

Obsah

1	Úvod	2
2	Fyzika ťažkých kvarkov	3
2.1	Fyzika bottom kvarku. B -fyzika	3
2.1.1	Zmiešavanie neutrálnych B mezónov	3
2.1.2	Narušenie CP v osciláciách	7
2.1.3	CP narušenie a štandardný model	7
2.2	Fyzika top kvarku	9
2.2.1	Top kvark a precízna EW fyzika	11
2.2.2	top kvark a CKM, štvrtá generácia kvarkov	11
2.2.3	fyzika za štandardným modelom	12
2.2.4	pripravované experimenty a ich priority	13
3	Detekčné systémy na kolajderoch	14
3.1	Dráhové zostavy	14
3.2	Kalorimetre	15
3.3	Miónové detektory	16
3.4	Detektory na identifikáciu častíc	16
3.4.1	Detektory prechodového žiarenia (TRD)	17
3.4.2	TOF detektory	17
3.4.3	Čerenkovovské detektory	18
3.4.4	Merania ionizačných strát	19
4	ciele dizertačnej práce	20
5	Návrhy riešenia vytýčených úloh. Dosiahnuté výsledky.	21
5.1	Simulácia a rekonštrukcia Čerenkovovského detektora	21
5.1.1	Podmienky simulácie	21
5.1.2	Princíp činnosti detektora	22
5.1.3	Tvar odozvy žiarenia na rovinnom detektore	22
5.1.4	Priestorové rozlíšenie	23
5.1.5	Rekonštrukcia odozvy	24
5.1.6	Porovnanie odozviav častíc	25
5.1.7	Separácia častíc na základe počtu fotónov	26
5.1.8	Prahový detektor	26
5.2	Priama rekonštrukcia náboja top kvarku	28
5.2.1	módy rozpadu top kvarku	28
5.2.2	Rekonštrukcia odozvy detektora	28

1 Úvod

Experimentálna fyzika vysokých energií je v súčasnosti zameraná predovšetkým na fyziku elementárnych častíc a hľadanie existencie kvark-gluónovej plazmy. K tomuto účelu slúži celý rad urýchľovačov, do popredia však vystupujú dva z nich. Je to $p\bar{p}$ urýchľovač Tevatrón vo Fermilabe a veľké očakávania sa kladú do LHC (Linear Hadron Collider, CERN Ženeva), ktorý bude urýchľovať protóny pre potreby fyziky elementárnych častíc a ťažké ióny pri skúmaní kvark-gluónovej plazmy.

Hlavnými cieľmi týchto urýchľovačov je predovšetkým testovanie štandardného modelu súvisiace s upresnením jeho parametrov, vzťahujúcich sa či už na častice (hmotnosť, náboj) alebo interakcie (väzbové konštanty interakcií, koeficienty Cabbibo-Kobayashi-Masakawa (CKM) matice, veľkosť CP narušenia, otázky kvantovej chromodynamiky).

Veľký dôraz je kladený na priamu identifikáciu Higgsovho bozónu, v súčasnosti jedinej doposiaľ neobjavenej častice vystupujúcej v štandardnom modeli. Predpokladá sa, že bude objavená buď vo Fermilabe (detektory CDF a D0), prípadne neskôr po spustení LHC v CERNe (detektory ATLAS a CMS).

Spomínané urýchľovače budú hrať dôležitú úlohu pri hľadaní fyziky za štandardným modelom, t.j. ďalších elementárnych častíc, vystupujúcich v modeloch, ktoré sú zovšeobecnením štandardného modelu (sypersymetrické modely, superstruny, technicolorové modely).

Pre potreby štúdia vysokoenergetických procesov sa vyvíjajú mohutné detekčné systémy, ako sú už spomínané detektory CDF, ATLAS alebo rad ďalších, na návrhu a optimalizácii ktorých sa podieľa veľa inštitúcií.

Kľúčovým, vysoko efektívnym a nenákladným prostriedkom pri plánovaní detektora alebo možných fyzikálnych procesov sú Monte Carlo simulačné metódy, slúžiace k modelovaniu odzvy detektorov využívajúc poznatky interakcie častíc s prostredím. Tieto metódy sa v neposlednom rade uplatňujú pri generovaní produktov interakcie zväzkov primárnych častíc a rozpadov krátkožijúcich častíc. Využívajú poznatky z teórie elektroslabých interakcií, kvantovej chromodynamiky.

Keďže procesy uvažované v simuláciách vychádzajú z teoretických modelov, ich porovnávaním s experimentom sa nepriamo verifikuje teoretický prístup k danej problematike.

2 Fyzika ťažkých kvarkov

Fyzika ťažkých kvarkov (top a bottom kvarku) je zameraná na

- **testovanie štandardného modelu**
 - a) v sektore elektroslabých interakcií: určovanie koeficientov CKM -matice vzťahujúcich sa na tretiu generáciu kvarkov; hľadanie Higgsovhho bozónu; zisťovanie existencie ďalšej generácie kvarkov
 - b) v sektore kvantovej chromodynamiky: meranie partónových distribučných funkcií; meranie väzbovej konštanty $\alpha(q)$ silných interakcií
- **meranie CP narušenia** dôsledkom narušenia CP symetrie je mierna prevaha častíc nad antičasticami. Veľkosť narušenia CP sa určuje precíznym meraním rozpadov mezónov prostredníctvom elektroslabých (EW) interakcií .
- **fyzika za štandardným modelom** predpokladá sa platnosť všeobecnejších modelov ako je štandardný model. Sú to napríklad supersymetrické modely ($SUSY$), teórie strún a technicolorové modely.

2.1 Fyzika bottom kvarku. B -fyzika

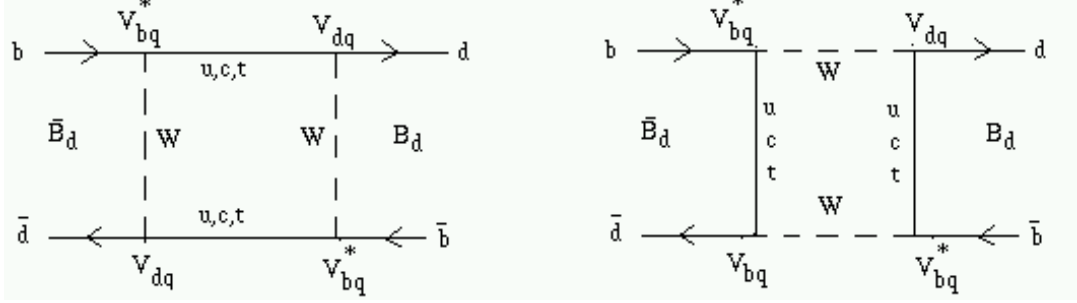
Bottom kvark bol objavený vo Fermilabe v roku 1977, pozorovaním rezonancie Υ (upsilon), ktorá je viazaným stavom $b\bar{b}$. Systém sa rozpadá prostredníctvom silných interakcií a to:

- a) ak sú kvarky navzájom silno viazané (stavy $\Upsilon(1S)$; $\Upsilon(2S)$; $\Upsilon(3S)$) - anihiláciou častice na gluón alebo fotón
- b) v prípade slabšej väzby ($\Upsilon(4S)$) - vznikajú mezóny s obsahom b - kvarku ($b\bar{b} \rightarrow B\bar{B}$), ktoré sa potom rozpadajú prostredníctvom EW interakcií (B -mezóny sú dôkazom existencie b kvarku v 'holej' forme, t.j. častice s nenulovou hodnotou 'beauty' náboja).

Fyzika bottom kvarku (B fyzika) sa zaoberá štúdiom procesov produkcie a rozpadu B častíc, štúdiom **zmiešavania neutrálnych mezónov** a CP narušenia v rozpadoch B mezónov.

2.1.1 Zmiešavanie neutrálnych B mezónov

Neutrálne B mezóny, vzniknuté v silných interakciách môžu prostredníctvom EW interakcií prejsť na svoje antičastice a naopak (obr.1). Tento jav nazývame zmiešavanie mezónov. Zmiešavanie je spôsobené skutočnosťou, že B mezón a jeho antičastica $\bar{B}$ (vlastné stavy silnej interakcie) nie sú vlastnými stavmi



Obrázok 1: Schématické znázornenie $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ zmiešavania

Hamiltoniánu úplnej interakcie (zahrňujúceho EW interakcie), ale lineárnou kombináciou jeho vlastných stavov (fyzikálnych stavov).

Zmiešavanie mezónov možno zjednodušene popísať pomocou dvojhladinovej sústavy. V báze vlastných stavov silnej interakcie $|B^0\rangle$ a $|\bar{B}^0\rangle$ je Hamiltonián neutrálneho B systému daný nediagonálnou maticou H [1]:

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} - i\Gamma_{11}/2 & m_{12} - i\Gamma_{12}/2 \\ m_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2 & m_{11} - i\Gamma_{11}/2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

Diagonalizáciou Hamiltoniánu sa získa báza fyzikálnych stavov ($|B_1\rangle; |B_2\rangle$) s vlastnými hodnotami $\mu_{1,2}$

$$|B_1\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle \quad \mu_1 = H_{11} + Q \quad (2)$$

$$|B_2\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle \quad \mu_2 = H_{11} - Q \quad (3)$$

kde $\eta \equiv q/p = -\sqrt{H_{21}/H_{12}}$ a $Q \equiv \sqrt{H_{21}H_{12}}$

Časový vývoj fyzikálnych stavov je daný

$$|B_1(t)\rangle = |B_1(t=0)\rangle \exp(-i\mu_1 t) \quad \mu_1 = m_1 - i\Gamma_1/2 \quad (4)$$

$$|B_2(t)\rangle = |B_2(t=0)\rangle \exp(-i\mu_2 t) \quad \mu_2 = m_2 - i\Gamma_2/2 \quad (5)$$

kde $m_{1,2} \equiv \text{Re}\{\mu_{1,2}\}$ sú hmotnosti častíc a $\Gamma_{1,2} \equiv \text{Im}\{\mu_{1,2}\}$ ich rozpadové konštanty.

