je energie srážky partonů a a b , a x_a a x_b jsou frakce energie jednotlivých protonů, které tyto hadrony nesou. Platí $\hat{s} = x_1x_2s$.

Ve skutečnosti mohou partony do interakce vstupovat již po nějakém vyzáření gluonu, popř. gluon se může rozdělit na pár kvark-antikvark, a partony vstupující do tvrdého procesu na partonové úrovni tak nemusí být reálné, ale virtuální, a to v tom smyslu, že jejich invariantní hmota q^2 už nemusí být nulová, jak bychom v aproximaci nehmotných partonů čekali.



Obrázek 9: Partonové distribuční funkce $f_i(x)$ podle skupiny CT10. Nahoře vlevo $f_i(x)$, nahoře vpravo $x f_i(x)$, dole valenční, tj. $f_i(x) - \bar{f}_i(x)$ pro $i = d, u$. Kódy partonů 1...5 jsou d, u, s, c a b ; antikvarky záporně; gluon má PDG kód 21. Nakresleno pomocí balíku LHAPDF-6.1.5.

Partonové distribuční funkce se pak stávají závislými na další škále, kterou je faktorizační škála μ_F , která definuje maximální dovolenou virtualitu kvarku, který do tvrdého procesu vstupuje.

$$\sigma_{pp \rightarrow X}(s) = \int \int \sum_{a,b} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}(\hat{s}) f(x_a, \mu_F) f(x_b, \mu_F) dx_a dx_b,$$

Závislost partonových distribučních funkcí na škále je jejich tzv. evoluce, a je možné si spočítat v rámci QCD pomocí DGLAP (někdy také jen Altarelli-Parisi) evolučních rovnic.

Renormalizační škála μ_R

5 Standardní model

5.1 Přehled částicového obsahu SM

5.2 Přehled interakcí SM

Elektromagnetické interakce

Elektroslabé interakce

Kromě interakcí W bosonů významná předpověď interakcí se Z bosonem

Q						
0	ν_e		ν_μ		ν_τ	
$-1 e $	e (0.511 MeV)	μ (0.1056 GeV)	τ (1.777 GeV)			
$+2/3 e $	u (2.2 MeV)	c (1.27 GeV)	t (172.7 GeV)			
$-1/3 e $	d (4.7 MeV)	s (0.093 GeV)	b (4.18 GeV)			

Tabulka 1: Fermionic particle content of the Standard Model with particle masses [1] in brackets: neutral and charged leptons, and quarks; with charges indicated. Not shown are antiparticles to those presented in the table. Mass uncertainties vary, the number of digits corresponds to their precision. Neutrino mass eigenstates are different from their flavour eigenstates, with current upper limits being around $1 eV$.

Self-interakce elektroslabých bosonů

Silné interakce

Self-interakce gluonů

5.3 Slabé rozpady

Experimentálně bylo ověřeno, že "síla" slabé interakce je jiná v rozpadu mionu, beta rozpadu neutronu a ve slabých rozpadech se změnou podivnosti:

- G_F^μ
- $G_F^\beta = G_F^\mu \cos \theta_C$
- $G_F^{\Delta S \neq 0} = G_F^\mu \sin \theta_C$

kde θ_C je Cabbibův úhel, experimentálně $\theta_C \doteq 13^\circ$

5.3.1 Fermiho efektivní teorie slabých interakcí

V rámci QED je na úrovni Lagrangiánu interakce fotonu a nabitých částic dána skalárním součinem Diracovského čtyřproudu $J^\rho = \bar{\psi}\gamma^\rho\psi$ s vektorovým polem fotonu A^ρ

$$\mathcal{L}_{\text{QED}}^{\text{int}} \equiv -e \bar{\psi}\gamma^\rho\psi A_\rho$$

Fermiho kontaktní 4-fermionová interakce je motivovaná nabitým proudem z QED a navrhuje interakční Lagrangián slabé interakce jako skalární součin dvou nabitých proudů, neutronu a protonu, a elektronu a neutrina, jako

$$\mathcal{L}_\beta^{\text{int}} \equiv \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_n\gamma^\rho(a + b\gamma_5)\psi_p] [\bar{\psi}_\nu\gamma^\rho(a + b\gamma_5)\psi_e]$$

kde konstanta "síly" interakce je konvenčně zapsána jako $\frac{G_F}{\sqrt{2}}$.

