

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
KATEDRA FYZIKY



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Prověrka Standardního modelu a fyzika
těžkých kvarků

Praha, 2010

Autor: Michal Křelina

Vedoucí práce: Prof. RNDr. Vladislav Šimák, DrSc.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č.121/2000 Sb. , o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne _____

podpis

Poděkování

Děkuji prof. Vladislavu Šimákovi za vedení mé bakalářské práce. Dále děkuji Kamilu Augstenovi za cenné rady a korekturu při tvorbě bakalářské práce.

Abstrakt

V této práci jsou zprvu nastíněny základy Standardního modelu elementárních částic, shrnující kvantovou elektrodynamiku, elektroslabou teorii a kvantovou chromodynamiku. Také jsou tady zmíněny některé objevy a experimenty týkající se Standardního modelu. Dále se práce zabývá specifickými vlastnostmi dvou nejtěžších kvarků, top a bottom. Jsou zde popsány jejich vlastnosti, produkce a fragmentace. Pro top kvark je i popsán způsob měření jeho hmotnosti. V podlední části je popsán způsob rekonstrukce systému dileptonového rozpadu páru top kvarku, který byl použit pro změření hmotnosti W bosonu. Program byl testován na simulovaných Monte Carlo událostech. V závěru je popsáno, proč je potřeba znát co nejpřesněji hmotu top kvarku a W bosonu, pro predikci hmotnosti Higgsovy částice.

Klíčová slova

Standardní model, těžké kvarky, hmotu W bosonu, hmotu top kvarku, dileptonový rozpad top páru.

Abstract

The first chapter of this thesis describes the basics of the Standard Model of elementary particles. This Model includes quantum electrodynamics, electroweak theory and quantum chromodynamics. And some experiment and discoveries are described there. The second chapter is occupied by the specific properties of the two heaviest quarks - top and bottom. There are presented their basic properties, productions and their fragmentations. In the top quark's section is described the way to mass measurement. The third chapter shows the method to reconstruct the dilepton decay of the top quark pairs. This method was used to measure the W boson mass. The program was tested on Monte Carlo simulated events. The importance of a precise knowledge of W boson and top quark masses for Higgs boson mass is presented at the end of the third chapter.

Key words

Standard model, heavy quarks, W boson mass, top quark mass, dilepton decay of top pair.

vložit originální zadání!!!!!!!!!!!!

Obsah

1	Standardní model	1
1.1	Kvantová elektrodynamika - QED	3
1.1.1	Vlastnosti elektromagnetické interakce	4
1.1.2	Pohybové rovnice	4
1.1.3	Feynmanovy diagramy	6
1.1.4	Polarizace vakua	7
1.1.5	Lagrangián pro QED a U(1) symetrie	8
1.2	Elektroslabá interakce	8
1.2.1	Vlastnosti slabé interakce	9
1.2.1.1	Směšování kvarků	9
1.2.2	Intermedialní bosony $W^\pm$ a Z^0	10
1.2.2.1	Objevení bosonů $W^\pm$ a Z^0	11
1.2.3	CP Narušení	12
1.2.3.1	Parita (P)	12
1.2.3.2	Narušení parity	13
1.2.3.3	Symetrie nábojového sdružení	14
1.2.3.4	Narušení nábojového sdružení	14
1.2.3.5	CP symetrie a jeho narušení	14
1.2.4	Elektroslabé sjednocení	15
1.2.5	Higgsův boson	16
1.2.5.1	Hledání Higgsova bosonu na experimentu ATLAS	17
1.3	Kvantová chromodynamika - QCD	18
1.3.1	Vlastnosti QCD	18
1.3.1.1	Asymptotická volnost a uvěznění kvarků	19
1.3.2	Barevný náboj	20
1.3.3	Gluony	21

1.3.4	Feynmanovy diagramy	22
1.3.5	Fragmentace kvarků	22
1.4	Lagrangian Standardního modelu	24
2	Fyzika těžkých kvarků	25
2.1	Vlastnosti těžkých kvarků t a b	25
2.1.1	Bottom kvark	25
2.1.2	Top kvark	27
2.2	Produkce těžkých kvarků	28
2.3	Měření hmoty top kvarku	29
2.4	Fragmentace těžkých kvarků	29
3	Experimentální ověření elektroslabé interakce	31
3.1	Rekonstrukce top-antitop systému	32
3.2	Experiment ATLAS	33
3.3	Experiment D0	34
3.4	Měření hmoty W bosonu	36
3.4.1	Měření hmoty W z rozpadu top-antitop páru	36
3.4.2	Výsledky měření hmoty W z rozpadu top-antitop	37
3.5	Další výsledky pro hmotu W bosonu	41
3.5.1	Měření W bosonu na LEP II	41
3.5.2	Měření W bosonu na Tevatronu	42
3.6	Kombinace hmoty W , top a Higgsova bosonu	42
4	Závěr	45
	Literatura	49

Kapitola 1

Standardní model

Standardní model (SM - Standard Model) je teorie, která popisuje slabou, elektromagnetickou a silnou interakci mezi leptony a kvarky prostřednictvím intermediálních bosonů. Matematickým základem je kvantová teorie pole (QFT - quantum field theory), která spojuje klasickou kvantovou mechaniku a speciální teorii relativity. Standardní model také můžeme nazvat v pojmech kvantové teorie pole jako teorii kalibračních grup symetrie $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

Tento model jako teorie elementárních částic byl formulován v letech 1970-1973 a slouží jako základ pro studium elementárních částic. Je to model, který se snaží popsat chování celkem 12 leptonů, 36 kvarků a 12 intermediálních částic. Dále Glashow-Weinberg-Salamova (GWS model) teorie předpovídá další částici, takzvaný Higgsův boson, který ještě nebyl objeven.

Částice můžeme klasifikovat podle spinu. Ty, které mají spin $\frac{1}{2}$ a jeho celý násobek nazýváme fermiony, mezi ně patří leptony a kvarky. Dále částice s celočíselným spinem označujeme jako bosony. To jsou například intermediální částice.

Kvarky se samostatně nevyskytují, ale tvoří tzv. hadrony. Hadrony můžeme rozdělit do dvou skupin - mezony a baryony. Mezony se skládají z jednoho kvarku a jednoho antikvarku. Baryony se skládají ze tří kvarků.

Názvy up, down, charm a další označujeme jako vůně. Přidáme-li k vůni i barevný náboj, pak takovou částici nazveme kvark. Barevný náboj u silných interakcí je obdoba elektrického náboje u elektromagnetických interakcí.

Částice kromě hmotnosti, elektrického náboje, spinu mají i spoustu dalších kvantových čísel. U leptonů to jsou například leptonová čísla, u kvarků se jedná o podivnost, šarm a další. Jedná se o zachovávaná pravidla umožňující nám dát dohromady všechny možné koncové stavy dané interakce. Například, když má částice podivnost rovnu

Lepton	Symbol	Generace	Hmota [MeV]	Náboj
elektron	e	1	0.511	-1
elektronové neutrino	ν_e	1	$< 3 \cdot 10^{-6}$	0
mion	μ	2	105.7	-1
mionové neutrino	ν_μ	2	< 0.19	0
tau	τ	3	1784	-1
tau neutrino	ν_τ	3	< 18	0

Tabulka 1.1: Přehled leptonů a jejich základních vlastností.

Vůně	Symbol	Generace	Hmota [GeV]	Náboj
up	u	1	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$\frac{2}{3}$
down	d	1	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$-\frac{1}{3}$
charm	c	2	1.27	$\frac{2}{3}$
strange	s	2	$104 \cdot 10^{-3}$	$-\frac{1}{3}$
top	t	3	171.2	$\frac{2}{3}$
bottom	b	3	4.2	$-\frac{1}{3}$

Tabulka 1.2: Přehled kvarků a jejich základních vlastností.

jedné, znamená to, že obsahuje jeden s kvark, přičemž znaménko určuje zda jde o částici nebo antičástici.

Boson	Symbol	Hmota [GeV]	Náboj
foton	γ	0	0
gluon	g	0	0
Z^0 boson	Z^0	91.2	0
$W^\pm$ boson	$W^\pm$	80.4	± 1

Tabulka 1.3: Přehled intermediálních bosonů.

Elektromagnetickou interakci popisuje kvantová elektrodynamika (QED - quantum electrodynamics), která působí mezi elektricky nabitými částicemi a je zprostředkovávána intermediální částicí fotonem. Silnou interakci popisuje kvantová chromodynamika (QCD - quantum chromodynamics), která působí mezi barevnými kvarky a je zprostředkováná gluony. Poslední, slabá interakce, působí mezi všemi leptony a kvarky a probíhá pomocí hmotných částic - bosonů $W^\pm$ a Z^0 . V roce 1968 byla S. Weinbergem, S. Glashowem (ve

spolupráci) a A. Salamem (nezávisle) slabá a elektromagnetická interakce spojena do tzv. elektroslabé interakce, což byl první impuls pro formulování Standardního modelu.

Teorie Standardního modelu jistě není teorií konečnou. Standardní model neříká nic o gravitační interakci, ale i přesto má velké uplatnění i v astrofyzice. Standardní model také neumí vysvětlit zcela hmotu částic, což z části souvisí s Higgsovým mechanismem a Higgsovou částicí, kterou se vědci pokusí objevit na rozjíždějících se experimentech Atlas, CMS a dalších experimentech na LHC v CERNu. Zřejmě největší nedostatek Standardního modelu je, že má příliš mnoho parametrů (takovým parametry jsou hmoty, konstanta jemné struktury α a jiné, které jsou zjištěny experimentálně a teoreticky je zatím neumíme vysvětlit).

Navzdory všem nedostatkům, Standardní model je už přes třicet let v souladu s experimenty a jeho předpovědi se zatím vždy potvrdily. Ze Standardního modelu vycházejí i další teorie, například teorie supersymetrických částic (SUSY - Supersymetry), teorie velkého sjednocení (GUT - Grand unification theory) či teorie superstrun (Superstring theory). Všechny tyto teorie, které jsou “za hranicí” Standardního modelu, se snaží zodpovědět otázky, na které ve Standardním modelu nemůžeme najít odpověď. Takové otázky například jsou: proč máme právě tři rodiny kvarků a leptonů? Jakou hmotu mají neutrina? Proč ve vesmíru existuje nesymetrie mezi antihmotou a hmotou? Z čeho je zbývajících 95% hmoty ve vesmíru?

Základní přehled, klasifikaci a vlastnosti částic lze najít v [1], [2] a [3], o historickém vývoji fyziky elementárních částic v [4]. Velice podrobné informace o částicích lze nalézt v [5] a na webu PDG (Particle Data Group) [6]

1.1 Kvantová elektrodynamika - QED

QED neboli kvantová elektrodynamika je důležitá součást Standardního modelu, která popisuje elektromagnetickou interakci mezi nabitými částicemi a elektromagnetickým polem. Tato teorie vychází z relativistické kvantové teorie a klasického Maxwellova elektromagnetismu.

QED vznikala ve 40. letech minulého století a pracovali na ní R. P. Feynman, F. Dyson, J. Schwinger a S. Tomogana, z nichž Feynman, Schwinger a Tomonaga získali v roce 1965 Nobelovu cenu za fyziku.

QED můžeme považovat za nejúspěšnější teorii Standardního modelu, která dává ne-

jlepší předpovědi, které všechny byly experimentálně potvrzené. QED nám také pomáhá pochopit náš svět na atomární úrovni, kde elektrony a jádra, či atomy mezi sebou interagují právě elektromagneticky.

1.1.1 Vlastnosti elektromagnetické interakce

Elektromagnetická interakce probíhá mezi částicemi, které mají nenulový elektrický náboj, jako je například část leptonů - elektron e^- , mion μ^- , tau lepton τ^- , které mají náboj -1 a jejich antičástice s nábojem $+1$. Elektromagnetická interakce rovněž působí i na kvarky, kde jsou náboje kvarků a antikvarků $\pm\frac{2}{3}$ a $\mp\frac{1}{3}$.

Jako příklady typických elektromagnetických interakcí můžeme uvést například elastické rozptyly (např. $e^- + \mu^- \rightarrow e^- + \mu^-$), anihilace či kreace leptonů i kvarků (např. $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + \gamma$, $\gamma \rightarrow e^- + e^+$), Comptonův rozptyl (např. $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$), dále absorpce či emise fotonů (např. $e^- + \gamma \rightarrow e^-$) a jiné.

Dosah elektromagnetické interakce je nekonečný, což je způsobeno nehmotným fotonem.

O elektromagnetické interakci mluvíme řádově až do energie 10^2 GeV. Při vyšších energiích se projevuje tzv. elektroslabé sjednocení. Více o elektroslabém sjednocení v Kapitole 1.2.

Elektromagnetickou interakci charakterizuje tzv. konstanta jemné struktury

$$\alpha \approx \frac{1}{137}. \quad (1.1)$$

1.1.2 Pohybové rovnice

Ve všech následujících rovnicích, pokud není řečeno jinak, se používají přirozené jednotky $c = \hbar = 1$. Částice se spinem 0 ve volném prostoru jsou popsány pohybovou tzv. Klein-Gordonovou rovnicí

$$\left[-\frac{\partial}{\partial t^2} + \nabla^2 \right] \psi = m^2 \psi. \quad (1.2)$$

se kterou přišli O. Klein a W. Gordon zároveň s E. Schrödingerem (více v [7]). Problémem rovnice (1.2) je, že se jedná o rovnici druhého řádu v čase. To s sebou nese nutnost dvou počátečních podmínek v $\psi(\vec{x}, t_0)$ a $\frac{\partial \psi}{\partial t}(\vec{x}, t_0)$, které v důsledku dovolují hustotě pravděpodobnosti (1.3)

$$\rho = \frac{i}{2m} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{\partial \psi^*}{\partial t} \psi \right) \quad (1.3)$$

nabýt i záporných hodnot, což odporuje fyzikálnímu významu hustoty pravděpodobnosti. E. Schrödinger se touto rovnicí snažil popsat vodík, avšak experimenty to vyloučily a to právě kvůli tomu, že částice ve vodíku mají spin $\frac{1}{2}$.

Správným řešením pro částice se spinem $\frac{1}{2}$, které se řídí Fermi-Diracovou statistikou, tzv. fermiony, přišel P. Dirac. Tato rovnice je tvaru

$$[i\gamma^\mu \partial_\mu - m]\psi = 0, \quad (1.4)$$

kde

$$\partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu}; \gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{1} \end{pmatrix}; \gamma^i = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma^i \\ -\sigma^i & \mathbf{0} \end{pmatrix} \text{ pro } i = 1, 2, 3,$$

kde σ^i jsou Pauliho matice 2×2 , γ jsou Diracovy matice a rovnici (1.4) nazýváme Diracovou rovnicí.

Řešením, které dává Diracova rovnice, P. Dirac předpověděl antičástici k elektronu zvanou pozitron, která byla roku 1933 experimentálně pozorována C. Andersonem. P. Dirac získal Nobelovou cenu v roce 1933 společně s E. Schrödingerem.

Pro Diracovu rovnici (1.4) máme řešení ve tvaru rovinné vlny pro částice

$$\psi = ae^{-ip \cdot x / \hbar} u \quad (1.5)$$

a antičástice

$$\psi = ae^{ip \cdot x / \hbar} v, \quad (1.6)$$

kde $p \cdot x \equiv p_\mu x^\mu$, u a v nejsou čtyřvektory, ale tzv. Diracovi spinory, či bispinory

$$u^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, u^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.7)$$

$$v^{(1)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, v^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

kde indexy (1) a (2) označují dva stavy spinu.