Prepísaním $|B^0\rangle; |\bar{B}^0\rangle$ do tvaru lineárnej kombinácie fyzikálnych stavov $|B_1\rangle, |B_2\rangle$ (2, 3); dosadením časovej závislosti stavov $|B_1\rangle, |B_2\rangle$ (4, 5) a za

predpokladu $\Gamma = \Gamma_{1,2}$ dostaneme časový vývoj pozorovateľných stavov.

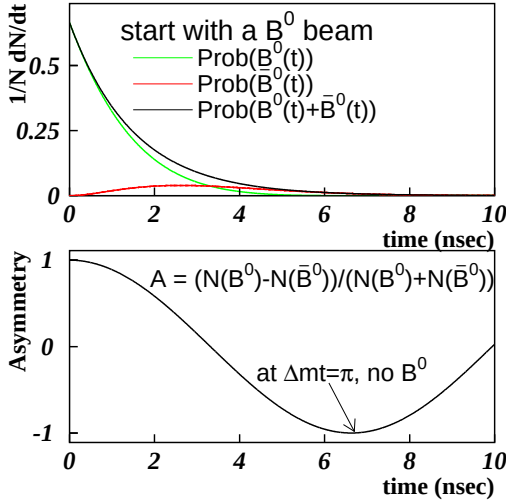
a) ak v čase $t = 0$ bol pôvodný stav $|B^0\rangle$

$$|B^0(t)\rangle = \exp(-\Gamma/2t) \exp(-i\varphi t) \left(\cos\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |B^0\rangle + i\eta \sin\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |\bar{B}^0\rangle \right) \quad (6)$$

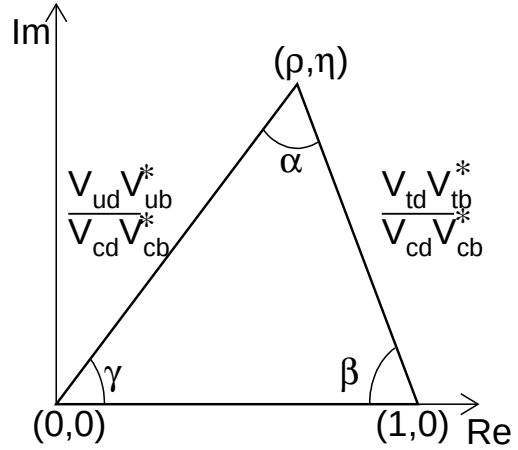
b) ak v čase $t = 0$ bol pôvodný stav $|\bar{B}^0\rangle$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \exp(-\Gamma/2t) \exp(-i\varphi t) \left(\cos\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |\bar{B}^0\rangle + \frac{i}{\eta} \sin\left(\frac{\Delta m t}{2}\right) |B^0\rangle \right) \quad (7)$$

kde $\varphi \equiv -i(m_1 + m_2)t/2$ a $\Delta m \equiv m_2 - m_1$.



Obrázok 2: Časová závislosť pravdepodobnosti existencie $B^0(\bar{B}^0)$ mezónu z počiatočného B^0 mezónu [1].



Obrázok 3: Grafické znázornenie trojuholníka unitarity v rovine (ρ, η) . Výška trojuholníka je úmerná veľkosti CP narušenia [1].

Napríklad pravdepodobnosť existencie $\bar{B}^0$ mezónu v čase t z pôvodného B^0 mezónu je (obr.2):

$$P_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0}(t) = |\langle \bar{B} | B(t) \rangle|^2 = \exp(-\Gamma t) |\eta|^2 \sin^2(\Delta m t / 2) \quad (8)$$

Vidíme, že mezóny periodicky prechádzajú na svoju antičasticu a naspäť, tento jav sa nazýva **oscilácia mezónov**, s periódou $\tau = 1/\Delta m$.

Pri meraní periódy oscilácií sa využíva fakt, že B^0 mezóny vznikajú v $B\bar{B}$ pároch, čiže je presne definovaný počiatočný stav $N_B \approx N_{\bar{B}}$. Pri rozpade sa určuje početnosť mezónových párov, z ktorých jeden preoscilloval na svoju antičasticu, t.j. súčet $N(\bar{B}\bar{B}) + N(BB)$ k celkovému počtu mezónových párov. Na identifikáciu rozpadnutých B-mezónov sa využíva ich semileptónový rozpad, čo je EW rozpad b-kvar ku(antikvar ku) na kvar ku(antikvar ku) nižšej generácie(c,u), pričom je vyžiarený virtuálny $W^\pm$ bozón, rozpadajúci sa na leptóny. B^0 mezón sa rozpadá na leptón so záporným nábojom, jeho antičastica $\bar{B}^0$ na leptón s kladným nábojom (obr.4).

V experimente sa napríklad určuje pomer R definovaný ako

$$R \equiv \frac{N(B\bar{B} \rightarrow \bar{B}\bar{B} \rightarrow l^+l^+) + N(B\bar{B} \rightarrow BB \rightarrow l^-l^-)}{N(B\bar{B} \rightarrow l^+l^+) + N(B\bar{B} \rightarrow l^+l^-) + N(B\bar{B} \rightarrow l^-l^-)} = \frac{2r}{(1+r)^2} \quad (9)$$

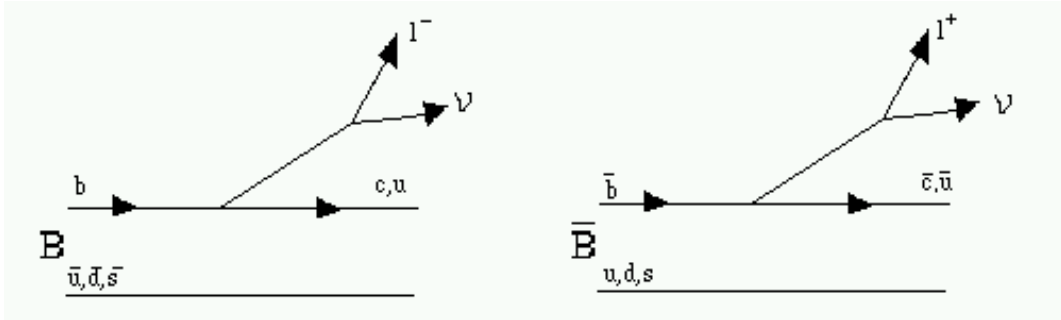
kde $r \equiv |\eta|^2 \frac{(\Delta m/\Gamma)^2}{2+(\Delta m/\Gamma)^2}$

Periód a oscilácií τ je úmerná istej kombinácii členov CKM matice, napríklad v systémoch :

a) B_s : $1/\tau_s \sim m_B m_t^2 |V_{tb} V_{ts}^*|^2$ [7]

b) B_d : $1/\tau_d \sim m_B m_t^2 |V_{tb} V_{td}^*|^2$ [7]

Ich kombináciou možno určiť pomer $|V_{td}/V_{ts}|$, ktorý zatiaľ nie je možné určiť priamo z rozpadu t kvar ku, pretože $|V_{tb}| \approx 1$ a kvôli nízkej štatistike jeho produkcie.



Obrázok 4: Semileptónový rozpad B-mezónu. Podľa náboja leptónu možno rozlíšiť, či ide o B^0 -mezón(rozpad na l^-) alebo jeho antičasticu $\bar{B}^0$ -mezón(rozpad na l^+).

2.1.2 Narušenie CP v osciláciách

Reálne stavy $|B^0\rangle$ a $|\bar{B}^0\rangle$ sú vlastnými stavmi operátora CP [1]:

$$CP|B^0\rangle = -|\bar{B}^0\rangle \quad CP|\bar{B}^0\rangle = -|B^0\rangle \quad (10)$$

Aplikáciou tohto operátora na fyzikálne stavy $|B_1\rangle, |B_2\rangle$ pomocou 3, 4 dostaneme

$$CP|B_1\rangle = -(p|\bar{B}^0\rangle + q|B^0\rangle) \quad CP|B_2\rangle = -(p|\bar{B}^0\rangle - q|B^0\rangle) \quad (11)$$

Na to, aby stavy $|B_1\rangle, |B_2\rangle$ boli vlastnými stavmi operátora CP , amplitúdy p, q musia mať rovnakú veľkosť, t.j.

a) ak $\eta \equiv q/p = \pm 1$, potom CP parita sa zachováva a platí

$$CP|B_1\rangle = \pm|B_1\rangle \quad CP|B_2\rangle = \pm|B_2\rangle \quad (12)$$

b) ak $\eta \neq \pm 1$ nastáva jej narušenie.

2.1.3 CP narušenie a štandardný model

V rámci štandardného modelu, CP narušenie vstupuje prostredníctvom komplexných fáz do CKM matice (pripomeňme CKM matica je unitárna matica transformujúca vlastné hmotnostné stavy kvarkov do vlastných stavov slabej interakcie). Jej tvar možno fenomenologicky vyjadriť Wolfensteinovou parametrizáciou [1]:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\varrho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \varrho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (13)$$

kde $\lambda = \sin \vartheta_c$ ($\vartheta_c \simeq 0.22$ - Cabbibov uhol).

Podmienka unitarity CKM vedie k rovniciam pre jednotlivé členy matice, z ktorých je dôležitý vzťah medzi prvým a tretím stĺpcom matice, daný ako:

$$V_{ub}^*V_{ud} + V_{cb}^*V_{cd} + V_{tb}^*V_{td} = 0$$

Tento vzťah následne podelený členom $V_{cb}^*V_{cd}$ možno schématicky znázorniť do $\varrho - \eta$ roviny a je známy ako trojuholník unitarity (obr.3). CP narušenie v Štandardnom modeli je prezentované ako nenulová hodnota η , t.j. výšky trojuholníka.