Vztah k bezrozměrné vazbové konstantě g současné teorie elektroslabých interakcí

$$G_F = \frac{g^2}{8m_W^2}$$

kdy zatímco ve Fermiho teorii jde o proces prvního řádu, v SM jde o proces 2. řádu.

Fermiho konstantu G_F lze extrahovat ze změřené doby života mionu a její předpovědi v prvním řádu poruchové teorie

$$G_F = \sqrt{\frac{192\pi^3}{m_\mu^5\tau}}$$

Akce je časový integrál z Lagrangiánu L , popř. integrál přes časoprostor z prostorové hustoty Lagrangiánu \mathcal{L}

$$S = \int \mathcal{L} d^4x \quad (28)$$

Klasicky má akce rozměr $J \cdot s$, tj. jako moment hybnosti, tj. jako Planckova konstanta. V tzv. přirozených jednotkách, kde pokládáme $\hbar = c = 1$, je tedy akce bezrozměrná.

$$[S] = [\hbar] = 1 = [\mathcal{L}] \cdot [x]^4 \quad (29)$$

Protože délka má v přirozených jednotkách rozměr GeV^{-1} , musí mít hustota Lagrangiánu (dále jen Lagrangián) rozměr GeV^4 . Odtud je také vidět, že

$$[\mathcal{L}] = \text{GeV}^4 \quad (30)$$

$$[x] = \text{GeV}^{-1} \quad (31)$$

$$[\psi] = \text{GeV}^{3/2} \quad (32)$$

$$[A^\mu] = \text{GeV} \quad (33)$$

$$[\Gamma] = \text{GeV} \quad (34)$$

$$[\sigma] = \text{GeV}^{-2} \quad (35)$$

Vazbové konstanty elektromagnetické a slabé interakce e a g jsou bezrozměrné.

Fermiho konstanta má rozměr GeV^{-2} . V amplitudě pravděpodobnosti procesu 1. řádu Fermiho teorie tak vystupuje $\mathcal{A} \sim \langle f | \mathcal{L}_{\text{int}} | i \rangle \sim G_F$, zatímco v rozpadové šířce $\Gamma \sim |\mathcal{A}|^2 \sim G_F^2$. Rozpadová šířka má rozměr GeV , a jediná další veličina, která má rozměr energie a nezávisí na volbě inerciální soustavy, je dostupná energie pro daný proces, tj. rozdíl energií počátečního a koncového stavu $\Delta \equiv E_i - E_f$, který má rozměr energie. Z rozměrových důvodů tak musí být

$$\Gamma \sim \frac{\hbar c}{\tau c} \sim G_F^2 \Delta^5, \quad (36)$$

Ale pozor, detailní výpočet rozpadu mionu dává při zanedbání hmoty elektronu

$$\Gamma_\mu = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}$$

kde člen ve jmenovateli dává faktor téměř 6000!

Obdobně pro účinný průřez, který má rozměr kvadrátu délky a tedy GeV^{-2} , musí platit podobný rozměrový odhad

$$d\sigma \sim G_F^2 s$$

kde s je dostupná energie procesu, Madelstammův invariant jako kvadrát sumy čtyřvektorů

$$s = \left(\sum_j P_i^j \right)^2$$

kde suma běží přes částice v počátečním stavu a s má rozměr GeV^2 .

5.4 Narušení parity

5.5 Teoretické možnosti pozorování narušení parity

5.6 Rozpad pionu

5.7 Narušení parity v β rozpadech

5.8 Továrny kvarků b

Asymetrické svazky elektronů a pozitronů s energií naladěnou na hmotu rezonance $\Upsilon(4S)$ Kvantově propletené stavy, studium vzácných rozpadů, nepřímé hledání fyziky za Standardní model, efekt virtuálních částic ve smyčkách.

5.9 Slabé neutrální proudy

Elektroslabá teorie předpovídala existenci těžké varianty fotonu, Z bosonu, a možnost jeho interakce i s neutriny. Tyto tzv. slabé neutrální proudy je možné pozorovat jako interakce neutrín v látce, kdy neutrino může dokonce disociovat nukleon a produkovat hadrony. Objev tzv. těchto tzv. "weak Neutral Currents" (NC) byl ohlášen v roce 1973 na základě analýzy fotografií z experimentů v bublinové komoře Gargamelle v laboratoři CERN.