Rovnice pro pohyb fotonu vychází z Maxwellových rovnic a má tvar

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu, \quad (1.8)$$

kde $j^\nu \equiv (\rho, \mathbf{j})$ je čtyřproud a $F^{\mu\nu}$ je tenzor elektromagnetického pole

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}.$$

Rovnici (1.8) můžeme přepsat na

$$\left[\frac{\partial}{\partial t^2} + \nabla^2 \right] A^\mu = j^\mu. \quad (1.9)$$

Ve volném prostoru, kde platí $j^\mu = 0$, aplikujeme tzv. Lorentzovu podmínku $\partial_\mu A^\mu = 0$, neboť $\mathbf{A}$ není dána jednoznačně. Potom se rovnice pro foton redukuje na

$$\left[\frac{\partial}{\partial t^2} + \nabla^2 \right] A^\mu = 0, \quad (1.10)$$

jejíž řešení je ve tvaru rovinné vlny

$$A^\mu(x) = a e^{-ip \cdot x} \epsilon^\mu(p), \quad (1.11)$$

kde $p = (E, \mathbf{p})$ je čtyřhybnost a ϵ^μ je polarizační vektor.

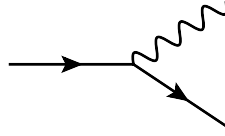
1.1.3 Feynmanovy diagramy

Feynmanovy diagramy jsou obrázky, které názorně popisují interakci s pevně danými pravidly, s kterými přišel R. P. Feynman původně pro QED a poté se rozšířily i na ostatní interakce. Pro potřeby kreslení v QED si vystačíme se třemi základními čarami. Rovná čára se šipkou ve směru toku času představuje fermion, se šipkou proti směru času představuje anti-fermion a vlnovka představuje foton.

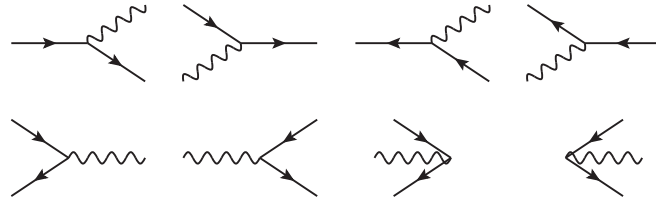
Při kreslení Feynmanových diagramů obecně platí, že čas plyne zleva doprava, případně zdola nahoru. Dále, každá čára s volným koncem představuje reálnou částici, kterou můžeme změřit, zatímco vnitřní čáry (bez volného konce) představují tzv. virtuální částice nebo fotony, které zprostředkovávají interakci.

V QED máme jeden základní vertex (vrchol), který je znázorněn v Obrázku 1.1. V praxi při kreslení můžeme základní vertex různě natáčet, což znázorňuje různé procesy. Ukázky možných variant natočení základního vertexu jsou uvedeny v Obrázku 1.2

Feynmanovy diagramy neslouží pouze jako způsob grafického znázornění procesu. Jejich význam je mnohem hlubší a vychází z kvantové teorie pole, popřípadě kvantové



Obrázek 1.1: Základní vertex v QED.



Obrázek 1.2: Různé konfigurace základního vertexu QED.

mechaniky (nerelativistické). Pomocí Feynmanových diagramů můžeme spočítat amplitudu pravděpodobnosti daného procesu. Amplituda se počítá podle Feynmanových pravidel, kde jednoduše řečeno za každou reálnou částici dosadíme daný bispinor pro fermion či polarizační čtyřvektor pro foton, za každý vrchol dosadíme příslušný vertex faktor a za každou vnitřní čáru daný propagátor a integrujeme přes všechny hybnosti vnitřních čar.

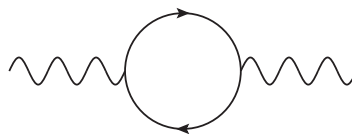
Lze-li pro daný proces diagram nakreslit jinak, pak všechny tyto varianty spočítáme a následně sečteme.

1.1.4 Polarizace vakua

Vakuum fyzikálně není vůbec prázdné a projevují se zde různé kvantové efekty. Vakuum samo má energii a ta fluktuuje. Dle Heisenbergovy relace neurčitosti

$$\Delta E \Delta t \approx \frac{\hbar}{2} \quad (1.12)$$

si lze “vypůjčit” trochu energie na krátký čas a vzniknou tzv. virtuální částice, většinou pár elektronu a pozitronu. Pomocí Feynmanových diagramů to můžeme znázornit jako na Obrázku 1.3.



Obrázek 1.3: Polarizace vakua.

Takovéto virtuální částice vznikají v podstatě všude a vždy a vzniknou-li navíc i v blízkosti nějaké elektromagnetické interakce, dochází k malému stínění náboje. Zakreslíme-li tyto polarizace vakua i do Feynmanových diagramů, získáváme diagramy vyšších řádů, které jsou přesnější.

1.1.5 Lagrangián pro QED a $U(1)$ symetrie

Kvantová elektrodynamika je teorie lokální symetrie kalibrační grupy $U(1)$, kde lokální (lokální znamená, že parametr α je závislý na prostoročasových souřadnicích) transformační kalibrace má tvar

$$\psi = \psi' \rightarrow e^{i\alpha} \psi. \quad (1.13)$$

Avšak vůči této kalibraci není Lagrangián pro částice o spinu $\frac{1}{2}$ invariantní

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} [i\gamma^\mu \partial_\mu - m] \psi. \quad (1.14)$$

Proto, chceme-li, aby Lagrangián pro QED byl invariantní vůči této transformaci, musíme pozměnit derivaci následujícím způsobem

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu. \quad (1.15)$$

Derivace (1.15) se nazývá kovariantní derivace. Invariantní Lagrangián má poté tvar

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} [i\gamma^\mu \partial_\mu - m] \psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu. \quad (1.16)$$

Kompletní Lagrangián pro QED dostaneme, pokud přidáme i část pro fotony, která je rovněž invariantní vůči kalibrační transformaci

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} [i\hbar c\gamma^\mu \partial_\mu - mc^2] \psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}. \quad (1.17)$$

Následně z Hamiltonova principu z Lagrangiánu pro QED (1.17) získáme Diracovu rovnici (1.4) a rovnici pro pohyb fotonu (1.8).

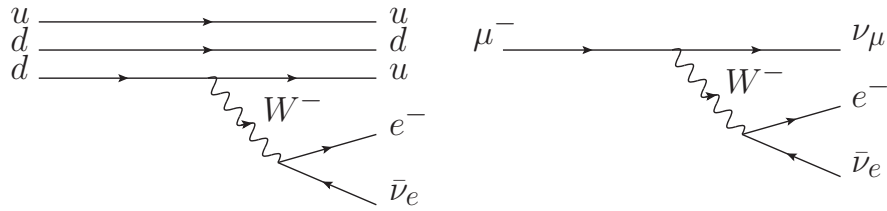
Podrobnější odvození a základy QED lze najít také v [2], [3] a [8].

1.2 Elektroslabá interakce

Standardní model jako kalibrační teorie obsahuje pouze kvantovou chromodynamiku (QCD) (Kapitola 1.3) ($SU(3)$) a elektroslabou (EW) interakci ($SU(2) \times U(1)$). Slabá

interakce samotná v pojmech kvantové teorie pole (QFT) při určitých procesech vykazuje jisté divergence, které se podařilo odstranit S. Weinbergovi, S. Glashowovi a A. Salamovi při sjednocení QED a slabé interakce a přidáním Higgsova mechanismu. V Elektroslabé teorii jsou čtyři pole, představující hmotné bosony $W^\pm$ a Z^0 , kde Z^0 můžeme ztotožnit s fotonem a Higgsovo pole, také vysvětluje hmotu $W^\pm$ a Z^0 .

Klasický projev slabé interakce je například β -rozpad neutronu - radioaktivní rozpad na Obrázku 1.4(a) nebo rozpad mionu na Obrázku 1.4(b).



Obrázek 1.4: (a) β -rozpad neutronu (b) rozpad mionu.

1.2.1 Vlastnosti slabé interakce

Slabá interakce je interakce působící na leptony i kvarky (a částice z nich složené), bez ohledu na náboj i barvu. Slabě interagují i neutrina, v rámci Standardního modelu je to jediná interakce na ně působící. Slabá interakce nepůsobí na intermediální částice. Myšlenku o slabé interakci poprvé popsal E. Fermi v roce 1933-1934 u β -rozpadu [9], kde se poprvé explicitně vyskytovalo neutrino a došlo ke změně vůně kvarku.

Slabá interakce má dlouhé doby rozpadů, od 10^{-15} s do desítek hodin s dosahem řádově 10^{-17} m. Dlouhý poločas rozpadů je způsoben malým účinným průřezem slabých interakcí, který činí řádově $\sigma_W = 10^{-11}$ mb.

Slabou interakci můžeme rozdělit na tři druhy: leptonový rozpad (účastní se pouze leptony), semileptonový rozpad (leptony a kvarky) a hadronový rozpad (pouze kvarky).

1.2.1.1 Směšování kvarků

Obecně se o slabé interakci dá říci, že nezachovává vůni, ale jsou jistá pravidla, která některé procesy potlačují. V době, kdy vznikala teorie o směšování kvarků (vznikající na základě experimentálních pozorování), byly známy jen tři kvarky u, d a s .

Například, rozpad $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, kde se rozpadá podivná částice Λ^0 se nezachovává podivnost (nezachovává se vůně s kvarku), platí, že $\Delta S = 1$. Podobně to platí i pro

ostatní vůně.

Dále lze experimentálně pozorovat, že pravidlo $\Delta S = 1$ platí při transformaci s na d a pro přechod s na u platí $\Delta S = \Delta Q$, kde Q je elektrický náboj.

Nezachování vůně nastává pouze při interakcích s účastí $W^\pm$ bososů.

Pravděpodobnost toho, jak se kvarky při slabé interakci mění, popisujeme CKM maticí (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa matrix [10])

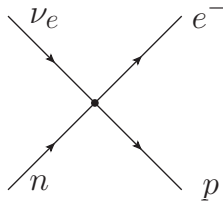
$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c & 0.0040 \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c & 0.0422 \\ 0.0081 & 0.0416 & 0.9991 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

kde $\theta_c \approx 13^\circ$ je Cabibboův úhel.

CKM matici předcházela tzv. GIM matice, která obsahovala pouze první dvě generace kvarků (bez b'). Tato matice mimo jiné předpovídala čtvrtý kvark - c kvark.

1.2.2 Intermediální bosony $W^\pm$ a Z^0

Z počátku E. Fermi při popisu β -rozpadu znázorněném na Obrázku 1.4(a), neuvažoval žádnou intermediální částici, ale počítal s čtyřbodovou interakcí, které se účastní přímo fermiony s jistou vazbovou konstantou. To pro menší přiblížení stačilo, ale pro energie řádově $E_{cms} \approx 300 \text{ GeV}$ již Fermiho teorie neodpovídala skutečnosti. Poté se přišlo s myšlenkou, že slabá interakce je zprostředkována pomocí hmotu částic - bosonů $W^\pm$ a Z^0 .

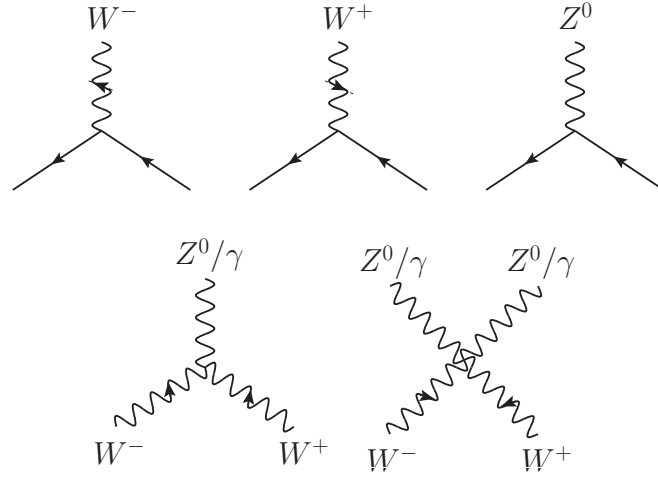


Obrázek 1.5: Bodová čtyřfermionová Fermiho interakce (rozpad neutronu).

Slabým interakcím, kde se procesu účastní nabitě $W^\pm$ intermediální bosony, které přenáší elektrický náboj, říkáme nabité proudy, naopak, procesy, kde se účastní neutrální Z^0 intermediální boson, který nepřenáší náboj, říkáme neutrální proudy.

Na Obrázku 1.6 jsou nakresleny základní vertexy pro slabou interakci. Stejně jako u elektromagnetické interakce i zde různé natočení vertexů představuje různé procesy.

Oproti elektromagnetické interakce intermediální bosony $W^\pm$ bosony můžou spolu s Z^0 interagovat navzájem. $W^\pm$ také mohou interagovat i s fotony.



Obrázek 1.6: Základní vertexy pro slabou interakci.

Bosony $W^\pm$ a Z^0 jsou zvané též vektorové bosony, neboť jejich spin je 1, proto jsou ve Feynmanových diagramech znázorněny vlnovkou.

1.2.2.1 Objevení bosonů $W^\pm$ a Z^0

Za účelem objevení $W^\pm$ a Z^0 bosonů se upravil urychlovač SPS v laboratoři CERN a postavili se experimenty UA1 a UA2 pod vedením C. Rubbia a S. van der Meera (oba v roce 1984 dostali Nobelovu cenu).

Princip experimentu byl založen na tom, že intermediální částice vytvářejí lepton-antileptonové a kvark-antikvarkové páry. $W^\pm$ a Z^0 bosony se častěji rozpadají na kvark-antikvarkové páry, avšak tyto páry se následně fragmentují na hadrony a je těžší je odlišit od pozadí způsobeného silnými interakcemi. Z toho důvodů v CERN se rozhodli detekovat lepton-antileptonové páry, ačkoliv je jich méně.

V experimentu se konkrétně srážely protony s antiprotony při celkové těžiškové energii $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$, kde na jeden pár $q\bar{q}$ připadá průměrně 90 GeV , což zhruba odpovídá hmotě intermediálních bosonů.

Hledané procesy můžeme shrnout na následující

$$\begin{aligned} u + \bar{d} &\rightarrow W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e, \mu^+ + \nu_\mu \\ \bar{u} + d &\rightarrow W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ u + \bar{u} &\rightarrow Z^0 \rightarrow e^- + e^+, \mu^- + \mu^+ \\ d + \bar{d} &\rightarrow Z^0 \rightarrow e^- + e^+, \mu^- + \mu^+. \end{aligned}$$

Celkově na experimentu UA1 po selekci se získalo 43 eventů pro boson W se změřenou hmotou $m_W = 80.3 \text{ GeV}$ a 4 eventy pro boson Z . Na experimentu UA2 bylo zjištěno 8 eventů pro W a 12 pro Z se změřenou hmotou $m_Z = 92.7 \text{ GeV}$. Výsledky obou experimentů byly v souladu. Dále se podrobněji $W^\pm$ a Z^0 zkoumaly na Tevatronu v FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia) a na LEP v CERN.

1.2.3 CP Narušení

Fyzika a zvláště fyzika elementárních částic je založena na symetriích, jak spojitých tak i diskretních. V některých případech se počítalo, že se symetrie narušuje, například narušení C a P symetrie ve slabých interakcích. Avšak právě u slabých interakcí se v experimentech prokázalo narušení CP symetrie, která se obecně považovala za invariantní a bylo to jedno z největších překvapení fyziky elementárních částic druhé poloviny 20. století. Více a podrobnější informace viz [11].