Veľkosť CP narušenia možno určiť pomocou viacerých rozpadových kanálov B -mezónov. Vo všetkých prípadoch sa predpokladá produkcia mezónov v $B^0\bar{B}^0$ pároch, čo je dôležitý predpoklad určujúci počiatočný stav. CP narušenie možno pozorovať:

a) za prítomnosti oscilácií

- $\Delta B = 2$ oscilácie

zisťuje sa rozdielna pravdepodobnosť prechodu medzi $(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)$ a $(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)$. Typ oboch mezónov v čase rozpadu sa identifikuje pomocou semileptónových rozpadov. Veľkosť CP asymetrie sa určuje napríklad na základe merania parametra A definovaného

$$A = \frac{\sigma(B^0\bar{B}^0 \rightarrow l^+l^+X) - \sigma(B^0\bar{B}^0 \rightarrow l^-l^-X)}{\sigma(B^0\bar{B}^0 \rightarrow l^+l^+X) + \sigma(B^0\bar{B}^0 \rightarrow l^-l^-X)} \quad (14)$$

- $\Delta B = 1$ rozpady

je možné ilustrovať na prípade rozpadu $B_d^0 (\bar{B}_d^0) \rightarrow J/\psi K_s^0$. CP narušenie je dané rozdielnou produkčnou rýchlosťou $J/\psi K_s^0$ v oboch rozpadových kanáloch

$$\frac{dN}{dt}(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) \neq \frac{dN}{dt}(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) \quad (15)$$

Do celkovej amplitúdy rozpadu sa započítava priamy rozpad B mezónu s rozpadom idúcim cez antičasticu (obr.5), medzi oboma amplitúdami je fázový rozdiel daný uhlom β . Fázový rozdiel v rozpadovom kanále $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ má opačné znamienko ako v kanále $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, čo sa prejaví na rôznych produkčných rýchlostiach.

Súvis medzi $\sin 2\beta$ a parametrom η , vystupujúcim v CKM matici je znázornený v trojuholníku unitarity (obr.3).

Rozdielnu produkčnú rýchlosť vyjadruje asymetria $A_{CP}(t)$, definovaná pomerom:

$$A_{CP}(t) \equiv \frac{\frac{dN}{dt}(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) - \frac{dN}{dt}(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)}{\frac{dN}{dt}(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) + \frac{dN}{dt}(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)} \quad (16)$$

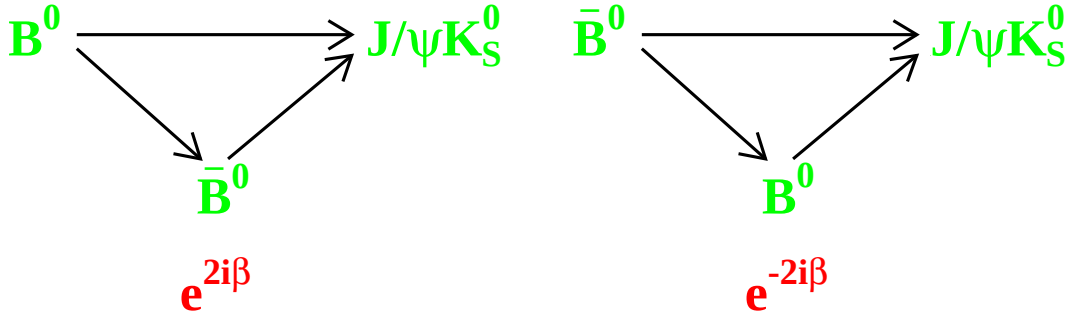
ktorú možno vyjadriť pomocou parametrov β a Δm [7]:

$$A_{CP}(t) = \sin(\Delta mt) \sin 2\beta \quad (17)$$

Ak meriame produkciu v ľubovoľnom čase, produkčné rýchlosti môžeme nahraďiť celkovou produkciou ($N = \int_0^\infty \frac{dN}{dt} dt$), potom [7]:

$$A_{CP} \equiv \frac{N(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) - N(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)}{N(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) + N(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)} = \frac{\Delta m/\Gamma}{1 + (\Delta m/\Gamma)^2} \sin 2\beta \quad (18)$$

a takisto dostaneme vzťah pre parameter β . Typ rozpadu sa určuje identifikáciou druhého mezónu z dvojice $B\bar{B}$ napríklad pomocou semileptónového rozpadu.



Obrázok 5: Rozpad B^0 ($\bar{B}^0$) $\rightarrow J/\Psi$ za prítomnosti oscilácií [1]

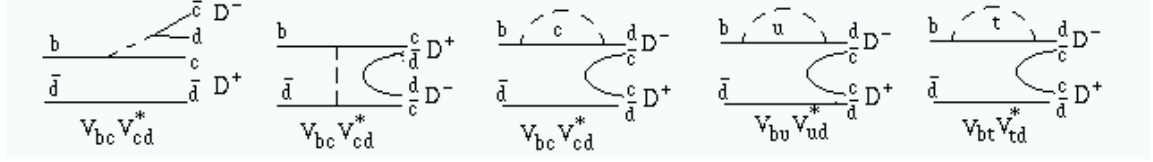
b) bez prítomnosti oscilácií

- $\Delta B = 1$ rozpady

CP narušenie sa prejavuje rozdielnym pomerom medzi rozpadmi $B \rightarrow f$ a $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$. Možno ho pozorovať len na rozpadoch realizovaných viacerými rôznymi kaskádnymi prechodmi na kvarkovej úrovni, prechádzajúcimi do toho istého finálneho stavu (príkladom je rozpad $B^0 \rightarrow D^+ D^-$ znázornený na obr.6). Amplitúda rozpadu je daná superpozíciou všetkých kaskád. Je nutné, aby všetky členy amplitúdy nemali rovnaké koeficienty CKM matice, v opačnom prípade by pomer medzi kanálmi $B \rightarrow f$ a $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$ bol rovnaký.

2.2 Fyzika top kvarku

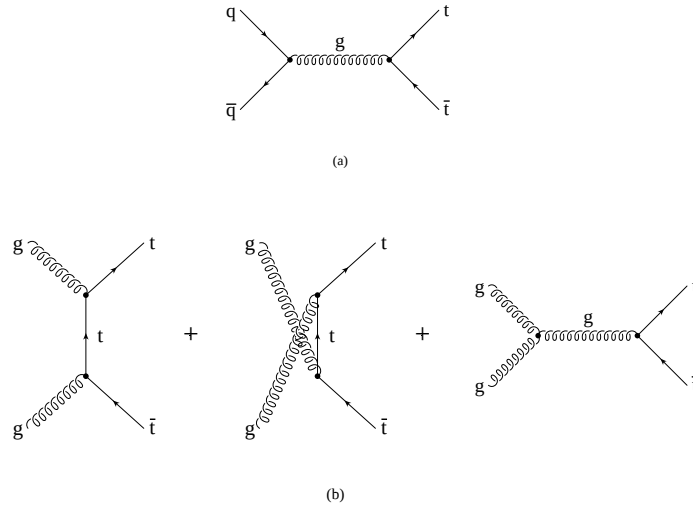
Top kvark bol prvý krát experimentálne registrovaný v experimentoch CDF a $D0$ vo Fermilabe Tevatróne ($p\bar{p}$ urýchľovač s energiou v CMS $s = 1.8 TeV$),



Obrázok 6: Diagramy prispievajúce k amplitúde rozpadu $B_d^0 \rightarrow D^+ D^-$. Každému príspevku zodpovedá istá kombinácia členov CKM matice [7].

s hmotnosťou $m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}$ [16]. Top kvark bol produkovaný v $t\bar{t}$ pároch, vznikajúcich kvark-antikvark ($q\bar{q}$) anihiláciou resp. gluónovou fúziou, ktoré možno schématicky znázorniť na obrázku 7.

Účinný prierez produkcie t -kvarku v oboch experimentoch súhlasí vrámci nepresnosti 1σ s teoreticky vypočítanou hodnotou, zahrňujúcou korekcie druhého rádu (obr.8). Vďaka svojej veľkej hmotnosti, či už v porovnaní s ostatnými kvarkami alebo hmotnými vektorovými bozónmi ($W^\pm$, Z) je t -kvark veľmi zaujímavým objektom vo fyzike elementárnych častíc, pri testovaní či už štandardného modelu alebo supersymetrických modelov. Spomenieme niektoré fyzikálne dôsledky vzťahujúce sa na t - kvark.



Obrázok 7: Produkcia *top* kvarku prostredníctvom silných interakcií: (a) kvark-antikvark anihilácia; (b) gluónová fúzia [16].

2.2.1 Top kvark a precízna EW fyzika

Sledovaním mión pozitronovej anihilácie vrámci štandardného modelu, možno v druhom ráde poruchovej teórie vyjadriť vzťah medzi hmotnosťou W -bozónu a t -kvarku, pričom v korekcii sa uvažujú všetky častice štandardného modelu (3 generácie kvarkov; intermediálne bozóny; Higgsov bozón). Hmotnosť W bozónu je daná [10]:

$$M_W^2 = M_Z^2(1 - \sin^2 \vartheta_W)(1 + \Delta\rho) \quad (19)$$

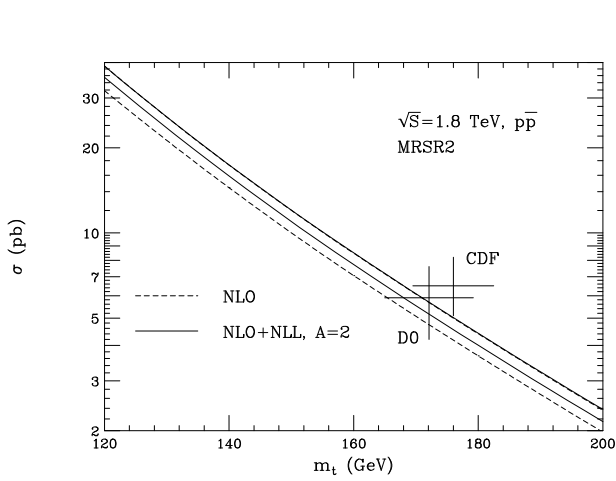
kde M_Z je hmotnosť Z bozónu, $\sin^2 \vartheta_W \approx 0.232$ je zmiešavací parameter EW polí a $\Delta\rho$ reprezentuje druhú korekciu v poruchovom ráde. Túto korekciu možno vyjadriť pomocou hmotností top kvarku (m_t) a Higgsovho bozónu (m_H) [10]:

$$\Delta\rho = \alpha m_t^2 + \beta \ln m_H \quad (20)$$

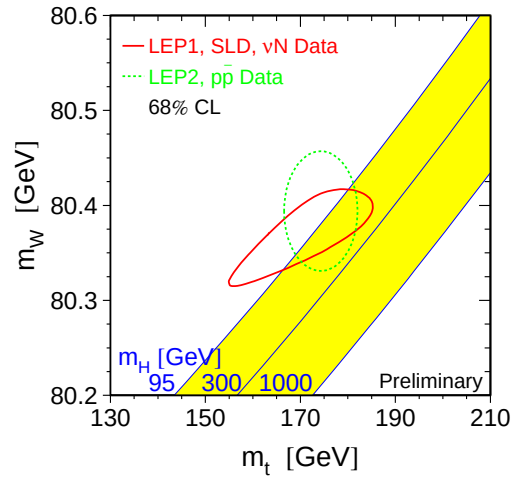
kde α , β sú konštanty obsahujúce známe parametre. Čiže precíznym meraním hmotností m_t a m_W možno dosiahnuť ohraničenie pre hmotnosť Higgsovho bozónu, doposiaľ jedinej neobjavenej častice štandardného modelu (obr.9). Exponenciálna závislosť m_H od hmotností top kvarku a W bozónu kladie vysoké nároky na znižovanie nepresnosti určenia oboch známych hmotností. Predpokladá sa, že súčasné nepresnosti $\delta m_W = 54 \text{ MeV}$ (LEP) a $\delta m_t = 5 \text{ GeV}$ (Tevatrón) budú v priebehu niekoľkých rokov znížené na $\delta m_t = 2 \text{ GeV}$ (Tevatrón) a $\delta m_W = 20 \text{ MeV}$ (Fermilab, LEP2000). Toto bude kritický test platnosti EW teórie ak bude objavený Higgsov bozón.

2.2.2 top kvark a CKM, štvrtá generácia kvarkov

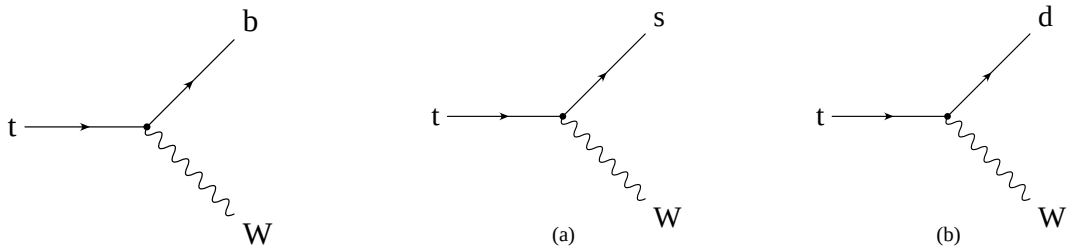
Top kvark vďaka svojej krátkej dobe života bol v oboch spomenutých experimentoch pozorovaný nepriamo a to prostredníctvom rozpadového kanála $t \rightarrow bW$ (obr.10). Keďže b -kvark má relatívne dlhú dobu života, pravdepodobnosť tohto rozpadového kanála možno určiť identifikáciou b -kvarku pomocou vertexového detektora. Pri predpoklade, že rozpady na kvarky nižších generácií (d, s) sú zriedkavé, ich prislúchajúce koeficienty v CKM možno považovať za nulové. Z unitarity CKM matice potom musí platiť, že koeficient $|V_{tb}|^2 \approx 1$. Ak by táto podmienka nebola splnená, existovalo by podozrenie, že top kvark sa rozpadá na kvarky vyšších generácií, čo by bolo nepriamym dôkazom ich existencie. Preto je dôležité vyhľadať zriedkavé rozpady priamo alebo prostredníctvom identifikácie b kvarkov. Súčasná hodnota koeficientu V_{tb} dosiahnutá kolaboráciou CDF dáva $99 \pm 29\%$ a je snaha tento pomer upresniť.



Obrázok 8: Závislosť účinného prierezu pre $t\bar{t}$ od hmotnosti top kvarku. Prerušovaná čiara je výpočet v druhom ráde poruchovej teórie(NLO); plná čiara zahŕňa gluónovú resumáciu(NLL). Porovnanie s produkciou na Tevatróne [16]



Obrázok 9: Hmotnosť W versus m_t s čiarami konštantnej hmotnosti Higgsovoho bozónu. Plná elypsa je 1σ získaná z precíznych EW experimentov; prerušovaná z priameho merania. Šedý región ohraničený elipsou je povolený v štandardnom EW modeli [16].

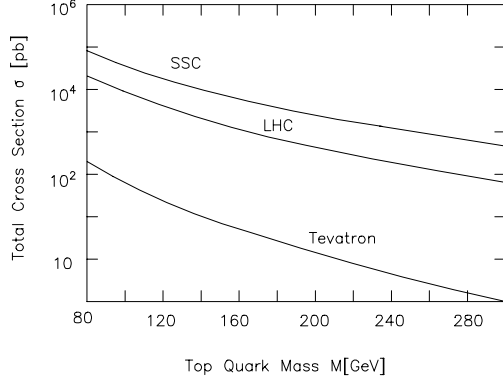


Obrázok 10: EW rozpadové kanály top kvarku. Prechody na kvarky nižších generácií (s, d) sú oproti $t \rightarrow b$ potlačené [16].

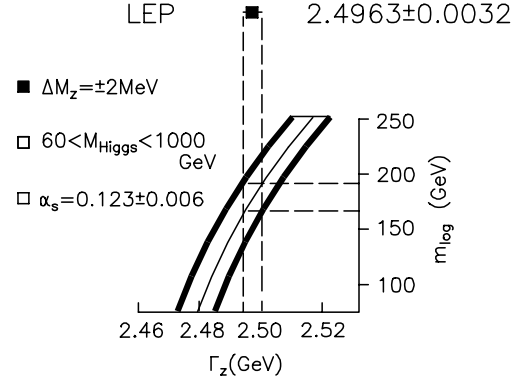
2.2.3 fyzika za štandardným modelom

V supersymetrických modeloch top kvark môže byť produkován rozpadom ťažších supersymetrických partnerov a sám sa môže rozpadáť na ľahších superpartnerov. napr. môže sa vyskytovať rozpad $t \rightarrow bP^+$ s podobným pomerom

ako $t \rightarrow bW$ [10], kde P^+ je nabitý skalárny bozón.



Obrázok 11: Porovnanie účinného prierezu produkcie top kvarku na Tevatrone a LHC [15].



Obrázok 12: Určenie m_t z rozpadovej šírky Γ_Z [15].

2.2.4 pripravované experimenty a ich priority

Zvýšením energie Tevatronu ($p\bar{p}$) z $1.8 \text{ TeV} \rightarrow 2 \text{ TeV}$ sa zväčší počet top eventov, čo umožní presnejší odhad m_t a V_{tb}

V priebehu desaťročia sa počíta s uvedením do prevádzky pp urýchľovača LHC v CERNe, ktorý bude v sústave hmotného streda dosahovať energiu 14 TeV . Predpokladá sa vysoká produkcia top kvarku ($\approx 10^6 \text{ t/rok}$). Zatiaľ čo na Tevatrone bola dominantnou produkcia cez $q\bar{q}$ anihiláciu, na LHC bude dominantná gg fúzia s podstatne vyšším účinným prierezom (obr.11).

Pri štúdiu fyziky top kvarku sa využívajú aj informácie zo štúdia produkcie ľahkých fermiónov na LEP kolajdery v Cerne, vznikajúcich e^-e^+ anihiláciou. Hoci táto energia nedosahuje hodnoty m_t , t -kvark tu vstupuje do korekcií vyšších rádov ako virtuálna častica. Z pozorovanej šírky Γ_Z možno nepriamo predpovedať hmotnosť m_t takisto ako aj m_H (obr.12).

3 Detekčné systémy na kolajderoch

V súčasnej fyzike vysokých energií sa kvôli dosiahnutiu vyššej energie interakcie prechádza od experimentov s pevným terčikom na protibežné zväzky. Detektory protibežných zväzkov majú valcový tvar, pozostávajú z niekoľkých typov detektorov:

3.1 Dráhové zostavy

úlohou dráhových zostáv je:

- účinná, precízna rekonštrukcia dráh nabitých častíc
- schopnosť kombinovať dráhy s informáciami z iných typov detektorov (EM kalorimetre, miónové komory) za účelom identifikácie elektrónov (miónov)
- precízna rekonštrukcia dráh v hustých jetoch, za účelom identifikácie sekundárnych vertexov (*b*; *c*-tagging).
- z absencií dráh v kombinácii s informáciami z EM kalorimetra identifikovať fotóny
- meranie hybností jednotlivých častíc
- precízna rekonštrukcia primárneho vertexu pozdĺž osi detektora
- meranie ionizačných strát častíc

Detektory na rekonštrukciu dráh nabitých častíc sú umiestnené v silnom magnetickom poli, kde na základe zakrivenia trajektórie možno určiť hybnosť častíc. Podľa funkcie sa rozdeľujú na

vertexové detektory- slúžia na určenie pozdĺžnej polohy primárneho vertexu. Na tento účel sa používajú detektory na báze kremíka s vysokým priestorovým rozlíšením trajektórie sekundárnych častíc, ich rekonštrukciou možno určiť primárny vertex. Taktiež slúžia na identifikáciu sekundárnych vertexov krátkožijúcich častíc, ako sú mezóny pozostávajúce z *b*, *c*, *s* kvarkov, čo je dôležité pre identifikáciu typu (vône) kvarkov produkovaných v primárnych vertexoch.

dráhové detektory- krátkožijúce častice (mezóny a baryóny pozostávajúce z kvarkov vyšších generácií; hmotné bozóny) sa v sekundárnych vertexoch rozpadajú na stabilnejšie neutrálne alebo nabité častice (π a K -mezóny, protóny, neutróny, elektróny). Dráhové detektory slúžia na rekonštrukciu dráh týchto častíc, za účelom určenia hybností produktov konkrétneho sekundárneho vertexu.