5.10 W a Z bosony

Sjednocená teorie elektroslabých interakcí předpovídala, že hmota W bosonu musí být větší než

5.10.1 Objev W/Z bosonů na urychlovači SPS

Energie potřebná pro objev bosonů
[2]

5.10.2 Produkce Z bosonu na urychlovači LEP

5.11 Rozpady W bosonu

Frakce rozpadů W bosonu na hadrony a leptony.
Interference s příspěvkem virtuálního fotonu.

5.12 Elektroslabé procesy

Asociovaná produkce W a Z a jetů.

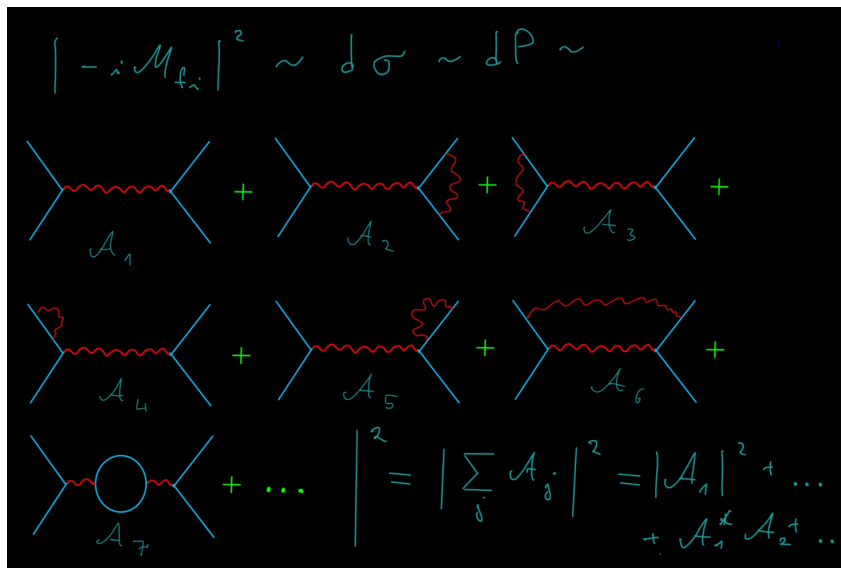
6 Top kvark

6.1 Produkce

produkce single top kvarku, diagramy

produkce párů top kvarků

vícenásobná produkce top kvarků

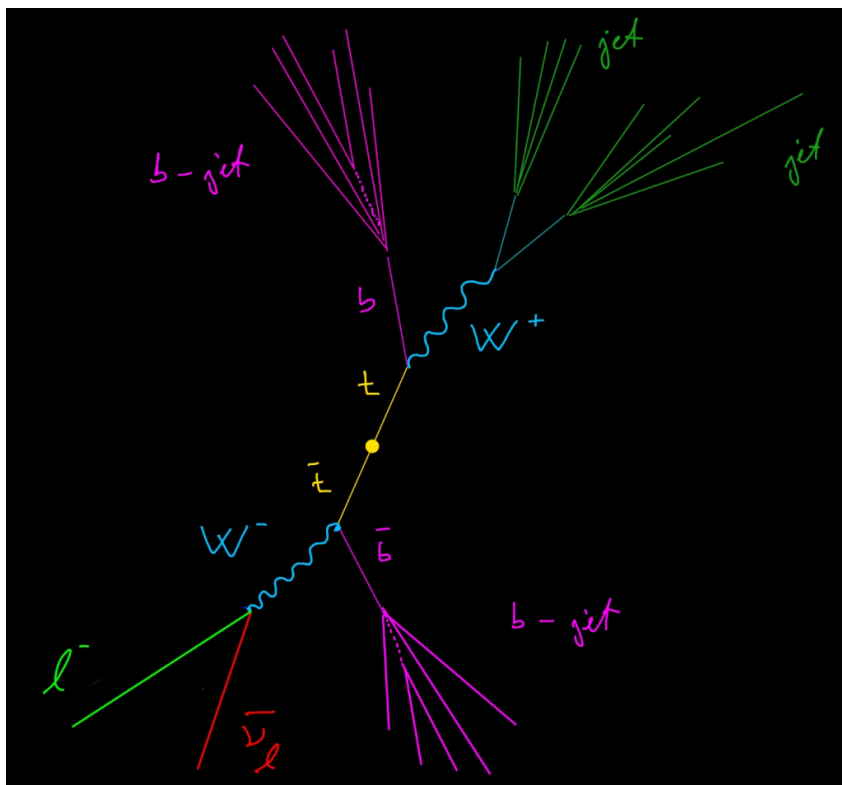


Obrázek 10: Ilustrace vyšších řádů poruchové teorie v reprezentaci Feynmanových diagramů.