1.2.3.1 Parita (P)

P symetrie, zvaná též parita je symetrie zrcadlení podle počátku, což můžeme popsat jako transformaci

$$\vec{x} \rightarrow -\vec{x}. \quad (1.19)$$

Ve kvantové mechanice můžeme paritu zavést jako kvantový operátor s vlastními čísly ± 1

$$\hat{P}|\Psi\rangle = \pm 1|\Psi\rangle, \quad (1.20)$$

chceme-li, aby systém byl invariantní vůči paritě, musí platit následující komutační relace

$$[\hat{H}, \hat{P}] = 0. \quad (1.21)$$

Částice také klasifikujeme dle toho, jaký mají spin a paritu. Přehled klasifikace je v Tabulce 1.4. Protože teorie neumožňuje říci, jakou má částice paritu, tak se po domluvě protonu přiřadila parita $+1$ a zbytek se podle toho odvodil. Parita se zachovává v silných a elektromagnetických interakcích zatímco v slabých je narušena.

S paritou také souvisí pojmy levotočivé a pravotočivé částice. Pro vysvětlení pojmu nejdříve zavedeme veličinu zvanou helicity. Helicity je vztah mezi směrem pohybu částice a orientací spinu. Pokud je směr rychlosti opačný k orientaci spinu dostaneme helicitu -1 , tzn. levotočivost. Pro směr rychlosti totožný s orientací spinu nabývá helicity hodnoty $+1$, tzn. pravotočivost.

J^P	Název
0^-	skalární částice
0^+	pseudoskalární částice
1^+	vektorová částice
1^-	pseudovektorová částice

Tabulka 1.4: Klasifikace bosonů podle spinu a parity.

Při experimentech se ukázalo, že například neutrina jsou vždy levotočivá a anti-neutrina vždy pravotočivá. Další experiment s elektrony ukázal, že při relativistických rychlostech je elektron téměř vždy levotočivý, tzn. narušení parity je maximální.

1.2.3.2 Narušení parity

Parita se zachovává jak v elektromagnetické tak i silné interakci, zatímco ve slabé interakci je narušena. Experimenty, které se zabývaly paritou v silných a elektromagnetických interakcích, opravdu potvrdily zachování parity a ověření zachování i v slabých interakcích nebylo tehdy považováno za relevantní.

Přesto přišli T. D. Lee a C. N. Yang s návrhy na experimenty, které by mohly objevit narušení parity ve slabých interakcích. V letech 1956-1957 T. D. Lee s dalšími spolupracovníky objevili narušení parity v β -rozpadech ^{60}Co . V experimentu byla měřena intenzita elektronů z β -rozpadu z polarizovaného jádra ^{60}Co ve směru paralelním a anti-paralelním k polarizačnímu vektoru jádra ^{60}Co , kde byl naměřen výrazný rozdíl, který byl v rozporu s teorií, kde se parita zachovávala.

Následně L. Lederman, R. L. Garwin a R. Weinrich upravili současný cyklotronový experiment na Columbia University a narušení parity potvrdily v rozpadech π mezonů.

Objev narušení parity také vysvětlil problém zvaný $\tau - \theta$ puzzle. Kolem roku 1955 byly naměřeny rozpady dlouho žijících podivných nabitých částic

$$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-, \quad \tau'^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0, \quad \theta^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0.$$

Všechny tři koncové stavy mají rozdílné parity, tedy logicky se předpokládalo, že pocházejí ze tří různých částic. Přesnějšími měřeními se ale ukázalo, že všechny tři počáteční částice mají stejnou hmotu (rozdíl činil maximálně 1%), stejnou dobu života a stejně interagují s těžkými jádry. Po objevení narušení parity všechny tři částice byly ztotožněny s Kaonem, který při slabém rozpadu nezachovává paritu.

1.2.3.3 Symetrie nábojového sdružení

C symetrie, která se také nazývá nábojové sdružení, je transformace, která mění částice za antičástice a naopak.

$$a \rightarrow \bar{a}.$$

Změna částice tedy znamená změnu náboje, leptonového čísla, baryonového čísla, atd. Ve kvantové mechanice opět můžeme zavést operátor nábojového sdružení s vlastními čísly ± 1 , za předpokladu, že nábojová parita komutuje s Hamiltoniánem.

$$\hat{C}|\Psi\rangle = \pm 1|\Psi\rangle, \quad (1.22)$$

$$[\hat{H}, \hat{C}] = 0 \quad (1.23)$$

Takovýmto vlastním číslem říkáme nábojová parita C. C symetrie opět spolehlivě platí v silných a elektromagnetických interakcích a je narušena u slabé interakce.

1.2.3.4 Narušení nábojového sdružení

Narušení nábojového sdružení, podobně jako parita, byla pozorována pouze ve slabých interakcích. První náznaky narušení nábojového sdružení přišly s objevem narušení parity v roce 1957. Z většiny prvních experimentů, které potvrzovaly narušení parity, se pak později implikovaly narušení nábojového sdružení.

Nejviditelněji je narušení C symetrie viditelné na neutrinech. Máme-li neutrino, které je vždy levotočivé, tak pak aplikace symetrie nábojového sdružení vyžaduje levotočivé anti-neutrino. V přírodě se však pozorují pouze pravotočivé anti-neutrino. V tomto případě je narušení maximální.

1.2.3.5 CP symetrie a jeho narušení

CP symetrie je spojením symetrií C a P dohromady. Obecně se předpokládalo, že CP platí ve všech interakcích, včetně slabé. Experimenty však ukázali, že v malém množství, ale přece, je CP symetrie u slabé interakce narušena. Dosud není teoreticky zdůvodněn původ tohoto narušení. Malé narušení CP bylo objeveno v rozpadech neutrálních kaonů [12] a dále se narušení ukázalo například i u mezonů B^0 .

V roce 1964 přišel A. Sacharov s tezí, že toto malé narušení při velkém třesku způsobilo nesymetrii mezi hmotou a antihmotou.

Objev CP narušení byl učiněn v roce 1963 v BNL (Brookhaven National Laboratory, Long Island) R. Adairem v bublinové komoře.

Neutrální kaon K^0 , respektive neutrální anti-kaon $\bar{K}^0$ obsahující kvarky $d\bar{s}$, respektive $\bar{d}s$, se může rozpadat pouze slabě (jsou to nejlehčí částice s nenulovou podivností). Experimentálně bylo zjištěno, že K^0 má dvě různé střední doby života, odpovídající dvěma částicím K_S^0 a K_L^0 (S značí short, krátký čas života, naopak L - long dlouhý čas života)

$$\begin{aligned}\tau(K_S^0 \rightarrow 2\pi) &= 0.9 \cdot 10^{-10} \text{ s} \\ \tau(K_L^0 \rightarrow 3\pi) &= 0.5 \cdot 10^{-7} \text{ s}\end{aligned}$$

Stejně rozdělení platí i pro $\bar{K}^0$. Zavedeme-li konvenci $CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$ a vezmeme-li v úvahu, že koncový stav s 2π má paritu $P = +1$ a 3π má paritu $P = -1$, pak můžeme psát

$$\begin{aligned}|K_S^0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle); \quad CP = +1 \\ |K_L^0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle); \quad CP = -1\end{aligned}$$

Toto je pravdivé při velmi dobrém přiblížení. Avšak experiment ukázal rozpad $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ v poměru k 3π koncovému stavu v řádu 10^{-3} . Koncový stav $\pi^+\pi^-$ má $CP = +1$, což je v rozporu s teorií.

1.2.4 Elektroslabé sjednocení

Na přelomu 50. a 60. let se objevily první nápady na sjednocení QED a modelu slabých interakcí, které si byli konstrukčně podobné. V této době ještě nebyl znám Z^0 boson a uvažovalo se o sjednocení se třemi poli γ , W^+ a W^- . V cestě za sjednocením stály dva velké problémy. Jedním z nich je dosah, kde elektromagnetická interakce se svým nehmotným fotonem má nekonečný dosah a slabá interakce se svými hmotnými bosony naopak velice krátký dosah. Druhým problémem je nezachování parity u slabé interakce.

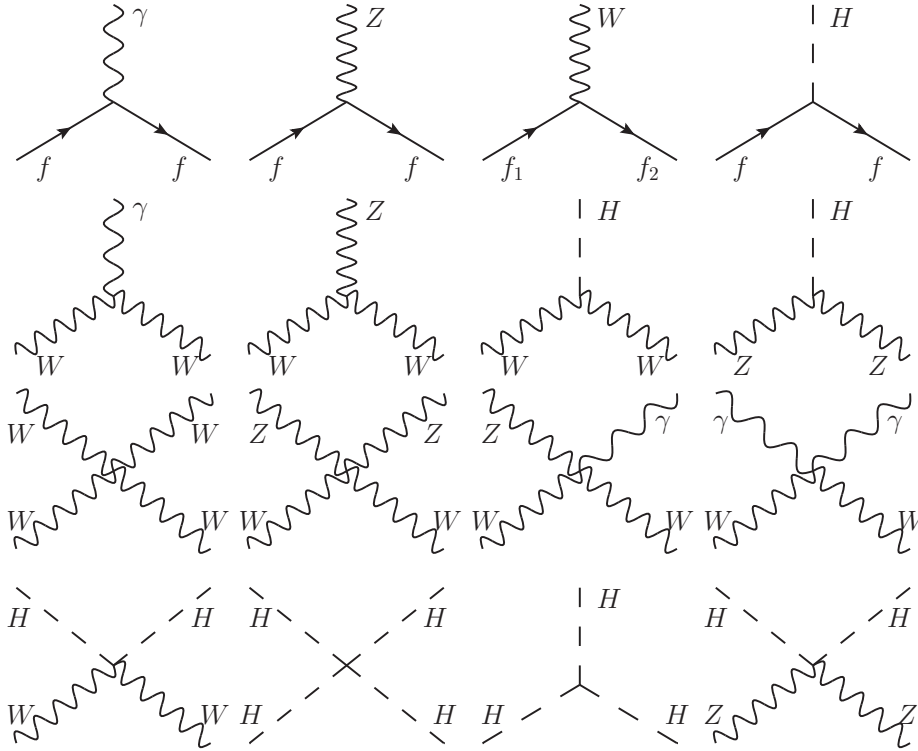
První problém se fyzici snažili vyřešit přidáním hmotného členu pro W do příslušných rovnic, avšak to v některých případech vedlo k divergencím ve Feynmanových diagramech. S prvním krokem ke správnému sjednocení přišel S. Glashow a to s myšlenkou, že je zapotřebí čtveřice kalibračních polí $SU(2) \times U(1)$. Předpověděl hmotný boson Z^0 , který měl být tím sjednotitelem elektromagnetické a slabé interakce.

V roce 1967 Steven Weinberg vzal v té době již známý Higgsovův mechanismus a použil ho na Glashowovu teorii $SU(2) \times U(1)$, kde Higgsovým mechanismem vysvětlil hmotu vektorových bosonů a i ostatních částic. Podrobněji o Higgsovu mechanismu v Kapitole

1.2.5. Se stejnou myšlenkou ve stejné době přišel i A. Salam, ale článek publikoval až v roce 1968.

Tento model sjednocení bývá také označován jako GWS model (Glashow-Weinberg-Salam).

Podrobně se elektroslabou teorií zabývají publikace [13]



Obrázek 1.7: Základní vertexy pro elektroslabou teorii.

1.2.5 Higgsův boson

Higgsův mechanismus byl publikován roku 1964 [14]. P. Higgs přišel na to, jak v kalibrační teorii generovat hmotnostní členy vektorových bosonů vhodnou interakcí skalárních polí. S. Weinberg tento mechanismus použil ke generování hmoty $W^\pm$ a Z^0 a později i pro generování hmoty fermionů.

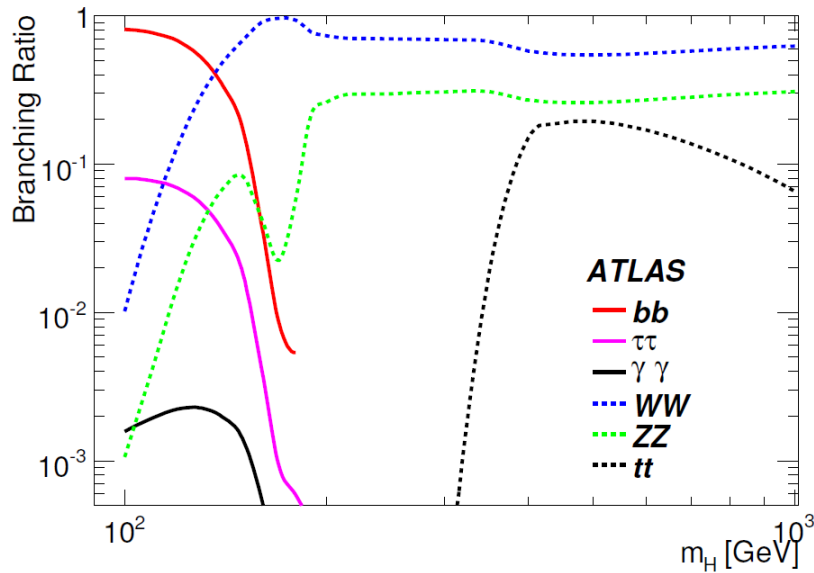
Přidání Higgsova mechanismu vyžaduje přidat novou částici H^0 . Tato částice by měla být elektricky neutrální a mít spin 0. Její hmotnost m_H Standardní model nepředpovídá, avšak jeho vazbová konstanta by měla být úměrná hmotě fermionů, na které se rozpadá. Hmotu fyzici předpovídají v rozsahu 115 – 160 GeV.

Experimentálně se ještě tuto částici nepodařilo prokázat. Je to jediná neobjevená částice Standardního modelu, kterou nám chybí objevit.

Největší naděje se nyní ubírají k urychlovači LHC v CERN a experimentům ATLAS a CMS.

1.2.5.1 Hledání Higgsova bosonu na experimentu ATLAS

Higgsův boson bude hledán v několika kanálech s různým signálem a poměrem vůči pozadí. Poměr různých kanálů je vynesena v Obrázku 1.8.



Obrázek 1.8: Graf udává poměr počtů jednotlivých kanálů pro dané hmoty Higgsovy částice [15].

Každý z kanálů pracuje s různou předpovězenou hmotou Higgsova bosonu. Pro hmotu $m_H \lesssim 135$ GeV se předpokládá nejčastější rozpad, až v 81% případů, s koncovým stavem $b\bar{b}$. Naopak nejlepší pro detekci je kanál $H \rightarrow \gamma\gamma$, který se ale realizuje pouze v cca 0.2%. Pro hmoty $m_H \gtrsim 135$ GeV je nejlepším kanálem tzv. zlatý kanál $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, kromě případu, kdy $m_H \approx 2m_W$, kde koncový stav W^-W^+ získáme v 95% případů.

Hvězdička u vektorového bosonu Z^* vyjadřuje, že daná částice je virtuální, tj. nemá hmotnost 91.2 GeV, jinak by Higgsův boson byl těžší.

1.3 Kvantová chromodynamika - QCD

První teorie silné interakce formuloval H. Yukawa v roce 1934. Tato teorie předpokládá, že si protony a neutrony vyměňují hmotnou intermediální částici se spinem 0 a hmotou kolem 100 MeV. Tato intermediální částice byla později ztotožněna objeveným π^0 mezonem. Yukawův model silných sil je dobrou aproximací pro silné interakce při větších vzdálenostech.