3.2 Kalorimetre

Kalorimeter je blok materiálu, v ktorom incidentná častica odovzdá celú svoju energiu vytvorením spršky menej energetických sekundárnych častíc, následne absorbovaných v jeho objeme. Väčšina energie sa uloží vo forme tepla, istá časť vo forme merateľného signálu (scintilačné svetlo, čerenkovo svetlo, ionizačný náboj). Interakčné procesy v kalorimetroch závisia od typu, energie primárnej častice a od materiálu kalorimetra.

Tvar a veľkosť spršky sekundárnych častíc závisí od typu interakcie častice s materiálom kalorimetra. Sú to buď elektromagnetické interakcie alebo silné interakcie a podľa nich spršky rozdelujeme na elektromagnetické a hadrónové. Elektromagnetické spršky sú tvorené vysokoenergetickými elektrónmi alebo fotónmi. Po dopade primárnej častice spočiatku prevládajú vysokoenergetické procesy zodpovedné za produkciu sekundárnych častíc (pre elektróny- brzdné žiarenie; pre fotóny- produkcia párov), neskôr vystupujú do popredia nízkoenergetické procesy (Comptonov rozptyl, fotoefekt, ionizácia, Coulombov rozptyl) spôsobujúce rozpad a zväčšenie priečneho rozmeru spršky.

Hadrónové spršky sú tvorené vysokoenergetickými mezónmi alebo baryónmi interagujúcimi s jadrami materiálu kalorimetra. Mechanizmus interakcií je oproti EM kaskádám zložitejší, v prvej fáze dochádza k rýchlej ($\approx 10^{-22}$ s) produkcii sekundárnych častíc (zväčša piónov; môžu vzniknúť aj vnútrojadrové kaskády s následnou produkciou rýchlych α -častíc, protónov, neutrónov, prípadne produkty vznikajúce štiepením alebo trieštením). V druhej fáze jadrá deexcitujú postupným vyparovaním neutrónov, protónov alebo α -častíc, prípadne sa rozpadajú štiepením.

Priečny a pozdĺžny rozmer spršky sa udáva v prirodzených jednotkách, ktorou je pre hadrónové spršky **stredná interakčná dráha** λ_{int} ; pre elektromagnetické **radiačná dĺžka** X_0 . Parameter charakterizujúci hadrónovú spršku je niekoľko krát väčší ako radiačná dĺžka pre elektromagnetické spršky. Preto častice interagujúce čisto EM procesmi (elektróny, fotóny) sú úplne

absorbované na menšej dĺžke ako častice interagujúce prostredníctvom silných interakcií.

Keďže kalorimetria je deštrukčná detekčná metóda, kalorimetre sú umiestnené z vonkajšej strany dráhových detektorov. Kalorimetre hrajú kľúčovú úlohu pri meraní energie elektrónov, fotónov, jetov a podľa tvaru spršky možno určiť smer primárnej častice.

Mäkké častice (elektróny, fotóny) sú absorbované v menších EM kalorimetroch, na hadrónové spršky sa používajú väčšie hadrónové kalorimetre, umiestnené za EM kalorimetrami. Energia hadrónov sa získa vhodnou kombináciou odozvy oboch typov kalorimetrov.

Kalorimeter môže celý pozostávať z absorbčného materiálu produkujúceho signál (homogénny kalorimeter), avšak v súčasnosti sa konštruujú kalorimetre tkvz. samplingového typu, čo je kombinácia vrstiev z pasívneho materiálu s vysokým Z (železo, meď, olovo) a aktívneho materiálu s nízkym Z (plastický scintilátor, tekutý argón, a pod.). Merateľný signál sa produkuje len v aktívnej časti, v pasívnej časti dochádza k väčšej absorpcii, čo znižuje pozdĺžny rozmer spršky a tým rapídne klesá hrúbka kalorimetra.

3.3 Miónové detektory

Mióny vďaka svojej veľkej hmotnosti ($m_\mu = 205m_e$) a jednotkovému náboju majú na rozdiel od elektrónov prechodom látkou nepatrné radiačné straty, preto ich dominantnou interakciou v materiáli je ionizácia. V dôsledku malých ionizačných strát, mióny prechádzajú cez všetky detekčné systémy. Pri identifikácii EW rozpadov ťažkých kvarkov sú však nepostrádateľné a preto je snaha identifikovať ich dráhu. K tomu slúžia hlavne proporcionálne komory (RPC) alebo scintilačné miónové detektory umiestnené z vonkajšej strany hadrónových kalorimetrov.

3.4 Detektory na identifikáciu častíc

V magnetickom poli dokážeme odmerať hybnosť nabitej častice, nie však o akú časticu ide. Na identifikáciu typu častice treba poznať aj jej rýchlosť alebo hmotnosť. Na tento účel slúžia detektory založené na báze merania ionizačných strát na jednotku dĺžky, prechodového žiarenia, čerenkovovho žiarenia alebo TOF detektory.

3.4.1 Detektory prechodového žiarenia (TRD)

Používajú sa na separáciu elektrónov a piónov v rozsahu $0.5 \text{ GeV} \leq p \leq 100 \text{ GeV}$. Princíp je založený v emisii žiarenia prechodom nabitej častice cez rozhranie prostredí s rôznymi indexami lomu. Vlastnosti žiarenia závisia od lorentzovho faktora γ ($\theta_{TR} \sim 1/\gamma$; $I \sim \gamma$), preto touto metódou možno identifikovať ultrarelativistické častice v širokej energetickej škále ($\gamma > 1000$), kde ostatné metódy zlyhávajú.

Pretože intenzita žiarenia je aj tak veľmi malá, detektory pozostávajú z niekoľko stoviek dielektrických prechodov, realizovaných tenkými fóliami alebo vláknami, pričom ich vzájomná vzdialenosť je zvolená tak, že výsledné radiačné pole je zosilnené interferenciou žiarenia vznikajúceho v jednotlivých vrstvách. Dôsledkom interferencie je vznik prahového efektu v γ , takže výhodné je použitie na diskrimináciu častíc s rozdielnou hmotnosťou.

V praxi sa využíva röntgenovská oblasť emitovaného žiarenia, v ktorej sa dosahuje omnoho väčšia intenzita ako v optickej oblasti. Spodná hranica spektra detekovaného X žiarenia určuje minimálny faktor γ , kedy môžeme častice touto metódou identifikovať - nad 5 keV je $\gamma_{min} = 1000$, t.j. elektróny nad 0.5 GeV a pióny nad 140 GeV . Rozšírenie metódy pod $\gamma = 1000$ vyžaduje detekciu mäkkšieho spektra X- žiarenia ($1 - 5 \text{ keV}$).

Separácia e/π je založená na meraní celkovej intenzity prechodového žiarenia v rozsahu, kedy pióny možno považovať za podprahové častice. Spektrum žiarenia však vykazuje veľké prekrytie medzi odzvyami oboch častíc, preto metóda je vylepšená počítaním klusterov vznikajúcich pozdĺž trajektórie častice (obr.13). Kombináciou oboch meraní sa znižuje prekrytie odzovov od podprahovej a nadprahovej častice.

Dôležitým faktorom pre účinnosť separácie je dĺžka detektora- čím je detektor dlhší, tým viac vzrastá signál od elektrónov vzhľadom na piónové pozadie. Na účinnú separáciu je potrebná dĺžka niekoľko desiatok centimetrov.

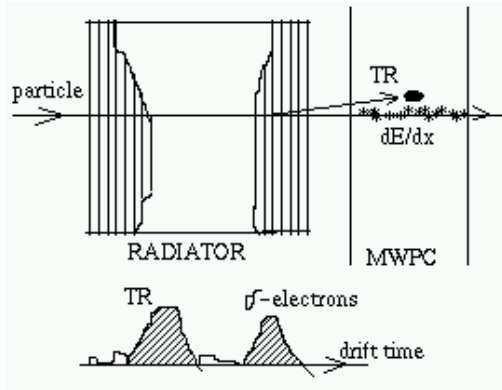
3.4.2 TOF detektory

Detektory tohto typu pracujú na princípe merania času preletu častice medzi dvoma detektormi, vo vzájomnej vzdialenosti L . Časový rozdiel preletu dvoch častíc s hmotnosťami m_1 ; m_2 a hybnosťou p je

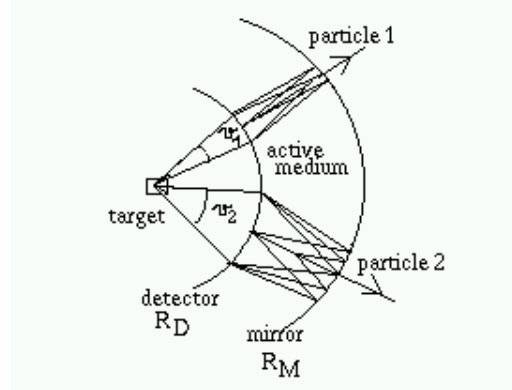
$$\Delta t = L/(\beta_1 c) - L/(\beta_2 c) = (L/c)(\sqrt{1 + m_1^2 c^2/p^2} - \sqrt{1 + m_2^2 c^2/p^2}) \quad (21)$$

TOF detektory sa používajú na separáciu e/π ; π/K ; K/p v oblasti $\sim \text{GeV}$. Použitím scintilačných počítačov možno dosiahnuť rozlíšenie $\sim 100 \text{ ps}$, čo

napríklad pri π/K separácii na úrovni 4σ vyžaduje dĺžku 1 m pri hybnosti 1 GeV/c alebo 4 m pri 2 GeV/c. Voľbou vhodnej geometrie možno však dĺžku redukovať.