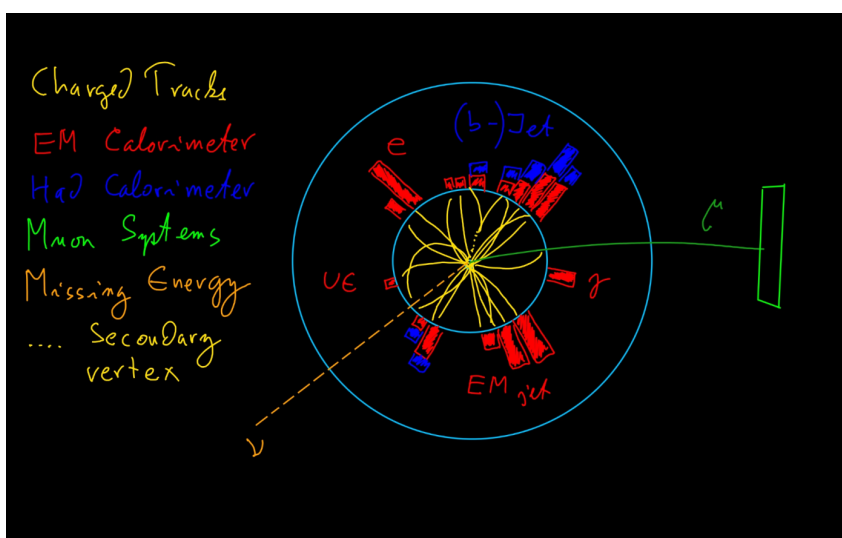
6.2 Rozpad

6.3 Vlastnosti

6.4 Měření hmoty



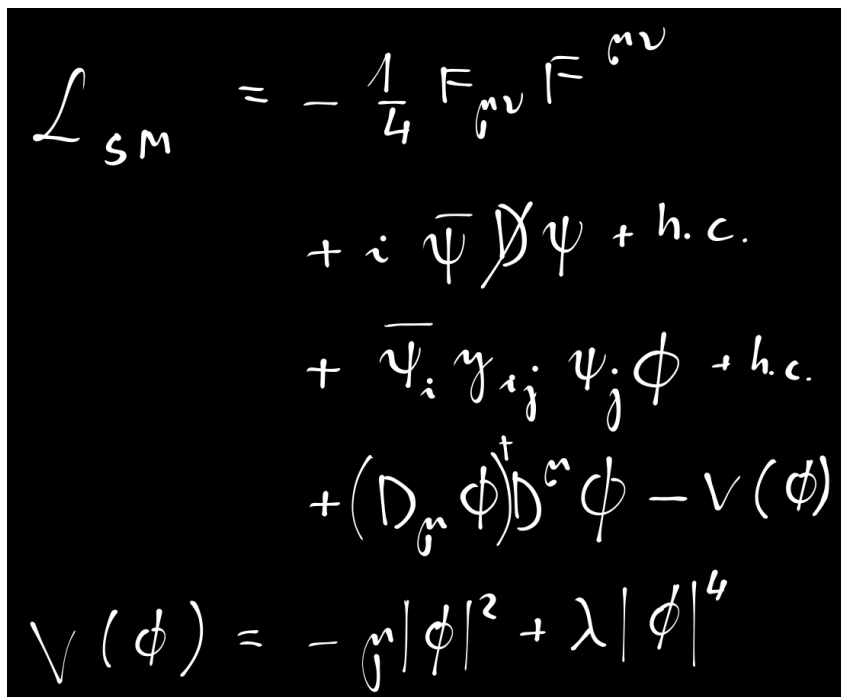
Obrázek 11: Ilustrace částicové úrovně vzniku páru top kvarků.



Obrázek 12: Ilustrace detektorové úrovně události produkce páru top kvarků.