Od objevení protonu a neutronu fyzici postupem času začali objevovat další a další hadrony. Tyto hadrony mají různé vlastnosti jako je spin, izospin, dále M. Gell-Mann přišel s podivností či baryonovým číslem. Zhruba v roce 1961 přišli M. Gell-Mann a Y. Ne'eman s teorií nazývanou "eightfold way", která hadrony organizovala do oktetů, singletů, deкупletů až 27-pletů dle jejich vlastností. Tímto modelem byli schopni předpovědět další hadrony a jejich vlastnosti.

V roce 1964 M. Gell-Man a nezávisle i G. Zweig přišli s myšlenkou, že hadrony se skládají z elementárních částic, které z nějakého důvodu nepozorujeme samostatně. Zweig tyto částičky nazval "aces", česky "esa". Stabilně se ale ujalo pojmenování od Gell-Manna kvarky, anglicky "quarks". Od Gell-Manna se ujala i bizarní pojmenování tří kvarků u up, d down a s strange. Ukázka oktetu baryonů je v Obrázku 1.9.

V původním Gell-Mann-Zweigově modelu je interakce zprostředkovaná částicí se spinem 1 a Gell-Mannem nazvanou gluon. Tento gluon ještě žádnou barvu nenesl. To se změnilo roku 1973 objevem asymptotické volnosti kvarků, kdy vznikla i teorie oktetu barevných gluonů a potažmo teorie kvantové chromodynamiky, zkráceně QCD.

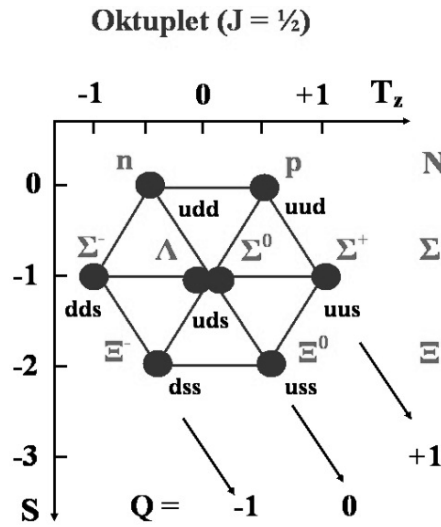
Podrobnější se QCD věnuje například [16].

1.3.1 Vlastnosti QCD

Silná interakce působí mezi částicemi s nenulovým barevným nábojem. Nenulový barevný náboj obsahují pouze kvarky a gluony. Silná interakce je síla zodpovědná za vytvoření hadronů z kvarků a i za soudružnost protonů a neutronů v atomovém jádře.

Dosah silné interakce je řádově 10^{-15} m $\approx$ 1 fm. Z pojmů kvantové teorie pole je QCD teorie kalibrační symetrie $SU(3)$. Silná interakce je zprostředkovaná intermediální částicí gluonem, který je nehmotný se spinem 1 a nese barevný náboj.

Silnou interakci nazýváme silnou, protože její relativní síla oproti ostatním je ~ 1 , zatímco elektromagnetická interakce má relativní sílu řádově $\sim 10^{-2}$, slabá $\sim 10^{-7}$ a gravitační $\sim 10^{-39}$.



Obrázek 1.9: Ukázka baryonového oktetu.

Jak již bylo napsáno v úvodu Standardního modelu, kvarky se sdružují do trojit - baryonů nebo dvojic - mezonů. Ukázka různých kombinací kvarků do baryonů a mezonů je v Tabulce 1.5.

značení	složení	značení	složení
p	uud	π^+	$u\bar{d}$
n	udd	π^0	$u\bar{u}; d\bar{d}$
Λ	uds	K^-	$s\bar{u}$
Λ_c	udc	B^-	$b\bar{u}$
Δ^-	ddd	Υ	$b\bar{b}$
Δ^{++}	uuu	J/Ψ	$c\bar{c}$

Tabulka 1.5: Přehled vybraných baryonů a mezonů

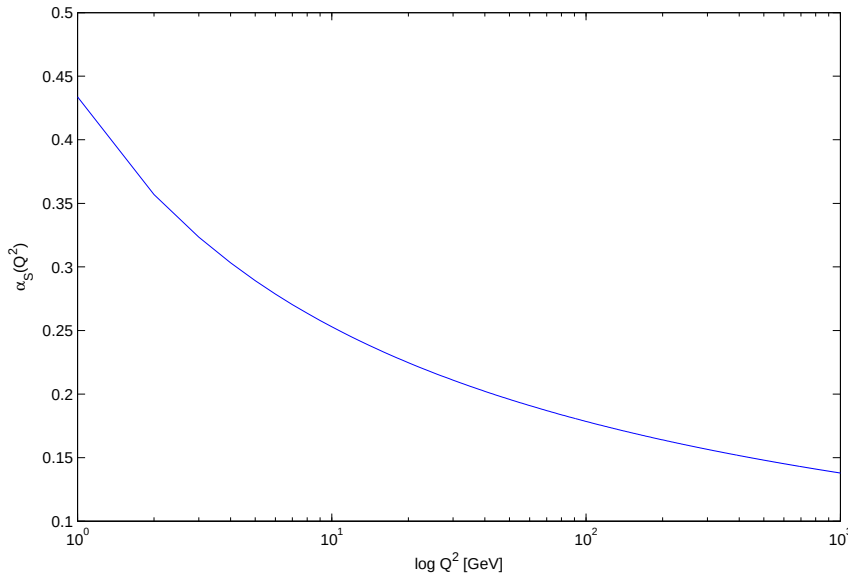
1.3.1.1 Asymptotická volnost a uvěznění kvarků

Asymptotická volnost a uvěznění kvarků je specifická vlastnost kvarků, která například vysvětluje, proč kvarky nepozorujeme samostatně. Tuto vlastnost vysvětlujeme vazbovou konstantou silné interakce, kterou v prvním přiblížení [1] můžeme psát jako

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}}, \quad (1.24)$$

kde Q^2 je předaná čtyřhybnost, n_f je počet vůní, které se interakce účastní a $\Lambda_{QCD}^2 \approx 0.2$ GeV je experimentálně změřený parametr. Pro $Q^2 \rightarrow 0$, což odpovídá větším vzdálenostem, se vazbová konstanta chová jako $\alpha_S \rightarrow \infty$ a toto chování nazýváme jako věznění kvarků (anglicky confinement). Takové chování si můžeme představit následujícím způsobem. Mějme nějaký mezon. Nyní “vezmeme” kvarky a začneme je odtahovat od sebe. Platí, že čím více je odtahujeme, tím více jsou přitahovány až do doby, než překročíme jistou mez. Pak je “odtrhneme”, ale zároveň z energie, kterou jsme dodali při “odtahování”, vznikne další kvark a antikvark a vzniknou dva mezony.

Naopak pro $Q^2 \rightarrow \infty$, což odpovídá malým vzdálenostem, je $\alpha_S \rightarrow 0$ a tento jev označujeme jako asymptotická volnost. Průběh vazbové konstanty (1.24) pro tři barvy ($n_f = 3$) je zobrazen na Obrázku 1.10. Jinak řečeno, interakce mezi kvarky na malých vzdálenostech vymizí a chovají se jako volné.



Obrázek 1.10: Průběh vazbové konstanty pro silné interakce pro tři barvy dle (1.24).

1.3.2 Barevný náboj

Barevný náboj, zkráceně barva je další kvantové číslo, se kterým se původně vysvětlovala existence baryonů se stejnou vůní. Barvy máme celkem tři - R, G a B, z angličtiny červená, zelená a modrá. Jedná se pouze o označení, ve skutečnosti žádné barvy kvarky nemají.

Tedy, každá vůně může mít tři různé barvy a podobně antivůně může mít příslušné tři antibarvy, což nám celkem dává 36 kvarků.

V našem světě ale mohou existovat jen “bílé” celky, proto kvarky tvoří trojice - bariony, kde složením červené, zelené a modré vznikne bílá barva. Podobně u mezonů barva a její příslušná antibarva tvoří bílý celek. I intermediální boson - gluon nese jednu barvu a jednu antibarvu.

Budeme-li o barvě mluvit jako o barevném náboji v analogii s QED, kde máme elektrický náboj, tak hned vidíme jeden velký rozdíl. Intermediální částice v QED foton žádný náboj nenese na rozdíl od gluonu, který nese dvě barvy.

Matematicky toto chování můžeme popsat $SU(3)$ barevnou symetrií.

1.3.3 Gluony

Jak bylo řečeno v předchozích částech, gluon je intermediální částice prostředkovávající silnou interakci. Je nehmotný a má spin 1. Také nese barvu a antibarvu. Ze symetrie $SU(3)$, jak je popsáno v [2], dostaneme barevný oktet

$$\begin{aligned} & (r\bar{b} + b\bar{r})/\sqrt{2} \\ & -i(r\bar{b} - b\bar{r})/\sqrt{2} \\ & (r\bar{r} - b\bar{b})/\sqrt{2} \\ & (r\bar{g} + g\bar{r})/\sqrt{2} \\ & -i(r\bar{g} + g\bar{r})/\sqrt{2} \\ & (b\bar{g} + g\bar{b})/\sqrt{2} \\ & -i(b\bar{g} + g\bar{b})/\sqrt{2} \\ & (r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g})/\sqrt{6} \end{aligned}$$

a jeden barevný singlet

$$(r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})/\sqrt{3},$$

který však nezprostředkovává barevnou výměnu, tedy silnou interakci.

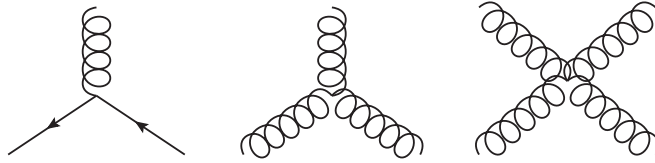
Budeme-li opět porovnávat QED a QCD, tak dalším rozdílem je, že gluony oproti fotonům interagují i mezi sebou. Další, naopak společnou, vlastností je vytváření oblaků gluonů kolem kvarků. V QED známe něco podobného, viz Kapitola 1.1.4, foton se změní ve virtuální pár elektron-pozitron a projeví se zde stínění náboje. Podobné to je i u kvarků a gluonů.

Gluony, podobně jako fotony, mohou vyrobít virtuální částice, kvark-antikvark pár. Taková mračna gluonů jsou zodpovědná za to, že například proton má hmotu 938 MeV,

ačkoliv se skládá z kvarků uud , které dohromady samostatně dají sotva 10 MeV.

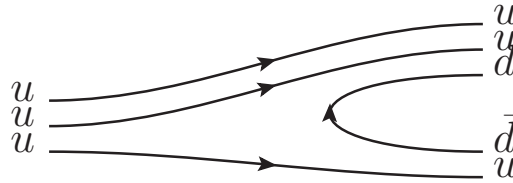
1.3.4 Feynmanovy diagramy

Vertexy pro QCD jsou podobné jako pro QED. V QCD gluony kreslíme “kudrnatou” čarou. Dalším rozdílem je, že jsou v QCD i vertexy pro vzájemné interakce gluonů a to včetně čtyř gluonové.



Obrázek 1.11: Základní vertexy v QCD.

Lze se také setkat s diagramy, jako je na Obrázku 1.12, kde pro jednoduchost a přehlednost jsou vynechány gluony.

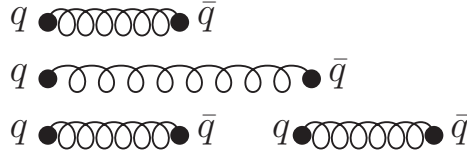


Obrázek 1.12: Rozpad $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$.

1.3.5 Fragmentace kvarků

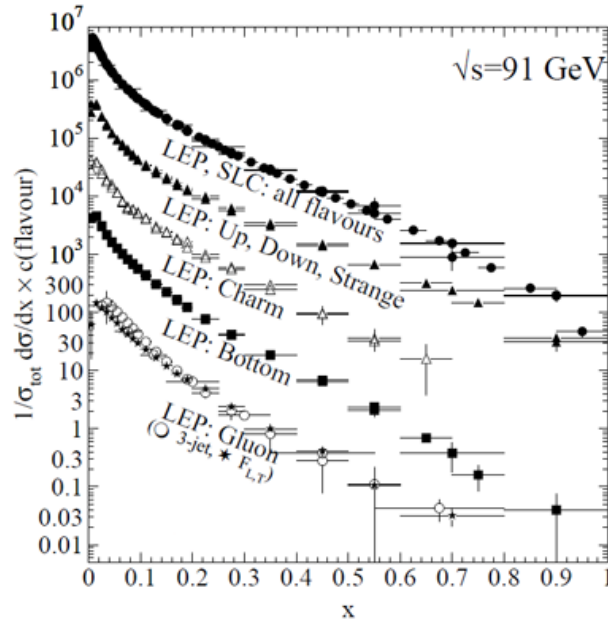
Fragmentace kvarků neboli hadronizace, je pojmenování pro proces, kdy se z kvarků stávají hadrony. Tento proces není zcela teoreticky popsán a zatím se pro vysvětlení používají modely. Jedním z prvních modelů, který se používá pro výpočty v QCD dodnes, je tzv. Nezávislý fragmentační model (independent fragmentation model - IFM), který vznikl v sedmdesátých letech. Tento model byl vyvinut původně pro partony, které se později ztotožnily s kvarky.

Model IFM se dnes používá například pro analýzu inkluzivní produkci hadronů a to hlavně při interakcích $e + p \rightarrow e + h + X$ a $e^+ + e^- \rightarrow h + X$, kde h je popisovaný hadron a X jsou ostatní částice.



Obrázek 1.13: Strunová fragmentace: gluonová struna se napíná tolik, až se přetrhne a vytvoří nový pár.

Hadronizace je popsána fragmentační funkcí $D_q^h(z, p_T)$, která dává pravděpodobnost, že hadron h nese energii z z původní energie kvarku q a že má příčnou hybnost p_T vzhledem ke směru pohybu kvarku q .



Obrázek 1.14: Srovnání fragmentačních funkcí lehkých kvarků (u, d, s), c kvarku, b kvarku a gluonu pro e^-e^+ srážku, x je celkový fragment původního kvarku [17].

Z důvodů, že IFM nedokáže popsat kompletně koncový stav hadronizace, se používají další dvě metody, strunová fragmentace a clustrová fragmentace. Strunová fragmentace předpokládá, že mezi kvarky je napnutá gluonová struna, která se napíná tolik, až se přetrhne a vytvoří nový pár a dále se chová podle toho, kolik energie bylo k dispozici pro nové dva páry. Celý proces je ilustrativně vyobrazen na Obrázku 1.13. Takto se dá postupovat dále, kde se kvarky opět od sebe odtrhnou a celkově vytvoří postupnou kvark-gluonovou kaskádu, která tvoří celý jet. Druhý, model klustrů, předpokládá, že kvarky vytvářejí klustry o hmotu v řádech GeV a ty se pak přímo rozpadají na hadrony.

Jet je označení pro proud částic, vylétávajících z jednoho místa, které vznikly fragmentací. Jet má tvar úzkého kužele.

Více lze najít například v [1] nebo [17].

1.4 Lagrangián Standardního modelu

Celkový Lagrangián Standardního modelu můžeme rozdělit na dvě části: Lagrangián QCD a GWS modelu (elektroslabá teorie). Pro plné pochopení Lagrangiánu je potřeba znalosti kvantové teorie pole.

Lagrangián pro QCD můžeme zapsat jako

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (1.25)$$

kde první člen představuje kinetickou energii kvarků, druhý člen v sobě obsahuje interakce barevných kvarků a vektorových gluonů. Poslední člen obsahuje kinetickou energii gluonového pole a interakce mezi gluony navzájem.