Obrázok 13: Princíp detekcie prechodového žiarenia s počítaním ionizačných klasterov pozdĺž trajektórie častice. Signály od TR a klasterov sú časovo posunuté, preto ich možno rozlíšiť



Obrázok 14: Principiálna schéma činnosti RICH detektora.

3.4.3 Čerenkovovské detektory

Čerenkovovo žiarenie vzniká prechodom nabitej častice prostredím, ak jej rýchlosť je väčšia ako fázová rýchlosť svetla v danom prostredí. Svetlo je vyžarované pozdĺž trajektórie častice v smere danom podmienkou $\cos \vartheta_{cer} = 1/\beta n$, kde n je index lomu prostredia a β rýchlosť nabitej častice. Žiarenie je prahový efekt s podmienkou pre $\beta_{tresh} = 1/n$.

V Čerenkovovských detektoroch možno využiť tri vlastnosti žiarenia: existenciu prahu žiarenia; závislosť uhla vyžarovania fotónov od rýchlosti častice alebo závislosť počtu vyžiarených fotónov od rýchlosti častice. Voľbou indexu lomu aktívneho média selektujeme jednu z týchto vlastností pri identifikácii častíc.

Prahové čerenkovovské detektory častice s rovnakou hybnosťou možno vhodným výberom indexu lomu separovať tak, že ľahšie produkujú žiarenie, zatiaľ čo ťažšie nie.

Diferenciálne čerenkovovské detektory využívajú závislosť uhla emisie

žiarenia ϑ_{cer} od rýchlosti častice. Na zlepšenie rozlíšenia možno využiť fokussáciu svetla alebo rôzne geometrické úpravy detektora.

RICH detektory idea detektorov spočíva v meraní uhla a početnosti emitovaných čerenkovovských fotónov. Detektor pozostáva z dvoch guľových plôch (väčšia je odrazová, na menšej je detektor) so stredom v bode interakcie, s aktívnym prostredím umiestneným medzi nimi. Fotóny vznikajúce pozdĺž trajektórie častice sa odrážajú na väčšej guľovej ploche späť do aktívneho prostredia a dopadajú na guľovú plochu s menším polomerom, na povrchu ktorej je umiestnený detektor fotónov. Odozva na detektore má tvar kružnice so stredom v priesečníku dráhy častice s guľou a polomerom daným uhlom emisie žiarenia v aktívnom médiu (čo korešponduje s uhlami $\vartheta_{1,2}$ na obr.14).

3.4.4 Merania ionizačných strát

V intervale $100 \leq \gamma \leq 1000$ nemožno použiť ani jednu z dosiaľ spomenutých metód identifikácie. TOF a čerenkovské detektory pracujú pod a TR detektory nad touto oblasťou.

Využitím javu relativistického vzrastu ionizačných strát energie v oblasti $\beta\gamma \approx 4$ možno častice identifikovať na základe rozdielnej veľkosti dE/dx . Energetické straty v plynch vzrastajú s faktorom približne 1.5, preto metóda vyžaduje veľmi precízne meranie ionizačných strát. V dôsledku Landauovského rozdelenia ionizačných strát, meranie strednej hodnoty dE/dx predlžovaním detektora dostatočne neprispieva k zlepšeniu presnosti. Väčšiu precíznosť sa dosiahne vicnásobným meraním ionizačných strát vo viacero za sebou nasledujúcich tenkých detektoroch a elimináciou chvostu Landauovského spektra. Elimináciu možno uskutočniť tak, že do výpočtu strednej hodnoty dE/dx sa uvažuje len 40 – 60% najmenších hodnôt ionizačných strát získaných z detektorov. Táto metóda redukuje fluktuáciu strednej hodnoty dE/dx a je dostatočne precízna pri identifikácii častíc so známou hybnosťou. Napríklad pri $p = 100 \text{ GeV}$ je pomer strát piónov ku kaónom približne 5%, čo vyžaduje veľmi precízne meranie s niekoľko stovkami detektorov. Viacnásobné meranie ionizačných strát sa uskutočňuje v niektorých typoch plynových detektoroch, napríklad v časovo-projekčnej komore (TPC).

Na záver možno podotknúť, že každá z uvedených identifikačných metód je vhodná v istom rozsahu: TOF detektory pre malé hybnosti, potom čerenkovské detektory, meranie mnohonásobnej ionizácie a pri ultrarelativistických hybnostiach sú to TRD.

4 ciele dizertačnej práce

Cieľ dizertačnej práce sa rozdeľuje do dvoch základných okruhov.

- prvým je štúdium vlastností čerenkovovského detektora vrámci projektu CDF ako konkurenčného návrhu k TOF detektoru pre využitie v B fyzike. Úloha pozostáva v prediskutovaní možnosti použitia detektora pri separácii piónov a kaónov v rozsahu hybností $1 - 5 \text{ GeV}$. Práca pozostáva z nasledujúcich úloh:
 - simulácia čerenkovovského detektora tvaru valcovej vrstvy pracujúceho na diferenciálnom princípe, t.j. založenom na identifikácii častíc podľa tvaru priestorovej odozvy emitovaných fotónov
 - rekonštrukcia simulovanej priestorovej odozvy za účelom stanovenia vlastností detektora danej geometrie
 - hľadanie optimálnych materiálových parametrov (index lomu aktívneho média) a geometrie detektora v snahe získať čo najväčší rozsah hybností, v ktorom detektor dokáže separovať pióny a kaóny.
 - preskúmanie možnosti využitia čerenkovovského detektora založeného na princípe merania počtu emitovaných fotónov resp. detektora pracujúceho v oblasti prahu žiarenia
- druhým bude preverenie možnosti priameho merania náboja top kvarku na detektore ATLAS v CERNe. Úlohou bude:
 - rekonštrukcia procesu $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \gamma t\bar{t}$ pomocou rýchlej simulácie odozvy detektora
 - prediskutovanie možnosti extrakcie skúmaného procesu od pozadia iných procesov

5 Návrhy riešenia vytýčených úloh. Dosiahnuté výsledky.

5.1 Simulácia a rekonštrukcia Čerenkovovského detektora

Použitie čerenkovovského detektora je založené na princípe, že častice s rovnakou hybnosťou a rôznou hmotnosťou majú rôznu rýchlosť, danú vzťahom

$$\beta^2 = \frac{p^2}{p^2 + m^2} \quad (22)$$

od rýchlosti častice závisí

- uhol vyžarovania fotónov od smeru letu primárnej častice
- počet fotónov vznikajúcich pozdĺž trajektórie častice

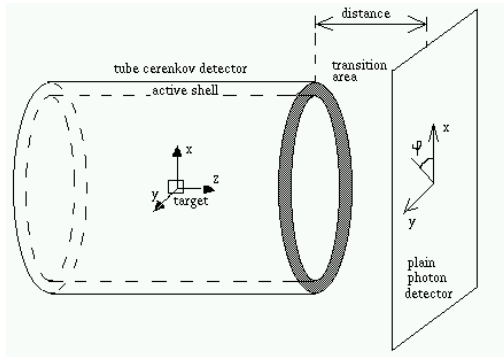
V práci sa budeme zaoberať oboma spôsobmi separácie častíc

5.1.1 Podmienky simulácie

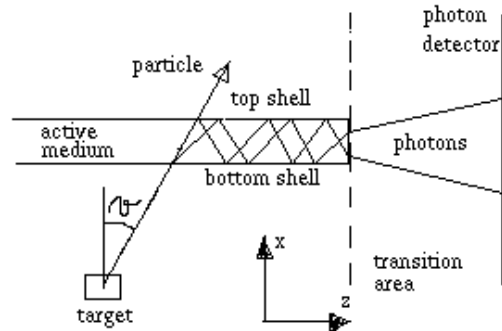
Principiálna schéma simulovaného čerenkovského detektora je znázornená na obrázku 15. Predpokladáme, že uvažovaný detektor je súčasťou detektora CDF-II, v ktorom je preň vymedzená valcová vrstva s aktívnym médium (zdroj Čerenkovského žiarenia) a planárny fotónový detektor. Parametre detektora sú:

- valcová vrstva s vnútorným a vonkajším polomerom 138 *cm* a 142 *cm*
- dĺžka detektora je 3 *m*
- orientácia detektora: paralelná k osi *z*
- aktívne médium: voda (index lomu $n = 1.33$)
- odrazový materiál: kov (valcová vrstva 137.9 – 138 *cm* a 142 – 142.1 *cm*)
- fotónový detektor je umiestnený v definovanej vzdialenosti *x* od valcového detektora

Ďalej predpokladáme, že zdroj častíc je bodový a umiestnený v strede valcovej vrstvy.



Obrázok 15: Schéma simulovaného detektora



Obrázok 16: Princíp činnosti detektora

5.1.2 Princíp činnosti detektora

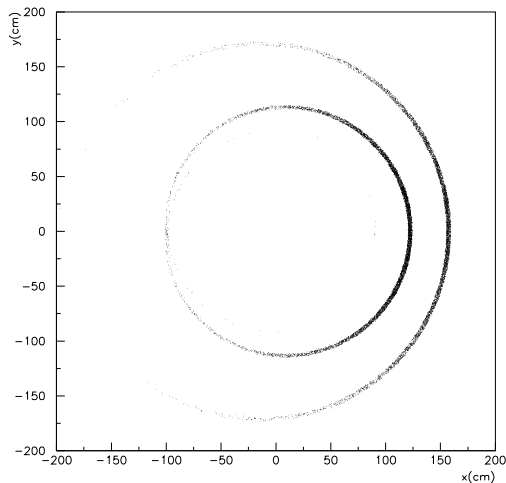
Nabitá častica, pohybujúca sa z miesta vzniku (stred detektora) prechádza aktívnym prostredím valcového detektora, v ktorom vznikajú fotóny čerenkovského žiarenia. Tieto sa po odrazoch na kovových vrstvách (možno využiť aj úplný odraz), ohraničujúcich aktívne médium dostanú na okraj detektora a odtiaľ prechádzajú do prostredia medzi detektormi a dopadajú na planárny fotónový detektor, kde sú zaregistrované (obr.16). Z tvaru odozvy na planárnom detektore sa identifikuje typ častice, ktorá vyvolala žiarenie. Predpokladá sa, že hybnosť inicializačnej častice je známa, získa sa z iných detektorov.