7 Higgsův boson

7.1 Teoretické důvody



The image shows the Lagrangian of the Standard Model written in white on a black background. The equations are:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + i \bar{\psi} \not{D} \psi + h.c. \\ & + \bar{\psi}_i \gamma_{ij} \psi_j \phi + h.c. \\ & + (D_{\mu} \phi)^{\dagger} D^{\mu} \phi - V(\phi) \\ V(\phi) = & -\mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4\end{aligned}$$

Obrázek 13: Lagrangián Standardního Modelu.

7.2 Nepřímé limity

7.3 Produkce

Rozpad Higgsova bosonu na pár fotonů do značné míry určil design experimentu CMS na urychlovači LHC, a to zejména v důrazu experimentu CMS na jemně segmentovaný homogenní elektromagnetický kalotrimetr z krystalů PbWO_4 .

7.3.1 Model on-shell a off-shell částic

Inspirováno diskuzí a otázkami Hany Žitňanské, Slovanské gymnázium Olomouc.

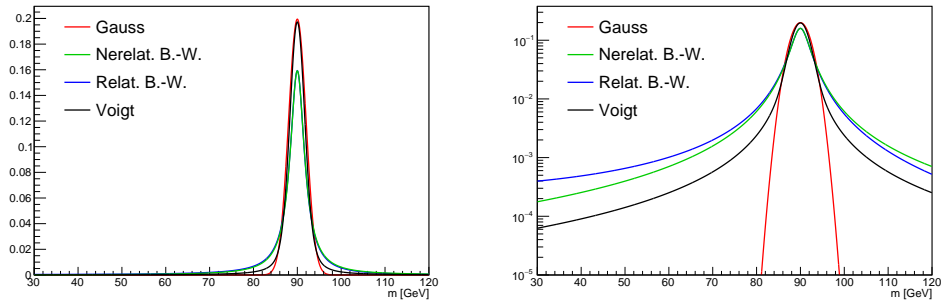
Breit-Wignerovo rozdělení

Voightovo rozdělení je konvolucí nerelativistického B.-W. a Gaussova rozdělení, a modeluje vliv konečné rozlišovací schopnosti detektoru s Gaussovským šumem na měření tvaru rezonance.

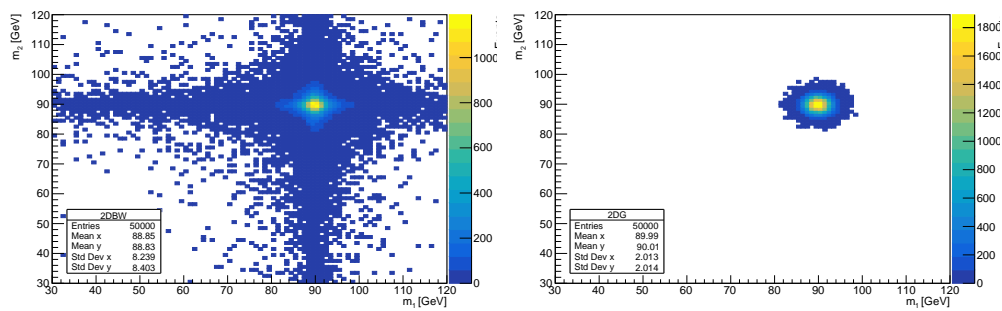
Srovnání těchto rozdělení viz Obr. 14.

Součin dvou Breit-Wignerových rozdělení, z nichž každé modeluje hmotu jednoho Z bosonu, lze považovat za hrubý model účinného průřezu procesu $pp \rightarrow ZZ$, kde oba Z bosony mohou být on-shell. Viz obr. 15

Oproti tomu součin dvou Gaussových rozdělení postrádá dostatečný počet událostí v talech.



Obrázek 14: Srovnání tvarů rozdělení Gaussova, nerelativistického a relativistického Breit-Wignerova rozdělení, a Voigtovo rozdělení.



Obrázek 15: Součin dvou B.-W. (vlevo) a dvou Gaussovských rozdělení jako dvě různé dvojrozměrné hustoty pravděpodobnosti, dle kterých bylo nagenrováno 50k událostí. Je vidět, že Gaussovo rozdělení nedokáže popsat vzdálenější tails. Inspirováno diskuzí a otázkami Hany Žitňanské, Slovanské gymnázium Olomouc.