Lagrangián elektroslabé teorie (GWS modelu) lze zapsat ve tvaru

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} = & -\frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + \bar{L}\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\tau W_\mu - g'\frac{Y}{2} B_\mu \right) L + \bar{R}\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2} B_\mu \right) R \\ & + \left| \left(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\tau W_\mu - g'\frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) \\ & - (G_1 \bar{L}\phi R + G_2 \bar{L}\phi_c R + \text{herm. sdruž.}) \end{aligned} \quad (1.26)$$

První a druhý člen $\mathcal{L}_{EW}$ popisují kinetické energie $W^\pm, Z, \gamma$ a jejich vzájemné interakce. Třetí a čtvrtý člen v sobě obsahují kinetické energie leptonů a kvarků a jejich interakce s $W^\pm, Z, \gamma$. Z pátého a šestého členu lze odvodit hmotu $W^\pm, Z, \gamma$ a Higgsova bosonu. Poslední člen popisuje interakce leptonů a kvarků s Higgsovým polem, což generuje jejich hmotu.

Kapitola 2

Fyzika těžkých kvarků

Mezi těžké kvarky řadíme top, bottom a někdy i charm. Hranice toho, co počítáme mezi těžké kvarky a co ne, není striktně daná. V této práci bude psáno o bottom a top kvarku. Striktně správné označení je Heavy flavours, do češtiny by se to mohlo přeložit jako “těžké vůně”.

2.1 Vlastnosti těžkých kvarků t a b

2.1.1 Bottom kvark

Bottom kvark, dříve nazýván beauty, teoreticky předpověděli M. Kobayashi a T. Maskawa při vysvětlování CP narušení v roce 1973 a název bottom zavedl v roce 1975 H. Harari. Objeven byl už v roce 1977 ve Fermilabu (FNAL) na experimentu E288, který vedl L. M. Lederman. V tom experimentu pozorovali bottom kvark ve formě bottominia, zvané též Upsilon mezon Υ . Upsilon je vázaný stav $b\bar{b}$ kvarků. Základní vlastnosti bottom kvarku jsou uvedeny v Tabulce 2.1.

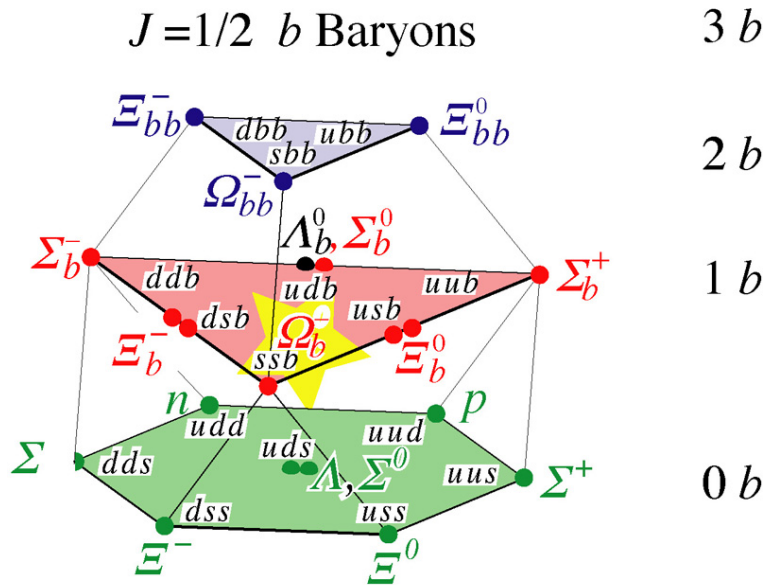
Vlastnost	Hodnota
Hmota	$4.20 + 0.17 - 0.07 \text{ GeV}$
Náboj	$-1/3$
$I(J^P)$	$0(1/2^+)$
Generace	3

Tabulka 2.1: Základní vlastnosti bottom kvarku.

U bottom kvarku mluvíme i o další vlastnosti, kvantovém čísle zvaném bottomness, v analogii k podivnému kvarku, kde máme podivnost. Občas se lze setkat i s názvem beauty, česky krása. Kromě Υ mezonu u bottom kvarku pozorujeme i další hadrony. Přehled mezonů je v tabulce 2.2 a přehled baryonů je graficky znázorněn na Obrázku 2.1.

značení	složení
B^+	$u\bar{b}$
B^0	$d\bar{b}$
$\bar{B}^0$	$\bar{d}b$
B^-	$\bar{u}b$
B_s^0	$s\bar{b}$
$\bar{B}_s^0$	$\bar{s}b$
B_c^+	$c\bar{b}$
B_c^-	$\bar{c}b$
Υ	$b\bar{b}$

Tabulka 2.2: Přehled mezonů s účastí b kvarku.



Obrázek 2.1: Přehled baryonů s bottom kvarkem [18].

Posledním objeveným baryonem s bottom kvarkem je Ω_b^- baryon na experimentu CDF na urychlovači Tevatron v FNAL v roce 2009 [19]. Tento výsledek je v rozporu s původně ohlášeným objevem Ω_b^- baryonu v roce 2008 na sesterském experimentu D0, kde

se výsledky liší ve hmotě a způsobu vzniku. Teorii odpovídá výsledek z CDF z roku 2009. Na Tevatronu v posledních čtyřech letech byli objeveny i Ξ_b^- (2007) a Σ_b (2006) baryony.

Baryony s obsahem dvou bottom kvarků ještě nebyli objeveny.

2.1.2 Top kvark

Top kvark byl předpovězen zároveň s bottom kvarkem v roce 1973 stejnými autory. Objeven experimentálně byl ale až v roce 1995 ve FNAL (Fermilabu) na urychlovači Tevatron, který poskytoval energii $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, na experimentech CDF a D0. Před tím se neúspěšně top kvark snažili objevit i v SLAC, DESY či v CERN na LEP.

Další pozorování top kvarku (mimo Tevatron) je jedním z cílů experimentů ATLAS (Kapitola 3.2) a CMS na již rozbíhajícím se urychlovači LHC.

Vlastnost	Hodnota
Hmota	$171.3 \pm 1.1 \pm 1.2$ GeV
Náboj	$2/3$
$I(J^P)$	$0(1/2^+)$
Generace	3

Tabulka 2.3: Základní vlastnosti top kvarku.

U top kvarku máme rovněž charakteristickou vlastnost zvanou topness (lze se setkat i s pojmem truth - pravda). Vzhledem k dané době rozpadu 5×10^{-25} s nemá top kvark čas na zformování hadronů, tedy nepozorujeme žádné hadrony s účastí top kvarku. Téměř výhradně se top kvark podle Standardního modelu rozpadá slabě procesem $t \rightarrow Wb$. Teoreticky jsou možné i jiné rozpady, ale ty jsou téměř úplně potlačené a nepozorujeme je.

Na LHC by se měla upřesnit hmota top kvarku, která je parametrem Standardního modelu a může posloužit například k přesnějšímu odvození hmoty hledaného Higgsova bosonu.

Další podrobnosti k top kvarku lze najít v [6] nebo [20].

2.2 Produkce těžkých kvarků

K produkci těžkých kvarků (b a t) potřebujeme dostatek energie. Zatímco bottom kvark lze vyrobit na většině velkých urychlovačů (Tevatron, LEP, RHIC), tak top kvark byl zatím pozorován pouze na Tevatronu a brzy snad i na LHC.

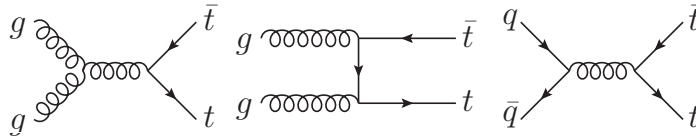
V případě Tevatronu se sráží proton s antiprotonem $p\bar{p}$ s těžišťovou energií $\sqrt{s} = 1.96$ TeV ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV v Run I). Top kvark se dominantně produkuje anihilací $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ a gluonovou fúzí $gg \rightarrow t\bar{t}$. V menší míře lze pozorovat elektroslabou single-top produkci $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ a $qb \rightarrow q't$.

Nejčastější koncové stavy top kvarku na Tevatronu jsou uvedeny v Tabulce 2.4. Při

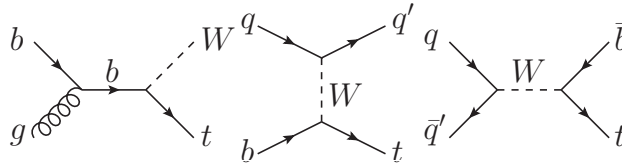
$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}'''\bar{b}$	42.2%
$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bl\nu_l\bar{b} + \bar{l}\nu_lbq\bar{q}'\bar{b}$	43.5%
$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu_lb l'\bar{\nu}_{l'}\bar{b}$	10.3%

Tabulka 2.4: Nejčastější koncové stavy produkce top kvarku [6].

produkci top kvarku se vždy vytvoří i bottom kvark, což vychází z CKM matice, kde přechod na bottom kvark je téměř výhradní. Bottom kvark se rozpadá na hadrony (proces hadronizace) a vytváří charakteristický jet, tzv. b-jet.



Obrázek 2.2: Produkce páru top kvarku gluonovou fúzí (levý a prostřední) a anihilací (pravý).



Obrázek 2.3: Produkce osamoceného top kvarku v asociaci s W (levý), t-kanálem (prostřední) a s-kanálem (pravý).

Na LHC se sráží proton s protonem, ale mechanismy produkce top kvarků jsou totožné s Tevatronem. Jiný bude poměr produkce top kvarku mezi anihilací kvarků a gluonovou

fúzí a to opačný. Rozdíl je v tom, že na LHC by se mělo produkovat řádově více top kvarků než na Tevatronu, neboť na LHC bude vyšší účinný průřez produkce top kvarků než na Tevatronu, kde pro LHC $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ a Tevatron 2 TeV by rozdíl v účinném průřezu měl činit až dva řády.

2.3 Měření hmoty top kvarku

Dnes je hmota top kvarku změřena s přesností 0.8%. Další upřesnění by mělo přinést měření na LHC. Precizní změřením hmoty top kvarku je důležité například pro výpočet hmoty Higgsova bosonu, viz Kapitola 3.6, dále by jeho přesná hodnota měla přispět k potvrzení Standardního modelu.

Omezíme-li se na měření top kvarku z párové produkce, jsou tři kanály, pomocí kterých lze top kvark změřit.

První z nich je hadronový rozpad obou W bosonů $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}'''\bar{b}$. Tento kanál je nejméně přesný, protože při analýze tohoto kanálu se vyskytuje největší pozadí.

Dalším je semileptonický rozpad $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bl\bar{\nu}_l\bar{b} + \bar{l}\nu_lbq\bar{q}'\bar{b}$, kde jeden W bosonů se rozpadá leptonicky a druhý hadronově. Tento kanál je také přezdíván “zlatý”, neboť na tomto kanále bylo dosaženo nejlepších výsledků. V tomto kanále je pozadí mírnější. Je zde potřeba správně rozlišit b -jet a správně jej asociovat s daným W bosonem, který se rozpadl hadronově.

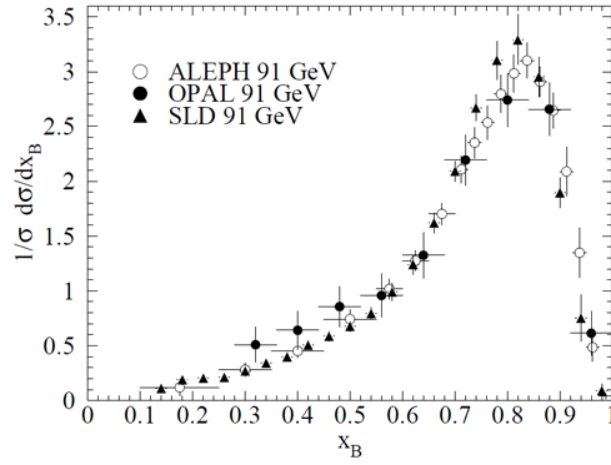
Posledním je dileptonový rozpad obou W bosonů $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \bar{l}\nu_lb\bar{l}'\bar{\nu}_l'\bar{b}$. Tento kanál je podrobněji rozebrán v Kapitole 3.1.

2.4 Fragmentace těžkých kvarků

V případě top kvarku nemá o fragmentaci smysl mluvit, protože, jak bylo napsáno výše, top kvark žije příliš krátce, než aby mohl nějaký proces hadronizace nastat a tedy z top kvarku žádné přímé hadrony nevznikají.

U bottom kvarku již k fragmentaci dochází. Na Obrázku 2.4 jsou zobrazeny experimentálně získané hodnoty fragmentačních funkcí bottom kvarku na B hadron v e^+e^- srážkách na urychlovačích LEP a SLAC.

Experimentální hodnoty z e^+e^- kolizí jsou zdrojem informací pro fragmentace v



Obrázek 2.4: Naměřené e^+e^- fragmentační funkce bottom kvarku na B baryon [6].

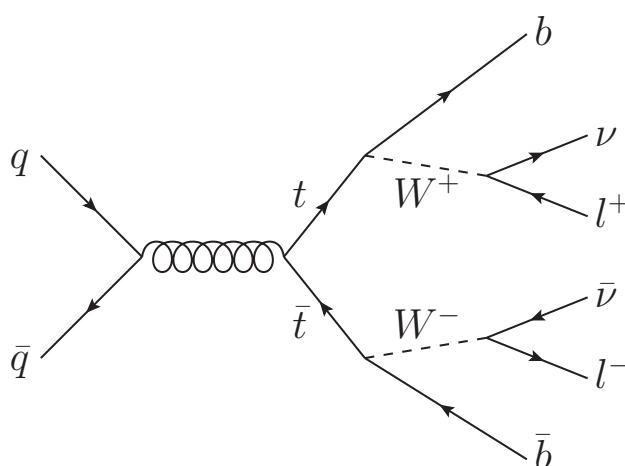
hadron-hadronových a hadron-leptonových kolizí. Jeden z důvodů, proč je e^+e^- kolize výhodná je, že při takovéto srážce máme na počátku jasně definované hybnosti, oproti hadronům, kde ve skutečnosti o celkovou hybnost se dělí kvarky a je zde jistá neurčitost.

Dále se také experimentálně zkoumají fragmentační funkce pro gluonové fúze $gg \rightarrow b\bar{b}$. Tato měření i teoretické práce na toto téma by mimo jiné měly přispět k pochopení toho, jak často vznikají páry $b\bar{b}$ nepřímo pomocí právě gluonové fúze.

Kapitola 3

Experimentální ověření elektroslabé interakce

Pro experimentální ověření elektroslabé interakce v rozpadech kvarků bylo použito elektroslabého rozpadu top-antitop páru se dvěma leptony a dvěma jety v koncovém stavu (plus dvě neutrina), tzv. dileptonový rozpad. Cílem bylo změřit hmotu $W^\pm$ při známé hmotnosti top kvarku. Jako základ byl použit program [20].



Obrázek 3.1: Dileptonový rozpad páru top-antitop.

3.1 Rekonstrukce top-antitop systému

Průběh rozpadu páru top-antitop na koncový stav se dvěma leptony, neutriny a b-jety je znázorněn na Obrázku 3.1. Problém představují dvě neutrina, protože nemohou být detekovaná a tím pádem není možná plná rekonstrukce rozpadu top-antitop páru.