5.1.3 Tvar odozvy žiarenia na rovinnom detektore

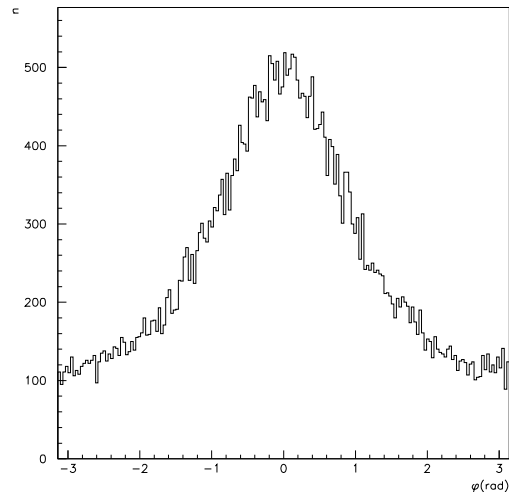
Na nasledujúcich obrázkoch demonštrujeme tvar odozvy detekčného zariadenia, popísaného v predchádzajúcich častiach. Pre ilustráciu, ako incidentná častica je pión, pohybujúci sa zo stredu v smere osi x ($\varphi = 0$) s hybnosťou $1 \text{ GeV}/c$. Priestor medzi detektormi je široký 15 cm a vyplnený vodou.

Na obr.17 je znázornená odozva na planárnom detektore (v rovine XY). Existencia dvoch kruhov je spôsobená tým, že časť fotónov sa odrazí zo spodnej kovovej vrstvy (krúžok s väčším polomerom) a časť z vrchnej vrstvy (krúžok s menším polomerom).

Obrázok 18 ukazuje uhlové rozdelenie počtu dopadajúcich fotónov vzhľadom na smer primárnej častice.



Obrázok 17: Odozva žiarenia na planárnom detektore



Obrázok 18: Uhlové rozdelenie počtu fotónov vzhľadom na smer primárnej častice

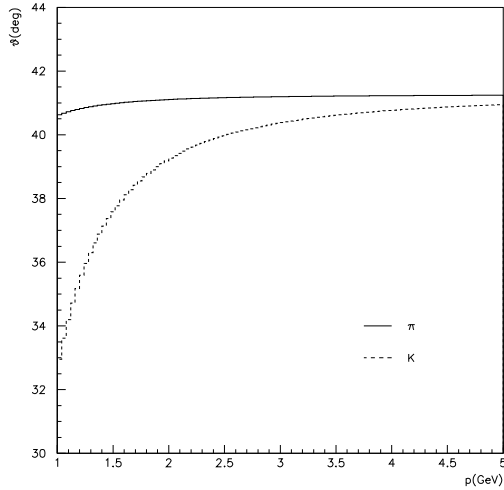
5.1.4 Priestorové rozlíšenie

Poloha a tvar kruhovej odozvy v rovine XY je určená:

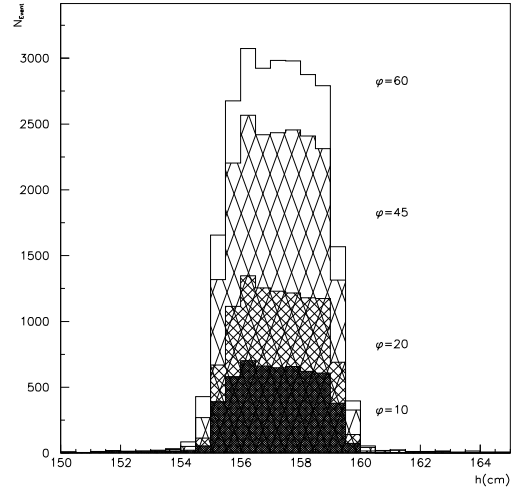
- hybnosťou incidentnej častice
- uhlom Čerenkovskej radiácie
- indexom lomu aktívneho a transportného prostredia
- vzdialenosťou medzi detektormi

Na obrázku 19. je ukázaná závislosť uhla Čerenkovského žiarenia ako funkcia hybnosti piónu a kaónu vo vode. So zväčšujúcou hybnosťou klesá uhlový rozdiel žiarenia oboch častíc, čo korešponduje s ohraňčením maximálnej hybnosti, kedy sú odozvy častíc ešte rozlíšiteľné.

Ďalším faktorom zhoršujúcim rozlíšenie detektora je disperzia svetla v optických materiáloch, t.j. závislosť indexu lomu od vlnovej dĺžky fotónov v optickej oblasti.



Obrázok 19: Uhol emisie žiarenia ako funkcia hybnosti piónov (kaónov)



Obrázok 20: h rozdelenie simulovaných dát pre niektoré hodnoty φ_{max}

5.1.5 Rekonštrukcia odozvy

Odozva žiarenia na rovinnom detektore má zložitý tvar (obr.17), ktorý je daný jednak odrazmi fotónov v aktívnom detektore, jednak prechodom fotónov priestorom medzi oboma detektormi.

Vychádzajúc z tvaru odozvy sme použili zjednodušujúci predpoklad, že fotóny ležia na dvoch kružniciach, každá z nich je daná rovnicou

$$x = x_{\text{mean}} \pm \sqrt{r^2 - (y - y_{\text{mean}})^2} \quad (23)$$

kde veličiny $S[x_{\text{mean}}, y_{\text{mean}}]$ (stred) a r (polomer) kružnice vystupujú ako parametre, charakterizujúce odozvu danej incidentnej častice. Získame ich minimalizáciou cez odozvu získanú simuláciou.

Ak predpokladáme, že poznáme veľkosť polárneho uhla φ smeru incidentnej častice, môžeme v rovine XY zaviesť novú súradnicovú sústavu $O_{x'y'}$, otočenú práve o uhol φ vzhľadom na pôvodnú sústavu O_{xy} (tak, aby smer letu častice korešpondoval s osou x' novej sústavy). Takto dosiahneme symetriu odozvy vzhľadom na os x' a môžeme položiť $y'_{\text{mean}} = 0$. Minimalizáciu odozvy kružnicou (23) v sústave $O_{x'y'}$ dostaneme parametre $S'[x'_{\text{mean}}, 0]$ a r' .

Parameter h definovaný

$$h \equiv x'_{\text{mean}} + r' \quad (24)$$

Tabuľka 1: Faktor κ pre incidentnú časticu s hybnosťou 1 GeV , aktívne a transportné prostredie je voda $n = 1.33$

1.33/1.33	h_{down}	h_{up}	Δh
1GeV	6.58	6.26	7.65

má význam strednej výšky odozvy na osi x' . Každú odozvu môžeme charakterizovať tromi parametrami h :

a) h_{up} pre väčšiu kružnicu

b) h_{down} pre menšiu kružnicu

c) $\Delta h = h_{up} - h_{down}$ vzdialenosť medzi kružnicami

Na obrázku 20 je znázornené h -rozdelenie fotónov tvoriacich väčšiu kružnicu (zodpovedajúcich odozve na obr.17), pričom do distribúcie započítavame dáta, ležiace v kruhovom výseku roviny XY , určenom maximálnym uhlom odklonu od osi x' . Vidíme, že aj keď do h -distribúcie započítavame simulované dáta, ležiace vo väčšom kruhovom výseku, šírka rozdelenia zostáva takmer nezmenená. To značí, že aj dáta ďalej od osi x' ležia na kružnici získanej minimalizáciou a neprispievajú k zhoršeniu presnosti vyhodnocovania.

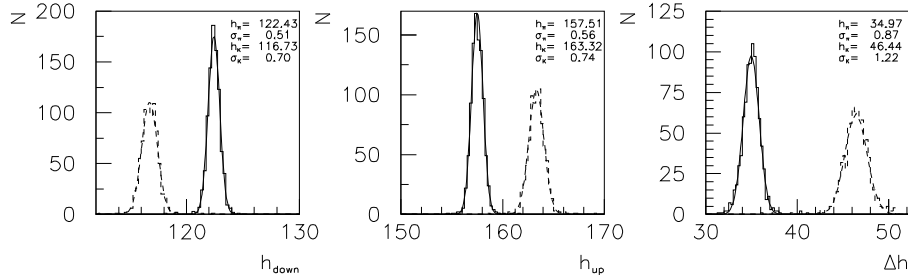
5.1.6 Porovnanie odozviel častíc

Pri vyhodnocovaní odozvy navrhujeme nasledovný postup. Pre každý simulovaný event určíme parametre h_{up} , h_{down} , Δh . Každý z parametrov budeme histogramovať, simuláciou cez určitý počet eventov takto dosiahneme ich strednú hodnotu $\bar{h}$ a štandardnú odchýlku σ .

Ako kritérium rozlíšiteľnosti sme zaviedli parameter κ daný

$$\kappa = \frac{|h_K - h_\pi|}{\sqrt{\sigma_\pi^2 + \sigma_K^2}} \quad (25)$$

kde $\sigma_{K(\pi)}$ sú štandardné odchýlky h -rozdelenia pre kaóny (pióny). Na obrázku 21 sú porovnané parametre h pre obe častice, v prípade: $p = 1 \text{ GeV}$; $\vartheta = 90^\circ$ a $n_2 = 1.33$. Vidíme, že pri týchto podmienkach možno obe častice od seba odlíšiť, pretože distribúcie vo všetkých parametroch h sa takmer neprekrývajú. Ďalej, ak vyjadríme parameter κ vo všetkých troch prípadoch, z tabuľky 1 vidíme, že najlepšie rozlíšenie sa dosahuje v parametri Δh .