7.4 Objev

7.5 Vlastnosti

8 Fyzika za Standardní model

Možná rozšíření Standardního modelu

8.1 Temná hmota a energie

8.2 Supersymetrie

8.3 Více Higgsových bosonů

8.4 Skryté dimenze

9 Experiment ATLAS

9.1 ATLAS jako soustava poddetektorů

Souřadný systém experimentu ATLAS je definován jako pravotočivý systém, kde osa x míří do středu LHC kruhu, osa y nahoru a osa z pak míří ve směru jednoho ze svazků protonů. Od osy z měříme azimutální úhel θ , v příčné rovině xy definujeme polární úhel ϕ .

Pseudorapidita je definována jako

$$\eta \equiv -\ln \tan \frac{\theta}{2}$$

a jde o čistě úhlovou veličinu popisující detektor. Avšak rapidita částice v tomtéž souřadném systému

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}$$

se pro nehmotné částice blíží právě pseudorapiditě. Platí dále

$$\sinh \eta = \cotan \theta \quad (37)$$

$$\frac{1}{\cosh \eta} = \sin \theta \quad (38)$$

$$\tanh \eta = \cos \theta \quad (39)$$

Vztahy mezi sférickými a polárními veličinami jsou

$$p_x = |\vec{p}| \sin \theta \cos \phi = p_T \cos \phi \quad (40)$$

$$p_y = |\vec{p}| \sin \theta \sin \phi = p_T \sin \phi \quad (41)$$

$$p_z = |\vec{p}| \cos \theta \quad (42)$$

$$p_T = |\vec{p}| \sin \theta \quad (43)$$

9.2 Invariantní hmota

S využitím zákona zachování čtyřhybnosti lze spočítat invariantní hmotu mateřské částice, která se rozpadla na dvě či více dceřinných částic následovně

$$M^2 = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2. \quad (44)$$

V aproximaci, kdy lze zanedbat hmoty částic, platí pro invariantní hmotu dvou rozpadových produktů (1) a (2) vztah

$$M^2 \approx p_T^{(1)} p_T^{(2)} [\cosh(\eta_{(1)} - \eta_{(2)}) - \cos \Delta\phi_{(1,2)}]. \quad (45)$$

9.3 Zpracování dat

9.4 Simulace

Reference

- [1] R. L. Workman and Others. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2022:083C01, 2022.
- [2] Luigi Di Lella and Carlo Rubbia. The Discovery of the W and Z Particles. *Adv. Ser. Dir. High Energy Phys.*, 23:137–163, 2015.
- [3] M. G. Aartsen et al. Detection of a particle shower at the Glashow resonance with IceCube. *Nature*, 591(7849):220–224, 2021. [Erratum: *Nature* 592, E11 (2021)].
- [4] G. Settanta et al. First detection of CNO neutrinos with Borexino. In *55th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories*, 5 2021.

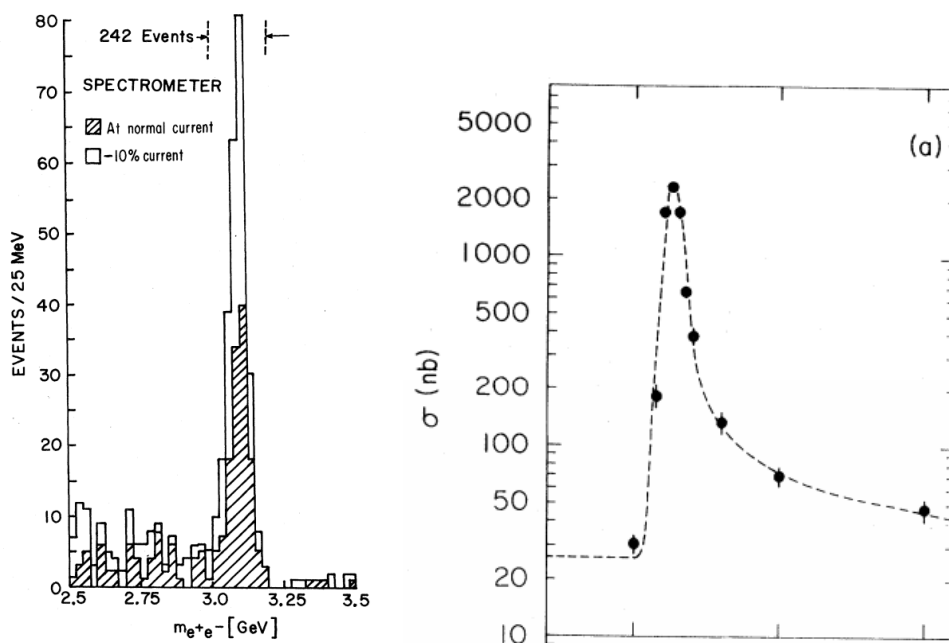
A Objevy

A.1 Prahové procesy

Spočítejte z výhodného tvaru zákona zachování 4-hybnosti prahové kinetické energie nalétávajících částic náledujících procesů