Pro řešení tohoto systému se může například použít metoda, založená na řešení pohybových rovnic, která je podrobně popsána v [21]. Metody vychází ze šesti pohybových rovnic

$$p_x^b + p_x^{\bar{b}} + p_x^\nu + p_x^{\bar{\nu}} + p_x^{l^-} + p_x^{l^+} = 0 \quad (3.1)$$

$$p_y^b + p_y^{\bar{b}} + p_y^\nu + p_y^{\bar{\nu}} + p_y^{l^-} + p_y^{l^+} = 0 \quad (3.2)$$

$$(E_{l^+} + E_\nu)^2 - (p_x^{l^+} + p_x^\nu)^2 - (p_y^{l^+} + p_y^\nu)^2 - (p_z^{l^+} + p_z^\nu)^2 - M_{W^+}^2 = 0 \quad (3.3)$$

$$(E_{l^-} + E_{\bar{\nu}})^2 - (p_x^{l^-} + p_x^{\bar{\nu}})^2 - (p_y^{l^-} + p_y^{\bar{\nu}})^2 - (p_z^{l^-} + p_z^{\bar{\nu}})^2 - M_{W^-}^2 = 0 \quad (3.4)$$

$$(E_{l^+} + E_\nu + E_b)^2 - (p_x^{l^+} + p_x^\nu + p_x^b)^2 - (p_y^{l^+} + p_y^\nu + p_y^b)^2 - (p_z^{l^+} + p_z^\nu + p_z^b)^2 - M_t^2 = 0 \quad (3.5)$$

$$(E_{l^-} + E_{\bar{\nu}} + E_{\bar{b}})^2 - (p_x^{l^-} + p_x^{\bar{\nu}} + p_x^{\bar{b}})^2 - (p_y^{l^-} + p_y^{\bar{\nu}} + p_y^{\bar{b}})^2 - (p_z^{l^-} + p_z^{\bar{\nu}} + p_z^{\bar{b}})^2 - M_t^2 = 0 \quad (3.6)$$

kde E_p je energie částice p , M_p je hmotnost částice p , p_i^p označuje i -tou komponentu hybnosti částice p , l^+ , resp. l^- označuje e^+ nebo μ^+ , resp. e^- nebo μ^- a ν , resp. $\bar{\nu}$ označuje ν_e nebo ν_μ , resp. $\bar{\nu}_e$ nebo $\bar{\nu}_\mu$.

Tyto rovnice se řeší pro neznámé $p_x^\nu, p_x^{\bar{\nu}}, p_y^\nu, p_y^{\bar{\nu}}, p_z^\nu$ a $p_z^{\bar{\nu}}$. Rovnice lze upravit na dvě lineární a dvě nelineární rovnice a pak derivací lze získat dvě lineární polynomické rovnice.

Tato metoda nám řešení dát nemusí nebo jich může dát více. V případě více řešení algoritmus spočítá váhu všech řešení.

Oproti ostatním rozpadovým kanálům top-antitop páru, hadronový či semileptonický rozpad, má dileptonový rozpad výhodu nejmenšího pozadí. Dileptonový rozpad je charakterizován dvěma osamocenými leptony s vysokým p_T , dále dvěma jety pocházející z rozpadu b a $\bar{b}$ kvarku a relativně velkou chybějící příčnou energií E_T^{miss} v níž je zahrnut odhad pro obě neutrina.

Rozpadový kanál top-antitop na dva leptony v koncovém stavu je nejmenší z možných kanálů (dále hadronový rozpad či semileptonický rozpad), viz Tabulka 2.4. V pozadí pro dileptonový rozpad dominuje Drell-Yanův proces. Tento a další zdroje pozadí jsou shrnuty níže.

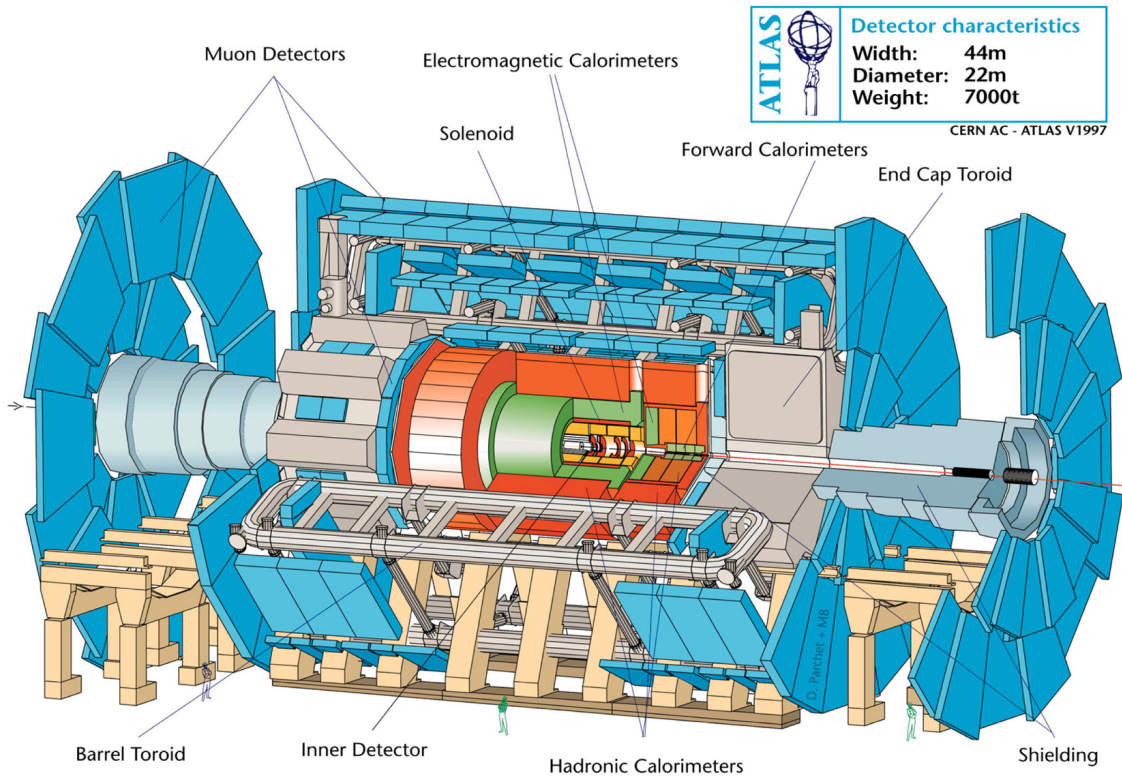
$$Z/\gamma^* \rightarrow ll + \text{jety} \text{ (Drell-Yan)}$$

$$WW \rightarrow ll$$

$$WZ \rightarrow 3l \text{ nebo } 2l + 2\text{jety}$$

$$ZZ \rightarrow 4l \text{ nebo } 2l + 2\text{jety}$$

3.2 Experiment ATLAS



Obrázek 3.2: Aparatura experimentu ATLAS [22].

Experiment ATLAS je jeden z experimentů na urychlovači LHC v CERN. Mezi cíle tohoto experimentu patří nalezení Higgsovy částice, další měření top kvarku, zkoumání

asymetrie hmoty a antihmoty a dále zkoumat fyziku za Standardním modelem, například prokázat více dimenzí, najít supersymerické částice atd.

ATLAS detektor můžeme rozdělit do čtyř částí: vnitřní detektory, kalorimetry, mionový spektrometr a systém magnetů.

Cílem vnitřních detektorů je změřit trajektorii částic a pomocí magnetického pole i jejich hybnost a náboj. Nejvnitřnější detektory, které jsou nejbližze srážce, jsou pixelové křemíkové detektory, které mají nejlepší rozlišení a disponují nejpreciznějším měřením. Dále jsou zde driftové a stripové detektory.

Tyto detektory měřící trajektorii obklopuje selenoidální magnet. Za solenoidální magnetem jsou kalorimetry. Ty se dělí na hadronové a elektromagnetické. Elektromagnetické kalorimetry detekují všechny částice, ale hadrony zde ztratí většinou jen malou část energie, zatímco nabitě leptony, jako je elektron se pohltí zcela. Elektromagnetické kalorimetry jsou složeny z olova, oceli a tekutého argonu. Částice, které projdou elektromagnetickým kalorimetrem, narazí na hadronový kalorimetr. Ten absorbuje energii částic, které interagují také elektromagneticky, případně zde proběhne jaderná reakce. Zde jsou zachyceny hlavně hadrony, které prošly elektromagnetickými kalorimetry. Tyto kalorimetry se skládají hlavně z oceli.

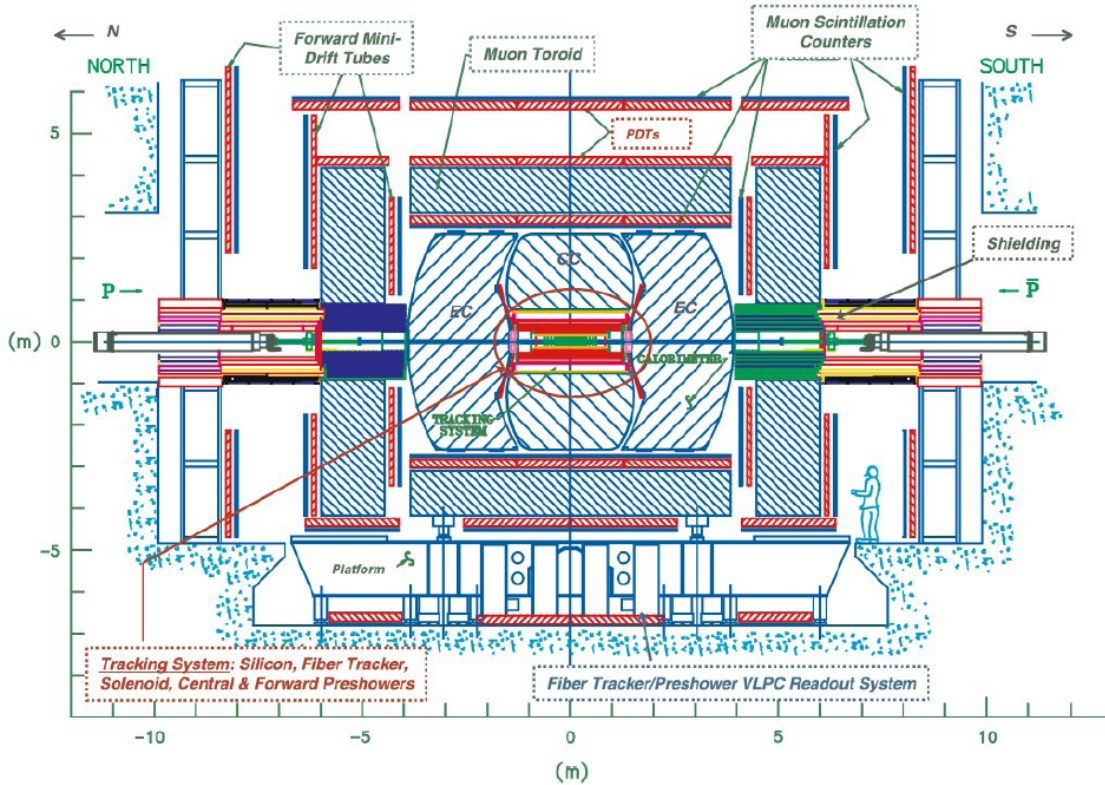
Mionový spektrometr je největší detektor v experimentu, jehož cílem je změřit trajektorii mionů, neboť mají malé ztráty energií při průchodu a je těžší je registrovat.

V ATLASu detektory používají pro zakřivení trajektorie částic dva velké supravodivé magnety. Prvním je selenoidální magnet umístěný hned za vnitřními detektory se silou 2 T. Vnější toroidní magnetické pole je tvořené osmi vzduchem plněnými supravodivými smyčkami a dvěma koncovými "čepicemi". Tento systém magnetů je situován vně kalorimetrů.

Více technických informací o experimentu ATLAS v [15] a [23].

3.3 Experiment D0

D0 je jeden ze dvou detektorů na urychlovači Tevatron v FNAL. První událost na D0 vědci zaznamenali 13. října 1985 a modernizován byl v roce 2001. Experiment D0 má na svém kontě řadu objevů. V roce 1995 byl objeven top kvark, dále bylo na D0 objeveno několik B mezonů a byly lépe změřeny vlastnosti W a Z bosonů. Na D0 je také hledán Higgsův boson, kde byla už značně omezena oblast jeho hmoty. Posledním výsledkem



Obrázek 3.3: Aparatura experimentu D0 [20].

je objev významného narušení symetrie mezi hmotou a antihmotou v chování částic s bottom kvarkem [24].

Detektor D0 byl navržen pro $p\bar{p}$ srážky při vysokých energiích. Jedná se o 4π symetrický detektor, strukturou podobný již popisovanému experimentu ATLAS. Je 9 metrů vysoký a 15 metrů dlouhý.

Vnitřní systém dráhových detektorů se skládá ze Silicon Microstrip Tracker (SMT), jedná se o tenké křemíkové detektory, které s vysokou přesností měří dráhu nabitých částic. SMT pak obklopuje Central Fiber Tracker (CFT). Jedná se o detektory využívající principů scintilace. Celou vnitřní část obklopuje magnet o síle 2 T.

Vnitřní dráhový systém je obklopen kalorimetry - elektromagnetický, přesný hadronový a hrubší hadronový (méně přesný).

Přes kalorimetry prakticky projdou neutrina, ty detekovat neumíme a miony. Systém pro měření mionů se skládá z podélného detektoru (podél dráhy částic v urychlovači) proportional drift tubes (PDT) a kolmého mionového detektoru mini drift tubes (MDT).

3.4 Měření hmoty W bosonu

Přesné měření W bosonu je potřebné k ověření Standardního Modelu a zvláště GWS Modelu elektroslabých sil. Dále je možné precizním změřením hmoty W bosonu a top kvarku teoreticky předpovědět hmotnost Higgsova bosonu.

3.4.1 Měření hmoty W z rozpadu top-antitop páru

Pro účely měření hmoty W bosonu z dileptonového rozpadu top-antitop páru byla použita simulace z Monte Carlo (MC) generátoru z programu ALPGEN pro hmotu top kvarku 170 GeV s dileptonovým rozpadovým kanálem elektron-mion [alpgen170]. V tomto souboru je zahrnuta i kompletní simulace detektoru D0 na Tevatronu. Tento soubor obsahuje 85290 případů.

Druhý soubor byl rovněž generován v ALPGENu pro hmotu 172 GeV [alpgen172] se stejnými vlastnostmi, jako [alpgen170]. Obsahuje 51030 eventů.

Informace o každé částici, případně jetu jako celku, jsou většinou z detektoru získány jejich příčnou hybností p_T , pseudorapiditou η dané částice a azimutálním úhlem ϕ .

Celkový čtyř-vektor dané částice získáme vztahy:

$$p_x = p_T \cos \phi \quad (3.7)$$

$$p_y = p_T \sin \phi \quad (3.8)$$

$$p_z = p_T \sinh \eta \quad (3.9)$$

$$E = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} \text{ (pro leptony)} \quad (3.10)$$

$$E = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + m_b^2} \text{ (pro b-jety)} \quad (3.11)$$

Další a podrobnější informace o zpracování eventů a jejich selekce je možno opět nalézt v [21] a [20].

3.4.2 Výsledky měření hmoty W z rozpadu top-antitop

Hmota W na souborech dat [alpgen170] a [alpgen172] byla testována pro rozmezí 75 – 85 GeV s krokem 0.5 GeV, dále 70 – 90 GeV s krokem 1 GeV a 60 – 100 GeV s krokem 2 GeV.

Výsledky pro soubor dat [alpgen170] jsou v Tabulce 3.1 a znázorněny na Obrázcích 3.4, 3.5 a 3.6.