Obrázok 21: Porovnanie medzi π (súvislá čiara) a K (prerušovaná čiara) odozvou pri hybnosti $p = 1 \text{ GeV}$, $n_2 = 1.33$ pre parametre h_{up} , h_{down} a Δh

5.1.7 Separácia častíc na základe počtu fotónov

Ďalšou alternatívou ako separovať pióny od kaónov je na základe celkového počtu produkovaných fotónov, ktorých počet je daný vzťahom Tamma-Franka [17]

$$N_{phot} = 0.041d \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{[\beta n(\lambda)]^2} \right) \quad (26)$$

kde d je dĺžka aktívneho detektora a $\lambda_{min(max)}$ minimálna (maximálna) vlnová dĺžka pozorovaného svetla. Existencia žiarenia je určená podmienkou $\beta n \geq 1$.

5.1.8 Prahový detektor

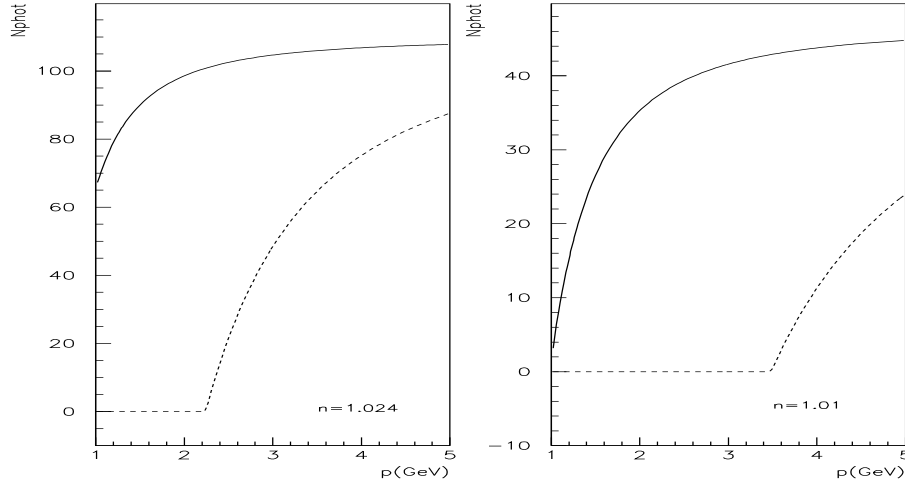
Pretože kaóny majú pri rovnakej hybnosti menšiu rýchlosť, je možné vybrať taký index lomu aktívneho prostredia, v ktorom pióny produkujú žiarenia, zatiaľ čo kaóny nie. Podmienky pre médiá sú

- index lomu, kedy pión produkuje žiarenie

$$n_{min}^2 \geq 1 + \frac{m_\pi^2}{p_{min}^2} \quad (27)$$

- hraničná hybnosť, kedy kaóny neprodukujú žiarenie (pri danom n)

$$p_{bound}^2 \leq \frac{m_K^2}{n^2 - 1} \quad (28)$$



Obrázok 22: Počet generovaných fotónov ako funkcia hybnosti piónov (súvislá čiara) a kaónov (prerušovaná čiara). Index lomu aktívneho média je $n = 1.024$ (vľavo) ; $n = 1.01$ (vpravo)

Maximálny rozsah hybností, kedy sú splnené obe podmienky je

$$p_{bound} \leq \alpha p_{min} \quad (29)$$

kde $\alpha = \frac{m_K}{m_\pi} = 3.6$

Ak predpokladáme, že $p_{min} = 1 GeV$, potom $p_{bound} = 3.6 GeV$

Ak chceme zväčšiť rozsah hybností na separáciu, môžeme na identifikáciu využiť aj oblasť mierne nad prahom, kedy intenzita žiarenia prudko závisí od hybností. Takto sa rozsah hybností rozdelí na dve časti - v prvom detektor bude pracovať ako prahový detektor; v druhom na základe rozdielného počtu detekovaných fotónov.

Na obrázku 22 je ukázaný celkový počet vyžiarených fotónov ako funkcia hybností piónov a kaónov pre dve médiá s rozdielnym indexom lomu. Použitím média s vyšším indexom lomu zmenšíme rozsah hybností, kedy detektor pracuje ako prahový- v tomto prípade pri vysokých hybnostiach sa nachádzame ďaleko od prahu a klesá tu rozdiel medzi počtom generovaných fotónov. Druhé médium (nižší index lomu) má naopak väčší prahový rozsah a nad prahom väčší rozdiel medzi počtom fotónov, produkovaných oboma časticami. Avšak celkový počet fotónov je v tomto prípade nižší.

5.2 Priama rekonštrukcia náboja top kvarku

Veľkosť náboja top kvarku ¹ je možné určiť cez rozpad $t \rightarrow bW$ meraním náboja b -jetov a W bozónu (nepriame určenie náboja). Hoci sa náboj b -jetov môže ľahko odmerať pomocou semileptónových rozpadov ($b \rightarrow l^-$), v dôsledku prítomnosti $B - \bar{B}$ zmiešavania nie je náboj b -jetov dobre definovaný.

Druhou možnosťou je určenie náboja top kvarku, prostredníctvom merania účinného prierezu elektromagnetickej emisie fotónu (priame meranie náboja):

$$pp \rightarrow t\bar{t}\gamma \quad t \rightarrow Wb \quad (30)$$

pričom účinný prierez takéhoto procesu je úmerný Q_{top}^2 .

5.2.1 módy rozpadu top kvarku

Top kvark sa prioritne rozpadá na $t \rightarrow bW$. Spôsoby rekonštrukcie závisia od rozpadu W bozónu. Približne 65.5% $t\bar{t}$ eventov sa rozpadá silno do jetov ($W \rightarrow jj$) alebo do τ -jetov ($W \rightarrow \tau\nu$). Tieto eventy sa však ťažko extrahujú od pozadia. Výhodnejší je rozpad W bozónu na leptóny ($W \rightarrow e\nu$; $W \rightarrow \mu\nu$), ktorý zodpovedá asi 34.5% eventov. Podľa toho, či sa na leptóny rozpadne jeden alebo oba W bozóny, v leptónové rozpady majú ďalšie dva módy- jednoleptónový a dvojleptónový rozpad.

Budeme sa zaoberať rekonštrukciou týchto rozpadových módov:

a) jednoleptónový rozpad + jety ($\approx 29.6\%$)

$$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow t\bar{t}\gamma \rightarrow WbW\bar{b}\gamma \rightarrow (l\nu)(jj)b\bar{b}\gamma \quad (31)$$

b) dvojleptónový rozpad + jety ($\approx 4.9\%$)

$$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow t\bar{t}\gamma \rightarrow WbW\bar{b}\gamma \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}\gamma \quad (32)$$

c) rozpad na jety ($\approx 65.5\%$)

$$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow t\bar{t}\gamma \rightarrow WbW\bar{b}\gamma \rightarrow (jj)(jj)b\bar{b}\gamma \quad (33)$$

5.2.2 Rekonštrukcia odozvy detektora

K rekonštrukcii účinného prierezu procesu (30) použijeme program *ATLFAST*, ktorý slúži na rýchlu simuláciu odozvy detektora Atlas. Program zahŕňa:

¹v súčasnosti sa predpokladá $Q_{top} = 2/3$, do úvahy však prichádzajú aj $Q_{top} = 1/3$ alebo $Q_{top} = 4/3$

- rekonštrukciu jetov v kalorimetroch
- rozmazanie energie a hybnosti izolovaných leptónov a γ (dané rozlíšením detektorov)
- určenie chýbajúcej priečnej energie (energie v neutrínach),
- efekty v magnetickom poli
- b -tagging, c -tagging, τ -tagging (rekonštrukcia b , c , τ jetov)

Vstup programu budú tvoriť častice produkované generátorom interakcií (PYTHIA).

Referencie

- [1] K.T. Pitts, *Electroweak and B-physics Results from the Fermilab Tevatron Collider*, Fermilab-Conf-00-347-E (2000).
- [2] E.H. Thorndike, *Bottom Quark Physics Past, Present, Future.*, Talk given at 'Symposium on Probing Luminous and Dark Matter honoring Adrian Melissinos', Rochester, October 1999.
- [3] Ch. Paus for the CDF Collaboration, *B Physics at CDF* Fermilab-Conf-00/235-E, October 2000.
- [4] A. Nitta *CP Violation in B&K system*, OCHA-PP-7, July 1990.
- [5] P.J. Franzini, *$B\bar{B}$ mixing: A Review of Recent Progress*, CERN-TH-5083, June 1998.
- [6] Proceeding of the Workshop on Standard Model Physics at the LHC, Geneva 2000, G. Altarelli and M.L. Mangano editors, report CERN 2000-004.
- [7] A. Fridman, *Mixing and CP Violation in the B-system*, CERN-EP/88-123, September 1988.
- [8] The CDF II Collaboration, *The CDF II Detector Technical Design Report*, Fermilab-Pub-96/390-E (1996).
- [9] T. Ferbel, *Experimental Techniques in High-Energy Nuclear and Particle Physics*, World Scientific, Publishing Co. Pte. Ltd., Sigapore (1991).
- [10] Ch. Quigg, *Top-ology*, Fermilab-Pub-97/091-T, April 1997.
- [11] B. Abbot et. al., *Direct Measurement of the Top Quark Mass at D0*, Fermilab-Pub-98/031-E, January 1998.
- [12] J. Pumplin, *Jet Algorithmus and Top Quark Mass Measurement*, MSU-HEP-60605, November 1996.
- [13] D.P. Roy, *The Top Story*, talks given at 'The Seminar on Recent Advances in Theoretical Physics', Hyderabad, April 1995.
- [14] A. Menzione, *Top Quark Physics*, INFN PI/AE 95/08, October 1995.
- [15] B. Lampe, *Top Quark Physics - a Popular Review*, MPI-PhT/95-??, December 1995.

- [16] S. Willenbrock, *Studying the Top Quark*, University of Illinois, Urbana.
- [17] L.D. Landau, E.M. Lifšhits, *Electrodynamics of solid media*, Gostechizdat, Moscow (1957) (in russian).