- pro produkci pionu ve srážkách nukleon-nukleon;
- pro produkci kaonu ve srážkách nukleon-nukleon;
- pro produkci antiprotonu ve srážkách proton-proton v uspořádání pevného terče, a dále s uvažováním dodatečné Fermiho energie terčového protonu jakožto nukleonu v jádře např. berylia.;
- pro produkci pionu ve srážce protonu, částice kosmického záření, s fotonem z reliktního záření kosmického pozadí;
- pro produkci W bosonu ve srážce nehmotných partonů v případě symetrických vstřícných svazků a v případě pevného terče;
-

A.2 Objev J/ψ



Obrázek 16:

A.3 Objev b -kvarku

A.4 Neutrino

A.5 Glashowova rezonance

<https://www.nature.com/articles/s41586-021-03256-1> <https://arxiv.org/abs/2110.15051>
[3]

A.6 CNO neutrina

<https://www.nature.com/articles/s41586-020-2934-0> <https://arxiv.org/abs/2105.09211>
[4]

B Některé definice

B.1 Partonová, částicová a detektorová úroveň

B.2 Unfolding

absolutní a relativní spektra

B.2.1 Systematické chyby

$$\frac{1}{\varepsilon_{\text{shift}}} [D_{\text{nom}} - B_{\text{shift},1}] = \frac{1}{\varepsilon_{\text{shift}}} [D_{\text{nom}} - (D_{\text{nom}}^{\text{CR}} - \text{MC}_{\text{shift}})]$$
$$\frac{1}{\varepsilon_{\text{nom}}} [D_{\text{shift}} - B_{\text{shift},2}] = \frac{1}{\varepsilon_{\text{nom}}} [D_{\text{shift}} - (D_{\text{shift}}^{\text{CR}} - \text{MC}_{\text{nom}})]$$

B.2.2 Podíl účinných průřezů

C Signál a pozadí

Pod pojmem signál rozumíme daný proces produkce daného typu částic, který je předmětem zájmu dané analýzy, ať už za účelem pozorování jevu, měření jeho účinného průřezu či dalších charakteristik, anebo stanovení horního limitu na účinný průřez jeho produkce v případě, že proces není pozorován.

Zatímco tentýž proces může být cenným signálem v jedné analýze, může jít o obtížně se zbavitelné pozadí v analýze jiné.

Např. produkce Higgsova bosonu v rozpadovém kanále na dva fotony má stejný koncový stav jako produkce dvou fotonů ve SM, který je tak tzv. ireducibilním pozadím, které nelze jednoduše odstranit např. zpřísněním kritérií na výběr fotonu.

O kombinatorickém pozadí často mluvíme v souvislosti, kdy danou částici rekonstruujeme z jejích rozpadových produktů, přičemž v detektoru mohou být přítomny další objekty stejného druhu. Výběrem objektů neasociovaných s danou částicí dojde mj. k "rozmazání" hmotového peaku, jehož výsledný tvar se tak bude např. skládat z užšího peaku, kdy došlo ke správnému spárování objektů, a širšího rozdělení pozadí, pocházejícího ze špatných kombinací.

C.1 Boostované jety a jejich struktura

D Nejčastější proces na LHC

Nejčastějším procesem na LHC v neelastických protonových srážkách je rozptyl gluonů. Na urychlovači Tevatron tento proces ve srážkách protonů s antiprotony soutěžil s anihilací kvarku a antikvarku.