Výsledky pro soubor dat [alpgen172] jsou v Tabulce 3.2 a znázorněny na Obrázcích 3.7, 3.8 a 3.9.

Celková střední hodnota všech měření dává celkový výsledek

$$m_W = 83.73 \pm 0.26 \text{ GeV}, \quad (3.12)$$

který není zcela správný. V porovnání s aktuální tabulkovou hodnotou hmotnosti W bosonu 3.14 činí rozdíl s naměřenou hodnotou

$$\Delta m_W = 3.33 \pm 0.23 \text{ GeV}. \quad (3.13)$$

Vezme-li se v potaz, že pro simulovaná data byla použita přesná hodnota hmoty W bosonu a že naměřené výsledky vykazují podobnou chybu, lze se domnívat, že v rekonstrukčním algoritmu je určitá systémová chyba.

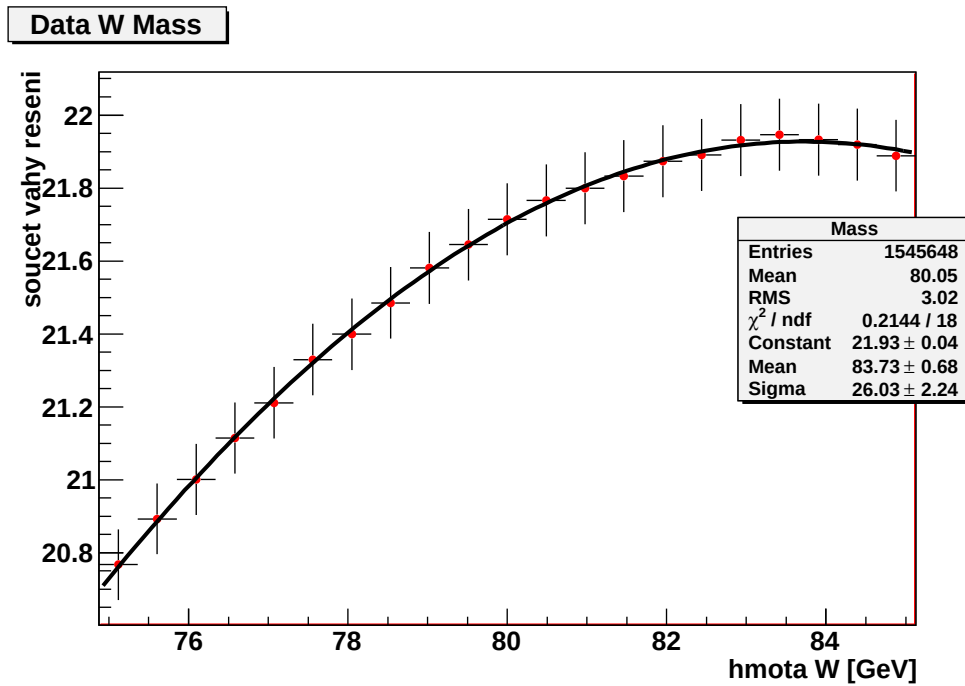
Vzhledem k povaze chyby by šlo výsledek korigovat, kde by se korekční funkce musela stanovit na větším množství dat s různou hmotností W bosonu.

Testovaný rozsah [GeV]	Krok [GeV]	Fit hmoty W [GeV]
75 – 85	0.5	83.73 ± 0.68
70 – 90	1	83.73 ± 0.20
60 – 100	2	83.97 ± 0.14

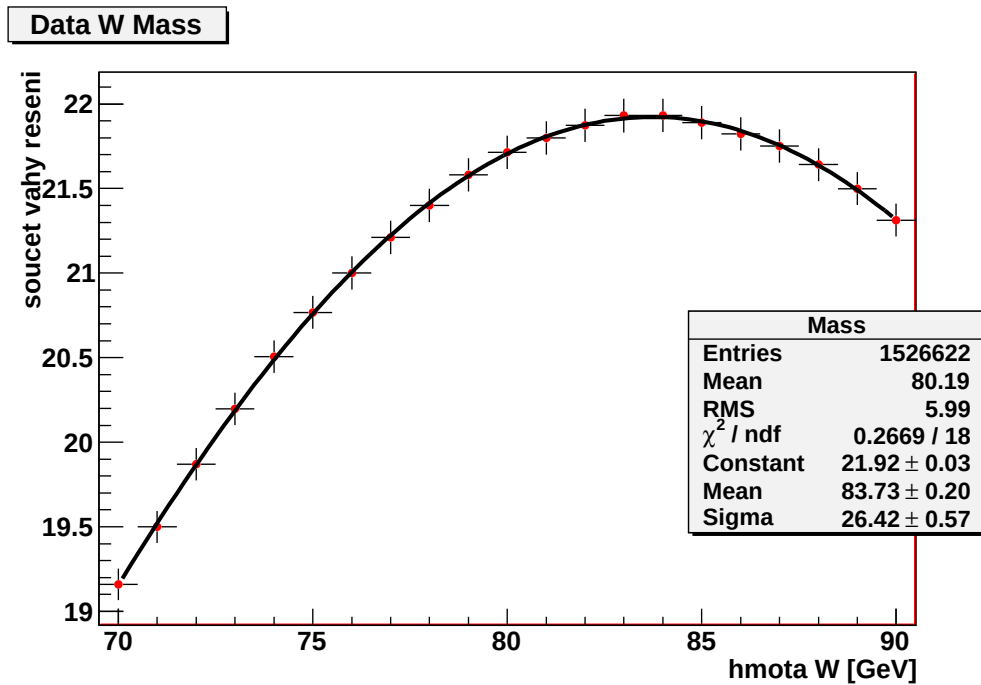
Tabulka 3.1: Výsledky pro soubor dat [alpgen170].

Testovaný rozsah [GeV]	Krok [GeV]	Fit hmoty W [GeV]
75 – 85	0.5	83.14 ± 0.96
70 – 90	1	83.47 ± 0.32
60 – 100	2	83.98 ± 0.19

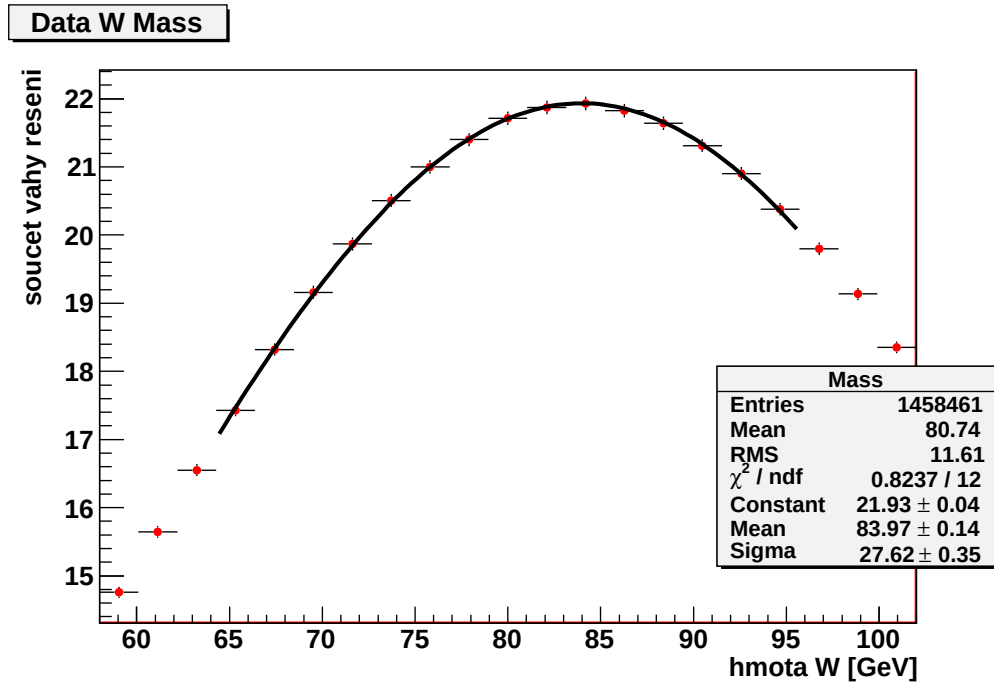
Tabulka 3.2: Výsledky pro soubor dat [alpgen172].



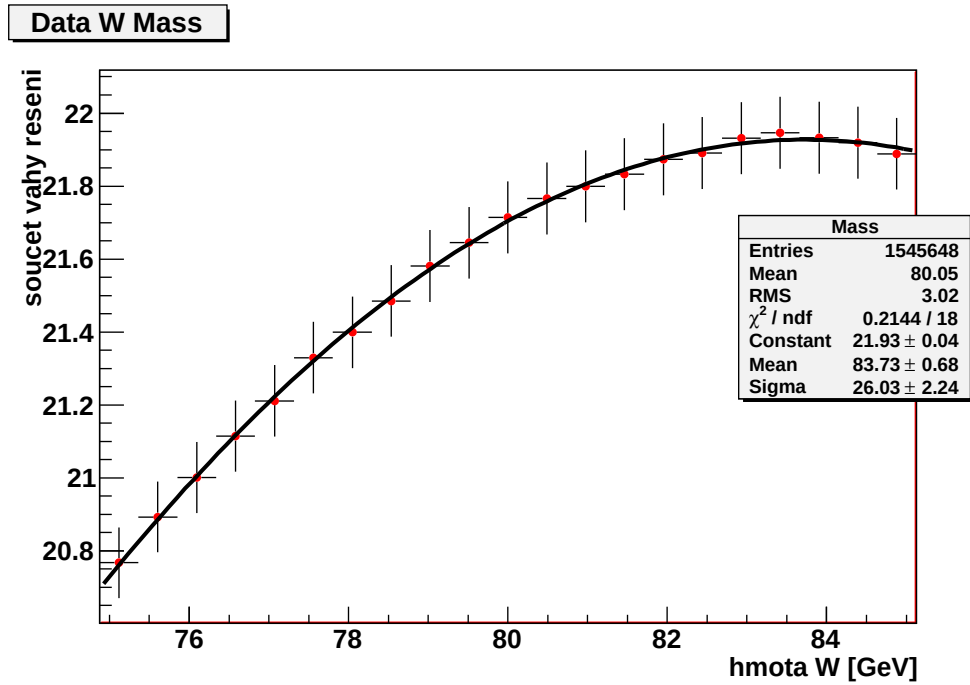
Obrázek 3.4: Nafitovaná hmota W pro [alpgen170] pro rozsah 75 – 85 GeV s krokem 0.5 GeV.



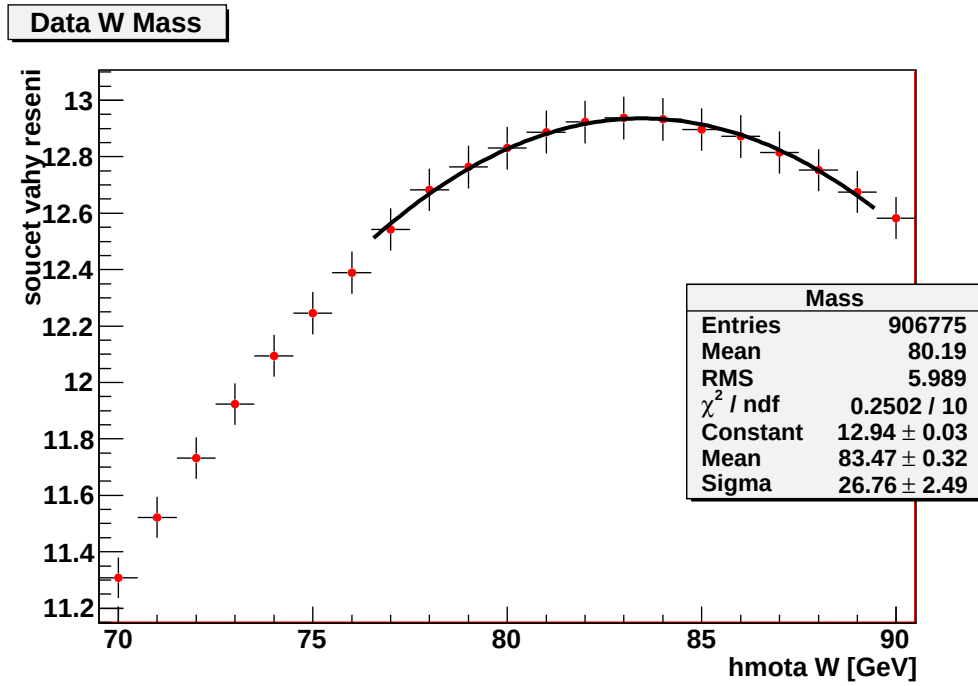
Obrázek 3.5: Nafitovaná hmota W pro [alpgen170] pro rozsah 70 – 90 GeV s krokem 1 GeV.



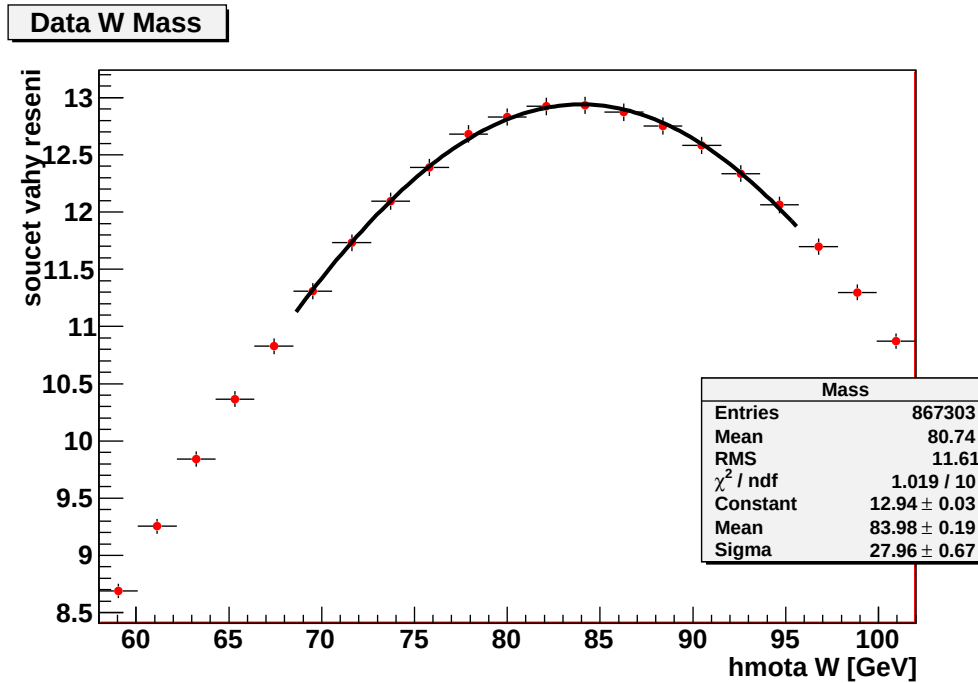
Obrázek 3.6: Nafitovaná hmota W pro [alpgen170] pro rozsah 60 – 100 GeV s krokem 2 GeV.



Obrázek 3.7: Nafitovaná hmota W pro [alpgen172] pro rozsah 75 – 85 GeV s krokem 0.5 GeV.



Obrázek 3.8: Naftovaná hmota W pro [alpgen172] pro rozsah 70 – 90 GeV s krokem 1 GeV.



Obrázek 3.9: Naftovaná hmota W pro [alpgen172] pro rozsah 60 – 100 GeV s krokem 2 GeV.

3.5 Další výsledky pro hmotu W bosonu

Hmotnost W bosonu je dnes už velice dobře změřená, aktuální, v tabulkách [6] udávaná, hodnota je

$$m_W = 80.398 \pm 0.025(\text{stat}) \text{ GeV}. \quad (3.14)$$

Precizní měření hmotnosti W bosonu byly prováděny na urychlovačích LEP II v CERN a Tevatron v FNAL.

3.5.1 Měření W bosonu na LEP II

Na urychlovači LEP II (předchůdce LHC) se srážely elektrony a pozitrony (detektory OPAL, L3, DELPHI a ALEPH). $W^\pm$ bosony zde byly produkovány přímo procesem $e^-e^+ \rightarrow W^-W^+$. Hlavní měřené kanály byly

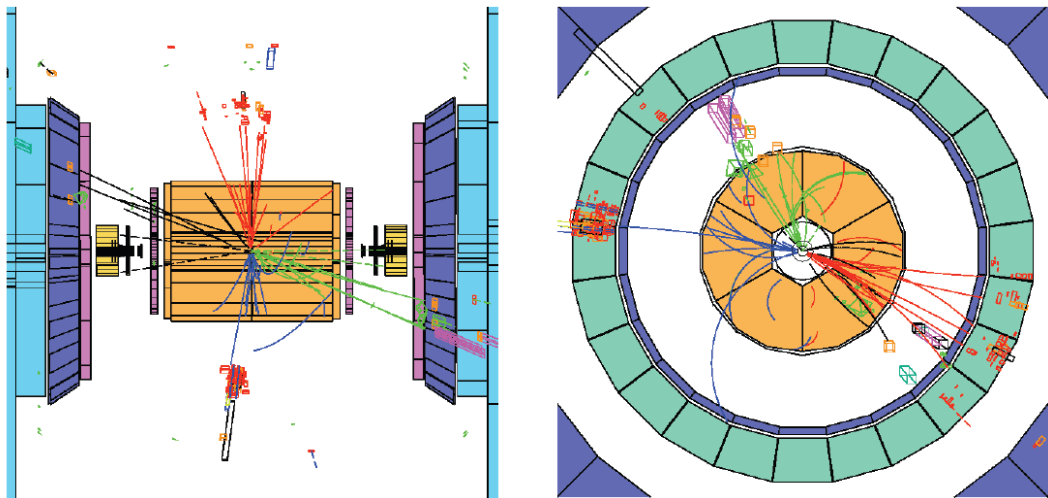
$$W^+W^- \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}$$

$$W^+W^- \rightarrow qqe\nu_e$$

$$W^+W^- \rightarrow qq\bar{q}\mu\nu_\mu$$

$$W^+W^- \rightarrow qq\tau\nu_\tau$$

Na Obrázku 3.10 je první W^+W^- event, konkrétně $e^-e^+ \rightarrow W^-W^+ \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}$, detekovaný na detektoru DELPHI v červenci 1996.



Obrázek 3.10: První WW event na detektoru DELPHI [25].

První výsledky byly publikovány v roce 1997 s výsledkem $80.38 \pm 0.07 \pm 0.03 \pm 0.02 \text{ GeV}$

při $\sqrt{s} = 180 \text{ GeV}$. Měření na LEP II skončila zatím s celkovým výsledkem $m_W = 80.376 \pm 0.033 \text{ GeV}$.

3.5.2 Měření W bosonu na Tevatronu

Další precizní měření hmotnosti W byla prováděna na urychlovači Tevatron v FNAL. Zde se hmotnost W měřila na detektorech D0 a CDF. Postupné výsledky jsou v [26] a souhrn je uveden v Tabulce 3.3.

Experiment + run	m_W [GeV]	chyba [GeV]
CDF 0	79.910	0.390
CDF Ia	80.410	0.180
CDF Ib	80.470	0.089
D0 I	80.483	0.084
CDF II	80.413	0.479
D0 II	80.401	0.043

Tabulka 3.3: Naměřené hmotnosti W na CDF a D0.

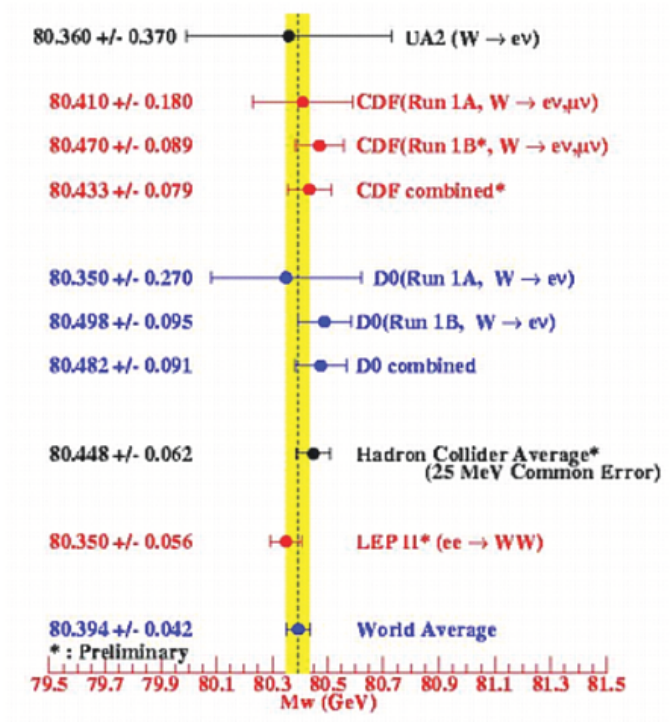
V současné době je kombinovaný výsledek pro Tevatron $m_W = 80.420 \pm 0.031 \text{ GeV}$.

Celkové srovnání výsledku pro Tevatron a LEP je graficky znázorněné na Obrázku 3.11 (výsledky k červenci 2008).

3.6 Kombinace hmoty W , top a Higgsova bosonu

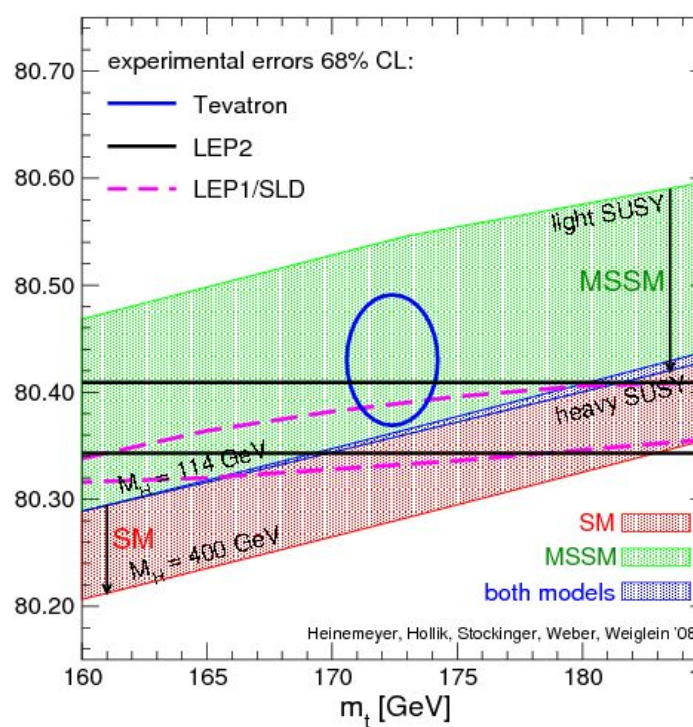
Důvod, proč je snaha změřit hmotu W bosonu a top kvarku co nejprecizněji je, že podle Little Higgs modelu omezují možnou hmotu Higgsova bosonu. Z Littlest Higgs modelu lze teoreticky odvodit hmotu Higgsova bosonu jako funkci hmoty W bosonu a top kvarku. Tato závislost je vyobrazena na Obrázku 3.12.

Tento způsob výpočtu hmoty Higgsova bosonu je velice citlivý na hmotu W . Postupem, jak fyzici publikovali přesnější a přesnější výsledky měření hmoty W bosonu se upravoval i Higgsův boson. Aktuální data měření hmot W a top kvarku mluví spíše ve prospěch Littlest Higgs modelu za Standardním modelem, viz Obrázek 3.12. A to i

Obrázek 3.11: Srovnání hmoty W pro LEP a Tevatron [27].

přesto, že Standardní model přesně vysvětluje elektroslabé záležitosti v současných experimentech na současných škálách.

Littlest Higgs model je teorie popisující Higgsův boson jako pseudo-Goldstonův boson (Goldstonovy bosony jsou částice vystupující v teoriích spontánních narušení symetrií). Tento model se snaží určit hmotu Higgsova bosonu, který způsobuje spontánní narušení elektroslabé teorie, ze spontánních narušení (v měřítkách TeV) přibližných globálních symetrií.



Obrázek 3.12: Hmoty Higgsova bosonu jako funkce hmoty W a top včetně MSSM [28].

Kapitola 4

Závěr

Standardní model elementárních částic je velice úspěšný model, který nám dává vysvětlení k mnohým faktům z mikrosvěta a dává úspěšné předpovědi pro další chování částic. Standardní model popisuje elektromagnetickou, slabou a silnou interakci mezi leptony, kvarky a intermediálními bosony. SM je velice úspěšnou teorií, ačkoliv nepopisuje gravitační působení a obsahuje mnoho volných parametrů.

Těžké kvarky top a bottom patří mezi poslední objevené elementární částice, které vynikají velkou hmotností. Zvláště je zajímavý top kvark, který je hmotný natolik, že již není schopný rozpadat se hadronově, ale rozpadá se pouze elektroslabě. Jedním z hlavních úkolů experimentů na LHC by mělo být další precizní měření hmoty top kvarku a dalších jeho vlastností.

Elektroslabá teorie je zprostředkovaná intermediálními bosony $W^\pm$ a Z , respektive γ . Pro experimentální ověření elektroslabého rozpadu těžkých kvarků se použilo změřením hmotnosti $W^\pm$ bosonu z rekonstrukce dileptonového rozpadu top-antitop páru. Top-antitop pár se vždy rozpadá elektroslabě pomocí $W^\pm$ bosonu, kde výhoda koncové stavu s dvěma leptony v koncovém stavu je nejmenší pozadí. Ostatní rozpady jsou pak semileptonické a plně hadronové.

Program na měření hmoty $W^\pm$ bosonu z dileptonového rozpadu top-antitop páru byl aplikován na dva soubory MC dat, generovaných pro hmoty $m_t = 170$ GeV a $m_t = 172$ GeV s plnou simulací D0 detektorů. Tato data byla testovaná pro tři různá rozmezí hmoty $W^\pm$ bosonu s různými kroky. Jednotlivé výsledky jsou v Tabulkách 3.1, 3.2 a střední hodnota výsledků činí

$$m_W = 83.73 \pm 0.26 \text{ GeV},$$

Tento výsledek neodpovídá přesně tabulkové hodnotě hmotě $W^\pm$ bosonu. Vzhledem k

tomu, že všechny výsledky mají podobnou chybu, lze předpokládat systémovou chybu v rekonstrukčním algoritmu, která by šla napravit korekční funkcí, která by ale musela být stanovena na základě testování algoritmu na větším množství dat s různou hmotností $W^\pm$ bosonu.

Precizní měření hmoty top kvarku a $W^\pm$ bosonu může posloužit jako další prověrka Standardního modelu, kde podle Littlest Higgs modelu můžeme určit hmotu Higgsova bosonu jako funkci hmotnosti top kvarku a $W^\pm$ bosonu.

Literatura

- [1] J. Žáček, *Úvod do fyziky elementárních částic*, Karolinum, 2005.
- [2] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, WILEY-VCH, 2008.
- [3] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, 1984.
- [4] J. Hořejší, *Historie standardního modelu mikrosvěta*,
<<http://www-hep2.fzu.cz/castice/smodel.pdf>>, 13.3.2010.
- [5] C. Amsler et al. (Particle Data Group), *Physics Letters B - Review of Particle Physics July 2008*,
Elsevier B.V., 2008.
- [6] C. Amsler et al. (Particle Data Group) *P Physics Letters B667, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition.* ,
<<http://pdg.lbl.gov/>>, 17.4.2010.
- [7] S. Weinberg, *The Quantum Theory Of Fields: Volume 1 Foundations*, Cambridge, 2005.
- [8] W. N. Cottingham, D. A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*, Cambridge, 2007.
- [9] E. Fermi, *Z. Phys.* 88, 161 (1934).
- [10] M. Kobayashi, T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* 49, 652 (1973).
- [11] M. Sozzi, *Discrete symmetries and CP violation*, Oxford, 2008.
- [12] J. H. Christenson et al., *Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson*, *Phys. Rev. Lett.* 13, 138 (1964).

- [13] J. Hořejší, *Fundamentals of Electroweak Theory*, Karolinum Press, 2002.
- [14] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13, 508 (1964).
- [15] ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment*, CERN-OPEN-2008-020, 2008.
- [16] J. Chýla, *Quarks, partons and Quantum Chromodynamics*,
<http://www-hep.fzu.cz/~chyla/lectures/text.pdf>.
- [17] O. Biebel, P. Nason, B. R. Webber, *Jet fragmentation in $e^+ + e^-$ annihilation*, arXiv:hep-ph/0109282v2, 2001.
- [18] *Fermilab's CDF observes Omega-sub-b baryon*,
<http://www.physorg.com/news165491925.html>, 15.6.2010.
- [19] T. Aaltonen, et al, *Observation of the Ω_b^- and Measurement of the Properties of the Ξ_b^- and Ω_b^-* , arXiv:0905.3123v2 [hep-ex], 2009.
- [20] K. Augsten, *Properties of Top Quark in Channel with Two Leptons in Final States in Experiments D0 and ATLAS*, FJFI ČVUT, 2009.
- [21] V. Šimák, P. Homola, J. Valenta, R. Leitner, *Reconstruction of Top-Antitop System from 2 Leptons and 2 Jets Final States in Experiment ATLAS*, ATL-PHYS-2001-018, 1999.
- [22] *The ATLAS Experiment - photos*, <http://www.atlas.ch/photos/>, 15.6.2010.
- [23] ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal*,
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/TP/NEW/HTML/tp9new/tp9.html>, 23.3.2010.
- [24] D0 Collaboration, *Fermilab scientists find evidence for significant matter-antimatter asymmetry*,
http://www.fnal.gov/pub/presspass/press_releases/CP-violation-20100518.html, 7.7.2010.
- [25] S. Dove, *W and Z Boson Studies at LEP*,
<http://www.kudryavtsev.staff.shef.ac.uk/phy466/lep.pdf>, 6.5.2010.
- [26] Tevatron Electroweak Working Group, *Updated Combination of CDF and D0 Results for the Mass of the W Boson*, arXiv:0908.1374v1 [hep-ex], 2009.

- [27] *DO W Mass*, <www-d0.fnal.gov/public/wz/wmass/wmass.html>, 15.6.2010.
- [28] *M_t and M_W summary 2008*,
<<http://www.pd.infn.it/~dorigo/mwmtsumm08.jpg>>, 20.6.2010.
- [29] M. Delmastro, *Searches for the Higgs boson at LHC*,
arXiv:0909.0493v1 [hep-ex], 2009.
- [30] S. K. Kang, C. S. Kim, J. Park, *Test of the Littlest Higgs model through the correlation among W boson, top quark and Higgs masses*, arXiv:0805.0179v1 [hep-ph], 2008.
- [31] *Little Higgs*, <http://en.wikipedia.org/wiki/Little_Higgs>, 21.5.2010
- [32] *Goldstone boson*, <http://en.wikipedia.org/wiki/Goldstone_boson>, 21.5.2010