D.1 Difrakční procesy

D.2 Z'

Z' jako zdroj boostovaných top kvarků

E Oscilace neutrin

E.1 Phase

We have shown that the amplitude of the probability of the transition of a neutrino flavour f to be observed as flavour g at some spacetime point $r^\mu \equiv (ct, \vec{x})$ can be expressed as

$$\mathcal{A}_{f \rightarrow g} = \sum_j U_{gj} U_{fj}^* \exp \left\{ \frac{-i}{\hbar c} \phi_j(ct, \vec{x}) \right\} |\nu_j\rangle,$$

where $\phi_j(ct, \vec{x}) \equiv P^\mu r_\mu = ct \cdot E - \vec{p}c \cdot \vec{x}$ and the neutrino four-momentum is $P^\mu = (E, \vec{p}c)$

Hence the probability itself is

$$|\mathcal{A}_{f \rightarrow g}| = \sum_{j,k} U_{gj} U_{fj}^* U_{gk} U_{fk} \exp \left\{ \frac{-i}{\hbar c} \Delta\phi_{jk}(ct, \vec{x}) \right\},$$

where, moving to one dimension,

$$\Delta\phi_{jk}(ct, \vec{x}) \equiv ct \cdot (E_j - E_k) - (p_j - p_k)c \cdot x.$$

This can be expressed as a Taylor series

$$p_j c = \sqrt{E_j^2 - m_j^2 c^4} \approx E_j \left(1 - \frac{m_j^2 c^4}{2E_j^2} \right),$$

assuming small neutrino masses, and so the relative phase is approximately, setting $ct \approx L$

$$\begin{aligned} \Delta\phi_{jk}(ct, \vec{x}) &\equiv \frac{L}{\hbar c} [(E_j - p_j c) - (E_k - p_k c)] \\ \Delta\phi_{jk}(ct, \vec{x}) &\approx \frac{L}{\hbar c} \left[E_j - E_j \left(1 - \frac{m_j^2 c^4}{2E_j^2} \right) - E_k + E_k \left(1 - \frac{m_k^2 c^4}{2E_k^2} \right) \right] \\ \Delta\phi_{jk}(ct, \vec{x}) &\approx \frac{1}{2\hbar c} (m_j^2 - m_k^2) \frac{L}{E} c^4, \end{aligned}$$

where we finally set $E_j \approx E_k$.

Therefore, the typical oscillation frequencies depend on the distance from the neutrino source and inversely to the original neutrino energy as L/E , and most importantly on the quadratic difference of the neutrino masses. Neutrino oscillation experiments therefore tell us the mass splitting and not the mass itself.

$$\Delta m_{jk}^2 \equiv m_j^2 - m_k^2$$

Číselně vychází faktor

$$\frac{1}{2} \Delta\phi_{jk}(ct, \vec{x}) = \frac{1}{4\hbar c} \Delta m_{jk}^2 c^4 \frac{L}{E} \doteq 1.27 \frac{L[\text{km}]}{E[\text{GeV}]} \Delta m_{jk}^2 [\text{eV}^2]$$

F Částice

Symbol	hmota [MeV]	τ	$c\tau$
μ^\pm	105,7	2,197 μ s	658,6 m
τ^\pm	1777	290 fs	87 μ m
π^\pm	139,6	26 ns	7,80 m
π^0	135,0	852 as	25,5 nm
K^\pm	493,7	12,3 ns	3,7 m
K_L^0	497,6	51,2 ns	15,3 m
K_S^0	497,6	90 ps	2,68 cm
D^\pm	1870	1,040 ps	312 μ m
B^\pm	5279	1,638 ps	491 μ m
B^0	5280	1,520 ps	456 μ m
B_s^0	5367	1,509 ps	452 μ m
n	939,6	880 s	2,6 10^8 km
Σ^0	1192	$7,4 \cdot 10^{-20}$ s	22 pm
Σ^+	1189	80 ps	2,4 cm
Σ^-	1197	150 ps	4,4 cm
Ξ^0	1315	290 ps	8,7 cm
Ξ^-	1322	160 ps	4,9 cm
Λ^0	1116	260 ps	7,9 cm
Ω^-	1672	82 ps	2,46 cm

Tabulka 2:

Symbol	hmota [MeV]	Γ [MeV]	τ	$c\tau$
J/ψ	3096	0.093	$7,2 \cdot 10^{-21}$ s	2,1 pm
$\Upsilon(1S)$	9460	0,054	$1,2 \cdot 10^{-20}$ s	3,6 pm
$\Upsilon(4S)$	10579	20,5	$3,2 \cdot 10^{-23}$ s	9,6 fm
Δ	1232	117	$5,6 \cdot 10^{-24}$ s	1,7 fm

Tabulka 3: