

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Rybář Martin

Paleta jetů

Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Jiří Dolejší, CSc.

Studijní program: Obecná fyzika

2007

Rád bych touto cestou poděkoval svému vedoucímu RNDr. Jiřímu Dolejšimu, CSc. za jeho trpělivé vedení a podnětné připomínky k mé práci. Dále bych rád poděkoval Mgr. Martinu Spoustovi za pomoc s řešením problémů se simulačním programem. Nakonec bych chtěl poděkovat rodičům za celkovou podporu a zázemí během celého studia.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Praze, 8. července 2007

Martin Rybář

Obsah

Úvod	5
1 Teoretický úvod	7
1.1 Kinematika hadronových srážek	7
1.2 Jety na partonové úrovni	9
1.2.1 Kvarky a partony	9
1.2.2 Silná interakce a její vlastnosti	10
1.2.3 Vznik jetů	11
1.2.4 Fragmentace	13
1.2.5 Účinný průřez	13
1.3 Jety na částicové úrovni	14
1.3.1 Definice jetu	14
1.3.2 Kuželový algoritmus	15
1.3.3 Problémy kuželového algoritmu	16
1.3.4 Struktura jetu	17
2 Simulace	20
2.1 Monte Carlo generátory událostí	20
2.2 Pythia	20
2.3 Struktura simulačního programu	21
3 Výsledky simulací	23
4 Srovnání simulací a experimentu	32
5 Závěr	33
Literatura	34
Příloha A	35

Název práce: Paleta jetů
Autor: Rybář Martin
Katedra (ústav): Ústav částicové a jaderné fyziky
Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Jiří Dolejší, CSc.
e-mail vedoucího: Jiri.Dolejsi@mff.cuni.cz

Abstrakt: Práce ve své řešersní části seznamuje s partonovým modelem a teorií silné interakce, jež jsou úzce spjaty s teorií vzniku jetů a jejich vlastnostmi. Součástí této práce jsou simulace proton-antiprotonových srážek, při kterých dochází ke vzniku částicových jetů a které jsou studovány na urychlovači Tevatron ve Fermilabu v USA. Máme tedy možnost srovnání experimentálních výsledků a simulací. Pro účel analýzy byl napsán program v prostředí ROOT, v němž se generuje srážka pomocí generátoru událostí Pythia. Pomocí tohoto programu byly nagenеровány jety z různých partonů o různých příčných energiích a porovnány jejich vlastnosti.

Klíčová slova: jet, Pythia, hadron, parton, kvark, gluon

Title: The Jet Palette
Author: Rybář Martin
Department: Institute of Particle and Nuclear Physics
Supervisor: RNDr. Jiří Dolejší, CSc.
Supervisor's e-mail address: Jiri.Dolejsi@mff.cuni.cz

Abstract: This work in its review part presents the quark-parton model and a short introduction to the theory of strong interaction that are closely connected with jet production and its features. Simulations of the proton-antiproton collision, which are studied at the particle accelerator Tevatron at the Fermi National Accelerator Laboratory in USA and which copiously produce jets, make up the main part of this work. So we have the possibility to compare experimental results with theoretical assumptions that are the nature of the simulations. My program for jet analysis was written in the programming environment ROOT and the collision is modeled by the event generator Pythia. By the using of this program, jets from various kinds of partons with different transverse energy were generated and their characteristics compared.

Keywords: jet, Pythia, hadron, parton, quark, gluon

Úvod

Při tvrdých a hluboce nepružných srážkách subatomárních částic, jako jsou protony a elektrony, na urychlovačích vzniká velké množství částic. Tyto částice však zpravidla nevyletují z místa srážky izotropně, ale jsou často kolimovány do úzkých svazků – jetů. Ačkoliv jsou dnes jety měřeny výhradně na urychlovačích částic, byly poprvé pozorovány při detekci kosmického záření v roce 1958.

Jety vznikají hadronizací partonů o velké příčné hybnosti ze srážky, obsahují převážně hadrony, ale také jejich druhotné rozpadové produkty, více viz kapitola 1.2.3. Definovat jet není jednoduché, protože existuje více možných definic viz kapitola 1.3.1 a jejich optimalizace je předmětem četných studií. Parametry jetu jako jsou např. osa jetu, energie a její rozložení, částicové složení atd. měříme pomocí komplexních experimentálních zařízení. Takto zjištěné parametry nám poskytují informace o partonech, ze kterých jety vznikly a o procesu přeměny partonu na hadrony – tzv. hadronizaci. Experimentální výsledky se pak používají pro prověřování platnosti teoretických představ, především kvantové chromodynamiky.

Studia jetů se již začalo využívat při zkoumání relativistických srážek těžkých iontů, kdy vzniká komplikované prostředí jaderné hmoty a pravděpodobně tzv. kvark-gluonové plasma. Pokud partony prolétají a hadronizují v tomto prostředí, mohou vliv tohoto prostředí pocítit. V experimentech na urychlovači RHIC se ukazuje, že v případě dostatečně centrálních jaderných srážek dochází k vymizení jetu, který odpovídá partonu prolétajícímu skrze větší část kolizní zóny, a registrovány jsou pouze jety odpovídající partonu z jejího povrchu. Rozdílné parametry jetů vzniklých z partonů, které procházejí kvark-gluonovým plazmatem, a jetů vzniklých při hadronových srážkách nám dávají informace o tomto prostředí.

V první kapitole této práce se čtenář seznámí se základními pojmy z teorie jetů, v další kapitole je popsána simulační metoda a v poslední části jsou zobrazeny vygenerované jety z různých partonů při různých příčných hybnostech a porovnány jejich vlastnosti. V této práci se zabývám pouze jety vzniklými při hadronových srážkách.

Znalosti výsledků simulací jsou předpokladem k přípravě nových experimentů (v dohledu je spuštění urychlovače LHC v roce 2008) a posléze k vyhodnocování experimentálních dat.

Při psaní této práce vzniknul problém kvůli neexistenci českých ekviva-

lentů slov při překladu z anglického jazyka. Doslovný překlad nevyjadřuje plnou podstatu popisovaných jevů, proto byla navržena následující terminologie: *jet shape* překládáme jako *distribuční funkce energie v jetu* a *cone algorithmus* byl nahrazen termínem *kuželový algoritmus*.

Kapitola 1

Teoretický úvod

1.1 Kinematika hadronových srážek

Ve fyzice vysokých energií je vhodné pro popis směru, kterým částice z místa srážky vylétá, zavést místo polárního úhlu θ , viz obr. 1.1, nové kinematické proměnné, rapiditu a pseudorapiditu. Jejich užití umožňuje velmi jednoduchý převod z jedné souřadné soustavy do druhé. Rapidita částice y je definována:

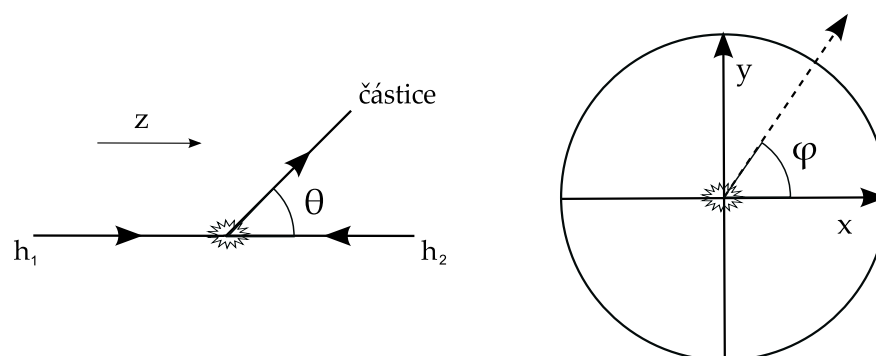
$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right), \quad (1.1)$$

kde E je energie částice, p_z hybnost částice ve směru svazku a β rychlost částice. Ve všech vztazích je použita konvence $c = 1$.

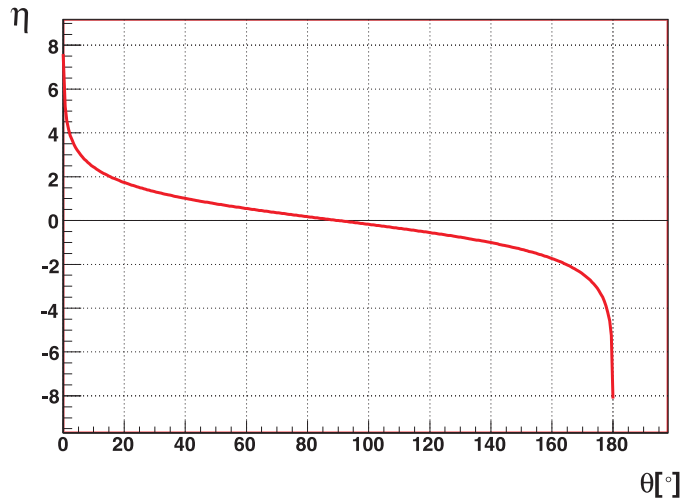
Provedeme-li vysokoenergetickou limitu vztahu (1.1) $\beta \rightarrow 1$ nebo $m \rightarrow 0$, definujeme pseudorapiditu η :

$$y \xrightarrow{\beta \rightarrow 1} \eta \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = -\ln [\tan (\theta/2)]. \quad (1.2)$$

Pseudorapidita závisí pouze na polárním úhlu a ne na energii částice a je lichá v polárním úhlu $\theta = 90^\circ$, viz obr. 1.2. Vysokoenergetické částice produ-



Obrázek 1.1: Hadronová srážka



Obrázek 1.2: Závislost pseudorapidity na polárním úhlu

kované ve srážkách tedy často nepopisujeme polárním úhlem θ a azimutem ϕ , ale pseudorapiditou η a azimutem ϕ .

Známe-li tři komponenty hybnosti p_x , p_y a p_z , kde směr osy z leží ve směru svazku, pak pro celkovou energii a hybnost E a p , příčnou energii E_T a příčnou hybnost p_T platí následující vztahy:

$$p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}, \quad (1.3)$$

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (1.4)$$

$$E = \sqrt{m^2 + p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} = \sqrt{m^2 + p^2}, \quad (1.5)$$

$$E_T = E \cos \theta. \quad (1.6)$$

Pomocí výše uvedených vztahů můžeme dále spočítat polární úhel a azimut:

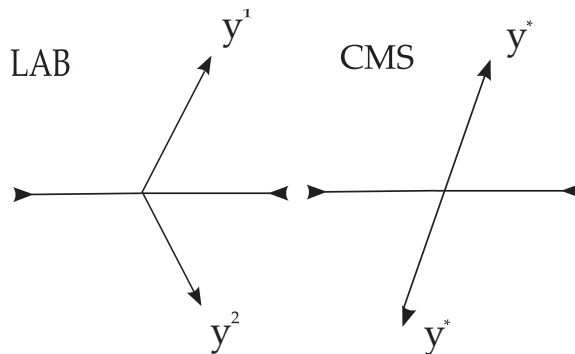
$$\theta = \arctan \frac{p_T}{p_z}, \quad (1.7)$$

$$\phi = \arccos \frac{p_x}{p_T}, \quad (1.8)$$

pomocí nichž dále vypočteme užitím 1.1 a 1.2 rapiditu a pseudorapiditu. V experimentu se relativně snadno určí pseudorapidita (závislá jen na úhlu θ), zatímco nezávislé měření E a p_z , resp. identifikace částic, je daleko obtížnější a často nedostupné.

Mám-li srážku popsanou dle obr. 1.3 vlevo v laboratorní soustavě, můžeme přejít do těžišťové soustavy, viz obr. 1.3 vpravo pomocí vztahu:

$$y = y^* + \tanh^{-1} \beta_{CMS} \quad (1.9)$$



Obrázek 1.3: CMS a LAB systém

1.2 Jety na partonové úrovni

1.2.1 Kvarky a partony

V průběhu 60. let se fyzikové pokoušeli vysvětlit podstatu silné interakce a chování silně interagujících částic (hadronů) pomocí různých modelů. Tyto snahy vyústily v kvarkový model, podle kterého byly hadrony tvořeny z trojice kvarků a trojice antikvarků. Velkým úspěchem tohoto modelu bylo zavedení systematiky do tehdy velkého počtu částic a na jejím základě objevení několika dalších. Úspěšnost tohoto modelu vedla k intenzívním snahám nalézt jednotlivé kvarky experimentálně, nicméně ani na urychlovačích, ani v kosmickém záření nebyly žádné částice, které by svými vlastnostmi odpovídaly kvarkům, nalezeny. Až v roce 1969 bylo na lineárním urychlovači SLAC ve Stanfordu v rozptylových experimentech elektronu na protonech potvrzeno, že se protony skutečně skládají z elementárnějších komponent. Při takovýchto hluboce nepružných rozptylech se nukleon nechoval jako kompaktní částice s rovnoměrným rozložením náboje, ale jako shluk bodových částic, které obsahují všechny elektrický náboj a energii. Tyto částice uvnitř protonů R. Feynman nazval partony. Přímému ztotožnění kvarků a partonů však bránil rozpor – na jedné straně se při experimentech partony v nukleonech chovaly jako volné, na druhé straně kvarky jsou tak silně vázány, že je nelze z nukleonů uvolnit. Vysvětlení tohoto rozporu zajistila až nová teorie silné interakce, které kvarky podléhají – kvantová chromodynamika (dále v textu QCD z anglického Quantum Chromodynamics), viz kap. 1.2.2. V jednoduchém kvarkovém modelu je kvark částice ovlivněná všemi čtyřmi základními interakcemi. Jde o fermion s třetinovým nábojem v jednotkách e . Postupně bylo objeveno šest druhů kvarků, tzv. vůní. Kromě vůně se zavádí několik dalších kvantových čísel viz tabulka 1.1, kde I_3 je komponenta izospinu, S podivnost (strange), C půvab (charm), B krása (beauty nebo také bottomness) a T pravda (truth nebo také topness). Každý kvark nese navíc jednu ze tří barev (červená, zelená, modrá). Antikvarky mají kvantová čísla stejná co do velikosti, ale s opačným znaménkem [6]. Částice skláda-

Kvark	Hmota [GeV/c^2]	Spin	Parita	Náboj	Další kvantové číslo
u	0,003	1/2	+1	2/3	$I_3 = 1/2$
d	0,006	1/2	+1	-1/3	$I_3 = 1/2$
s	0,1	1/2	+1	-1/3	$S = -1$
c	1,3	1/2	+1	2/3	$C = 1$
b	4,3	1/2	+1	-1/3	$B = -1$
t	175	1/2	+1	2/3	$T = 1$

Tabulka 1.1: Kvarky [11]

jící se z kvarků nazýváme hadrony. Dělíme je na mezony složené z kvark-antikvarkového páru a na baryony složené ze tří kvarků. Tyto tzv. valenční kvarky určují kvantová čísla výsledných hadronů. Hadrony však obsahují ještě neurčitý počet virtuálních kvarků, antikvarků a gluonů a celá problematika je tak mnohem složitější – na úplný popis hadronů i jejich interakcí aspiruje QCD.

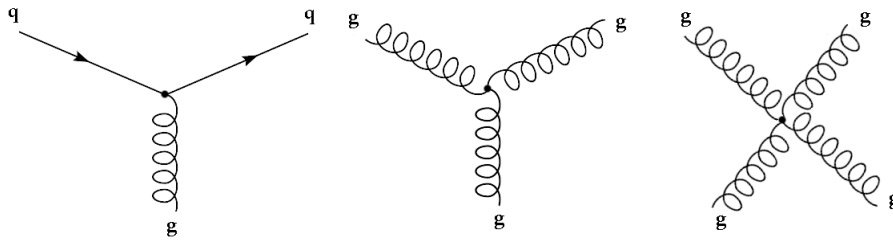
1.2.2 Silná interakce a její vlastnosti

Silná interakce je fundamentální síla působící mezi „barevně“ nabitými částicemi. Teorie pole pro silnou interakci je formulována na základě neabelovských (nekomutativních) kalibračních symetrií s „barevnou“ lokální symetrií $SU(3)$ a je nazvána QCD [7]. Intermediální částicí silné interakce je nehmotný vektorový boson se spinem 1 nazvaný gluon g , který narozdíl od fotonu (zprostředkovávajícího elektromagnetickou interakci v kvantové elektrodynamice), který má nulový náboj, nese náboj „barevný“ a silná interakce tak působí mezi kvarky, antikvarky i gluony. Symetrie interakce je popsána komplexní unitární maticí 3×3 , která je složena z 18 reálných a imaginárních prvků. Podmínka unitarity představuje devět rovnic a podmínka jedničkového determinantu jednu rovnici. Dostáváme osm volných parametrů, kterým odpovídá osm gluonů [8][9].

Síla silné interakce je charakterizována bezrozměrnou vazbovou konstantou α_s . Vazbová konstanta silné interakce je obdobou konstanty jemné struktury α v elektromagnetické teorii. Při experimentálních měřeních bylo zjištěno, že vazbová konstanta závisí na Q^2 . Tento fakt lze v prvním přiblížení (v tzv. aproximaci vedoucích logaritmů) vyjádřit pomocí vztahu:

$$\alpha_s = \frac{1}{\beta \ln \frac{Q^2}{\Lambda}}, \quad (1.10)$$

kde β_0 je konstanta spočtená pány Wilczekem, Grossem a Politzerem [24] a Λ je škálovací konstanta. Vidíme, že vazbová konstanta závisí na kvadrátu předané hybnosti Q^2 v procesu. Z průběhu vazbové konstanty vyplývají dva velmi důležité výsledky, které objasňují zdánlivý rozpor uvedený v předchozí kapitole.

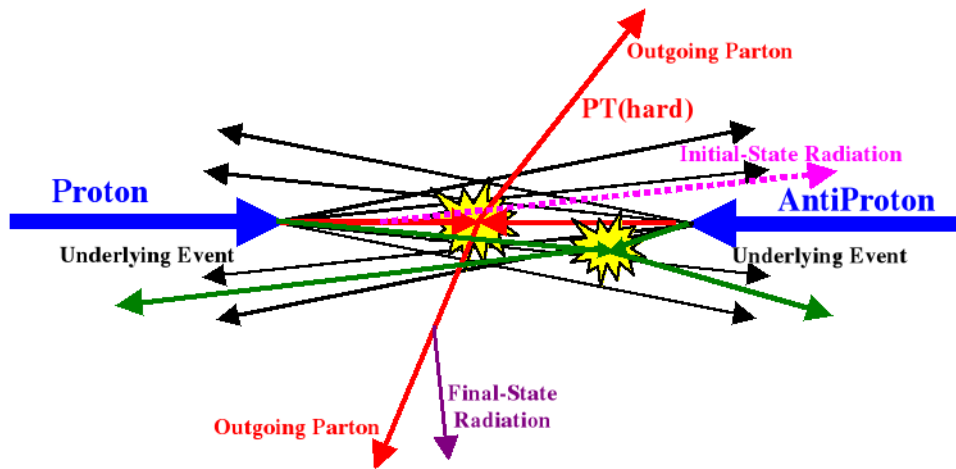


Obrázek 1.4: Základní vrcholy v QCD [13]

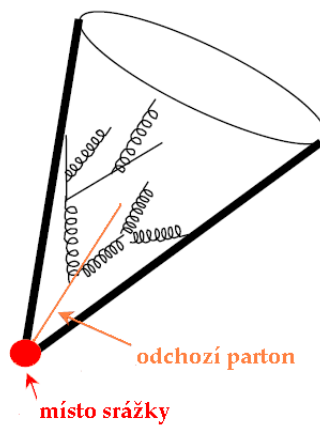
- **asymptotická volnost** – Pro velká Q^2 , což odpovídá velkým hybnostem při tvrdých srážkách, je vazbová konstanta tak malá, že můžeme k výpočtům v oblasti dostatečně velkých předaných impulsů přistupovat poruchově a použít aparát poruchové kvantové teorie pole – Feynmanovy diagramy viz obr. 1.4. V limitě $Q^2 \rightarrow \infty$ se kvarky chovají jako volné částice.
- **barevné uvěznění** – Pro malá Q^2 (což odpovídá například základnímu stavu partonů v hadronech) roste vazbová konstanta nad všechny meze. Podle této teorie jsou barevně nabitě kvarky a gluony uvězněny v bezbarvých hadronech. Toto uvěznění je důsledkem mnohonásobné výměny gluonů mezi barevně nabitými kvarky i gluony samotnými. Pro popis v této energetické oblasti nemůžeme použít poruchovou teorii a musíme použít jiné techniky – více viz [10] a [12]. Podrobnější popis QCD přesahuje rámec této práce, další prohloubení znalostí lze získat např. v [14].

1.2.3 Vznik jetů

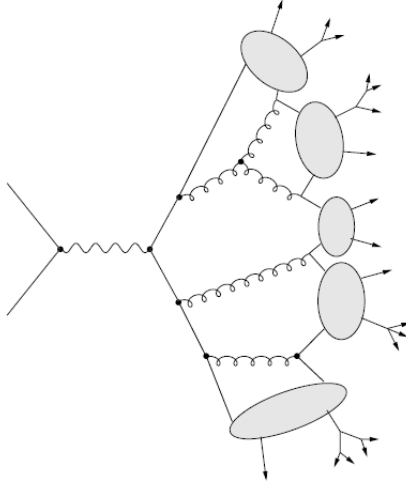
Při vysoce energetických hluboce nepružných hadronových srážkách viz obr. 1.5 může dojít k procesu, při kterém vzniknou partony o velké příčné hybnosti pohybující se v opačných směrech. Tyto partony se po malou dobu pohybují prakticky volně (viz asymptotická volnost v kapitole 1.2.2). Z předchozí kapitoly však víme, že díky „uvěznění“ neexistují volné kvarky a že s rostoucí vzdáleností síly mezi partony začnou prudce narůstat: zvětšuje se energie gluonového pole mezi partony, ze které se nakonec produkují kvark–antikvarkové páry, viz obr. 1.6. Tomuto procesu se říká fragmentace nebo také hadronizace – většina kinetické energie původního partonu se přeměňuje v klidovou energii (hmotnost) hadronů. Ve směru letu původních partonů tedy vznikají úzké kolimované svazky částic – jety. Celková energie jetů a její rozložení kolem osy jetu odpovídá energii a druhu partonu, ze kterého vznikly.



Obrázek 1.5: Proton-antiprotonová srážka. Initial (ISR) resp. final (FSR) state radiation odpovídá vyzáření gluonu partony před vlastní interakcí resp. po interakci ale před fragmentací. Převzato z [15]



Obrázek 1.6: Jet na partonové úrovni. Převzato z [16]



Obrázek 1.7: Strunový model fragmentace. Převzato z [17]

1.2.4 Fragmentace

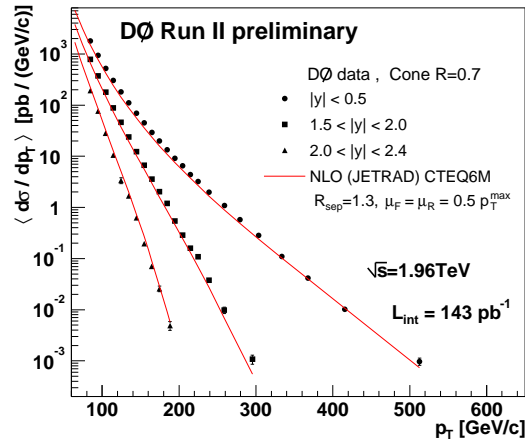
Proces fragmentace není v současné době ještě zcela popsitelný z „prvních principů QCD“ a musíme se proto uchýlit k modelům. Existují dva hlavní modely, strunový a klastrový model. V této práci se omezíme jen na zevrubný popis strunového modelu, který je použit v generátoru Pythia využívaného při simulacích v této práci, viz kap. 2.2. Klastrový model spolu s podrobnějším popisem strunového modelu může čtenář nalézt v [17].

Dle [3] [17] je strunový model založen na dynamice strun, které představují barevné pole mezi kvarky, antikvarky a gluony. Můžeme si představit, že partony jsou spojeny jakýmsi gluonovými trubicemi. Jakmile se partony od sebe vzdalují, zvětšuje se energie barevného pole a při dostatečně velkém „napětí“ se struna přetrhne a vytvoří se kvark-antikvarkový pár. Tento proces se opakuje i v nově vytvořených strunách dokud je dostatek energie pro vytvoření kvark-antikvarkového páru, viz obr. 1.7. Tvoří se tedy bezbarvé hadrony, jejichž strukturu můžeme popsat jako skupinu kvarků a antikvarků navzájem spojených strunami délky přibližně 1 fm (rozměr hadronů).

1.2.5 Účinný průřez

Pravděpodobnost vzniku jetu je určena účinným průřezem. Teorie účinného průřezu pro jety je velice složitá, teoretické výpočty se provádějí pomocí poruchové QCD. Při srážce může vzniknout různý počet jetů a účinné průřezy pro jednotlivé počty se liší. Jako příklad uvádíme účinný průřez definovaný v prvním řádu poruchové teorie pro nejobvyklejší situaci, vznik dvou jetů [18]:

$$\frac{d^3\sigma}{dE^T d\eta^1 d\eta^2} = \frac{1}{8\pi} \sum x_i f_i^1(x_i, Q^2) x_j f_j^1(x_j, Q^2) \frac{\alpha_s^2(Q^2)}{E_T^3} \frac{|M_{ij}(\eta^*)|^2}{\cosh^4 \eta^*}, \quad (1.11)$$



Obrázek 1.8: Závislost účinného průřezu na rapiditě a příčné hybnosti. Převzato z [20]

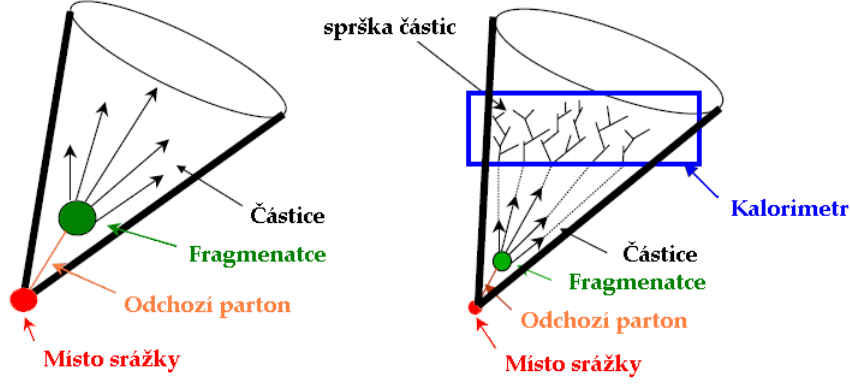
kde $f_j^a(x_2, Q^2)$ je partonová distribuční funkce (PDF), která popisuje hustotu pravděpodobnosti nalezení partonu j ($j = q, \bar{q}, g$) se zlomkem hybnosti x_a^1 vstupujícího hadronu a , M_{ij} jsou maticové elementy pro $ij \rightarrow 2$ partony, viz tabulka v [18] a QCD subprocessy v [19]. Výše uvedeným vztahem demonstrujeme důležitost měření účinného průřezu, neboť jeho přesná znalost je předpokladem k určení velikosti vazbové konstanty, ověřování úspěšnosti poruchové QCD a měření PDF, která popisuje strukturu hadronu, a v neposlední řadě pro hledání nových jevů. Experimentálně se účinný průřez měří „prostým počítáním“ událostí určitého typu, netriviální je ovšem určení luminosity a efektivity triggeru. Závislost účinného průřezu na směru osy jetu (rapiditě) a příčné energii získaného na experimentu D0 je na obr. 1.8, L je integrální luminosita.

1.3 Jety na částicové úrovni

1.3.1 Definice jetu

Jetem na částicové úrovni rozumíme jet po fragmentaci viz obr. 1.9. Na této úrovni již máme částice, které můžeme detekovat v detektorech, ať už v dráhových detektorech nebo kalorimetrech (hadronových a elektromagnetických). V těchto detektorech se rozvíjí hadronová resp. elektromagnetická sprška – jet na detektorové úrovni. Všechny algoritmy hledající jety uvedené v [1] definují energii E , příčnou energii E_T a osu jetu v prostoru pseudora-

¹ $x_a = \frac{p_{parton}}{p_{hadron}}$



Obrázek 1.9: Jet na částicové úrovni. Převzato z [16]

pidity η_{jet} resp. azimutu ϕ_{jet} pomocí částic v jetu obsažených jako:

$$E_{jet} = \sum_{i \in jet} E_i, \quad (1.12)$$

$$E_{Tjet} = \sum_{i \in jet} E_{Ti}, \quad (1.13)$$

$$\eta_{jet} = \sum_{i \in jet} E_{Ti} \eta_i / E_{Tjet}, \quad (1.14)$$

$$\phi_{jet} = \sum_{i \in jet} E_{Ti} \phi_i / E_{Tjet}, \quad (1.15)$$

kde sumace probíhá přes všechny částice v jetu a veličiny indexované i jsou parametry jednotlivých částic. Dále definujeme v prostoru azimutu a pseudo-rapidity Lorentzovsky invariantní úhel (poloměr) mezi dvěma objekty vzta-
hem:

$$R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}. \quad (1.16)$$

1.3.2 Kuželový algoritmus

Úkolem jetových algoritmů je rozhodnout, které částice ze seznamu částic produkovaných ve srážce do jetu patří a dle vztahů 1.13 – 1.15 určit parametry jetu. Existuje několik typů algoritmů, mezi nejpoužívanější patří k_T a kuželový algoritmus, kterým se v této práci budeme dále podrobněji zabývat a jehož modifikaci používáme pro program, jenž je také úkolem této bakalářské práce, viz kapitola 2.3. Výše zmíněné základní typy algoritmů bývají pro lepší výsledky modifikovány a každý experiment používá svou vlastní variantu.

Kuželový algoritmus, jak název napovídá, je založen na iteraci kužele o poloměru R , kde částice uvnitř tvoří hledaný jet. Částice jsou do jetu seskupovány podle následujících kroků ² viz [1]:

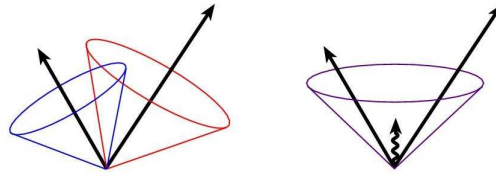
²Tento algoritmus je použit na experimentu $D\emptyset$

1. Částice prochází segmentovaným kalorimetrem o velikostech buněk $\delta_0 \times \delta_0$ v úhlech $\eta \times \phi$.
2. Každou buňku kalorimetru, která má energii větší než zvolený práh E_0 , označíme jako zdrojovou buňku.
3. Jet je pak definován jako součet všech buněk uvnitř úhlu R od zdrojové buňky podle rovnic 1.13 – 1.15.
4. Pokud osa jetu nesouhlasí se zdrojovou buňkou, je krok 3 opakován s tím, že se zdrojová buňka nahradí nynějším směrem jetu. Toto se provádí, dokud není nalezen stabilní jet.
5. Nyní máme seznam jetů, pro každou zdrojovou buňku jeden. Některé jsou duplicitní, ty jsou odstraněny.
6. Některé jety se mohou překrývat. Pokud má nějaký jet více než 50% své energie uvnitř jiného jetu o vyšší energii, pak jsou oba jety spojeny a všechny buňky méně energetického jetu se přidají do více energetického jetu. Směr a energie jetu se opět přepočítá dle rovnic 1.13-1.15. Díky této proceduře může mít jet energii i ve větším úhlu od osy jetu než je R .
7. Každý jet, který má méně než 50% energie společné s více energetickým jetem, se od něj oddělí a každá buňka je pouze částí jetu, který je k ní nejbližší.

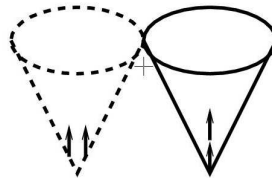
1.3.3 Problémy kuželového algoritmu

Kuželový algoritmus má dva problémy, které jsou popsány níže [2].

- není stabilní vůči přidání měkkého partonu (otázka tzv. infrared safety) – Na obr. 1.10. vlevo jsou dva jety, které se překrývají, avšak energie v oblasti překryvu je nulová, a proto výše popsaná procedura pro spojování jety nespojí. Na obr. 1.10. vpravo je pak do předešlé situace přidán do oblasti překryvu další nízkoenergetický parton, jehož energie je větší než E_0 . Dostáváme tedy třetí jet a 100% jeho energie je v překryvu s krajními jety, tudíž spojovací procedura všechny tři jety spojí. Výsledkem je tedy na místo tří jetů pouze jeden.
- není stabilní vůči vyzáření dalšího partonu rovnoběžně se směrem již existujícího (tzv. collinear safety) – Tento problém může vzniknout dvěma způsoby:
 - a) Viz obr.1.11 vlevo. Energie jednoho partonu se rozděluje mezi více buněk a nevzniká žádná zdrojová buňka. Na obr.1.11 vpravo již problém není, protože energie je rozložena v menším prostoru – do jedné buňky.



Obrázek 1.10: Infrared safety



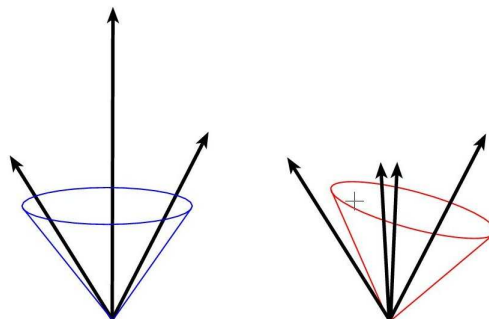
Obrázek 1.11: Collinear safety a)

- b) Druhý způsob je znázorněn na obr.1.12. V tomto případě všechny partony tvoří zdrojové buňky. Vlevo vidíme centrální parton, jehož energie je větší než energie dvou krajních a vzniká tak jeden jet obsahující všechny tři. Pokud však zdrojovou buňku centrálního partonu rozdělíme na dvě, viz obr.1.12 vpravo, nejvyšší energii bude mít jedna ze zdrojových buněk krajních partonů a je tak možné, že při použití výše uvedeného algoritmu vzniknou jety dva.

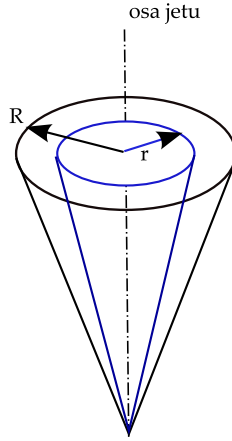
Výše zmíněné problémy se dají vyřešit modifikací kuželového algoritmu, podrobněji např. v [2].

1.3.4 Struktura jetu

Distribuční funkce energie v jetu je v současnosti jeden z nejběžnějších způsobů jak popsat strukturu jetu [1]. Distribuční funkce energie v jetu byla



Obrázek 1.12: Collinear safety b)



Obrázek 1.13: Distribuční funkce energie v jetu

původně vytvořena pro kuželový algoritmus, ale používá se i pro jiné typy algoritmů. K jejímu určení je třeba znát osu jetu. Integrální distribuční funkce energie v jetu $\Psi(r; R)$ je definována:

$$\Psi(r; R) = \frac{\sum_i E_{Ti} \Theta(r - R_{iJet})}{\sum_i E_{Ti} \Theta(R - R_{iJet})}, \quad (1.17)$$

kde sumace probíhá přes všechny částice ve srážce nebo pouze přes částice příslušící danému jetu a $\Theta(x)$ je Heavisideova funkce definovaná:

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x \geq 0. \end{cases} \quad (1.18)$$

Z výše uvedeného vyplývá, že Ψ je podíl příčné energie jetu v kuželi o poloměru r a celkové příčné energii jetu (v kuželi o poloměru R), viz obr. 1.13. Jde o monotónně rostoucí funkci r , pro kterou zjevně platí:

$$\Psi(R; R) = 1. \quad (1.19)$$

Dále se často používá diferenciální distribuční funkce energie v jetu, která je definována v [3] jako:

$$\rho(r; R) = \frac{1}{\Delta r} \frac{\sum_i E_{Ti} \Theta(\Delta r - |r - R_i|)}{\sum_i E_{Ti} \Theta(R - R_{iJet})}, \quad (1.20)$$

nebo v limitě pro $\Delta r \rightarrow 0$:

$$\rho(r; R) = \frac{d\Psi(r; R)}{dr}. \quad (1.21)$$

Z výše uvedeného vyplývá, že ρdr je relativní příspěvek k energii od mezi-kuželů o poloměru r .

Rozložení příčné energie kolem osy jetu můžeme také charakterizovat pomocí radiálního momentu, který je definován v [5] jako:

$$\langle R \rangle = \sum_i \frac{E_{Ti} R_i}{E_{Tjet}}. \quad (1.22)$$

Ze vztahů 1.17, 1.21 a 1.22 je vidět analogie mezi funkcemi, které popisují tvar jetu, a funkcemi v teorii pravděpodobnosti. Integrální distribuční funkce energie v jetu je analogií k distribuční funkci daného pravděpodobnostního rozdělení, diferenciální distribuční funkce energie v jetu je analogií k funkci charakterizující pravděpodobnostní rozdělení a radiální moment analogií k prvnímu momentu v teorii pravděpodobnosti.

Kapitola 2

Simulace

2.1 Monte Carlo generátory událostí

Často se stává, že určitý pro nás zajímavý fyzikální proces nebyl ještě experimentálně pozorován, experimentální data nejsou dostupná, chceme optimalizovat parametry nového detektoru nebo chceme vybrat vhodnou strategii pro analýzu reálných dat. V takovýchto případech je velmi vhodné použít simulací pomocí generátorů událostí metodou Monte Carlo.

Simulace metodou Monte Carlo probíhá tak, že reálný systém nahradíme modelem se stejnými pravděpodobnostními charakteristikami a chování reálného systému mnohonásobně simulujeme na zkonstruovaném modelu. Zpracování výsledků simulace je principiálně stejné jako v reálném experimentu a výstup generátoru by měl dávat stejné výsledky, včetně fluktuací, jako skutečný experiment. Abychom dosáhli dostatečné statistiky potřebujeme obvykle velké množství opakování. Je to tedy stochastická metoda využívající náhodná resp. pseudonáhodná čísla, více např. v [21].

2.2 Pythia

Pythia je jeden z programů založený na principu popsaném v kap. 2.1. V současnosti je to jeden z nejpoužívanějších simulačních programů vysoce energetických srážek. Obsahuje teorii a modely velkého množství fyzikálních procesů jako jsou pružné a nepružné srážky, modely fragmentace, partonové distribuční funkce, rozpadové kanály a mnohé další, z nichž některé přesahují rámec standardního modelu. Záměrem generátorů, jako je Pythia, není dát přesnou odpověď na všechny problémy spojené se současnou fyzikou, ale jejich účelem je rozložit celý problém na menší celky, které mohou být řešeny dostatečně přesně [22]. Tomu odpovídá i její konstrukce a ovládání, kdy je program rozdělen do velkého počtu nezávisle na sobě fungujících bloků. Popis rozsáhlých možností nastavení a obsaženou fyziku lze nalézt v manuálu [19].

2.3 Struktura simulačního programu

Simulační program byl vytvořen v objektově orientovaném prostředí pro analýzu dat ROOT [23], který je založen na moderním jazyce C/C++ a obsahuje interface pro Pythii¹ popsané v kap. 2.2. Samotný program je rozdělen do tří hlavních částí:

- **generování událostí v Pythii** – V této části probíhá pomocí interface k Pythii inicializace parametrů a generace srážek. Nastavuje se energie a počet srážek, druh srážejících částic, požadované subprocessy, minimální a maximální příčná hybnost, více viz příloha A. Jelikož Pythia vrací jako kinematické proměnné složky hybnosti a celkovou energii, je z nich v této části dle vztahů uvedených v kapitole 1.1 spočtena příčná energie, azimut a pseudorapidita. Získaná data se předávají pomocí datové struktury TTree, viz [23], další části programu.
- **analýza nagenерованých událostí → jety** – Nejdůležitější část programu. Předaná data se analyzují modifikovaným kuželovým algoritmem na jety. Částice jsou do jetů seskupovány dle následujících kroků.
 1. Podrobíme Pythii nagenеровané částice jisté selekci. Jelikož chceme porovnávat jety vzniklé z různých partonů, musíme pro konstrukci jetu brát v úvahu jen částice vzniklé fragmentací z daného partonu. V seznamu částic z Pythie jsou ovšem i částice, které se již rozpadly na další produkty a energii bychom započítávali vícekrát.
 2. Každou částici, která má energii větší než zvolený práh E_0 , označíme jako zdrojovou buňku. E_0 jsme volili jako v případě experimentu $D\bar{D}$ 1 GeV.
 3. Zdrojové buňky seřadíme sestupně podle velikosti příčné energie.
 4. Jet je pak definován jako součet všech částic uvnitř úhlu R od zdrojové buňky podle rovnic 1.13 – 1.15. Velikost poloměru kužele jsme použili $R = 0.7$.
 5. Pokud osa jetu nesouhlasí se zdrojovou částicí, je krok 3 opakován s tím, že se zdrojová částice nahradí nyníjším směrem jetu. Toto se provádí, dokud existuje částice ze srážky, která by se mohla přidat.
 6. Aktualizujeme seznam zdrojových buněk odstraněním těch, které leží uvnitř právě vytvořeného jetu, tj. uvnitř úhlu R .
 7. Jelikož již známe osu jetu, můžeme dle vztahu 1.18 určit distribuční funkci energie v jetu a dle 1.22 spočítat radiální moment.

¹použitá verze 6.321

Procedury pro spojování a rozdělování jetů nejsou v programu obsaženy.

- **analýza jetů** – Jety získané v předchozí části je třeba analyzovat, k tomu využívám některé třídy programu ROOT jako jsou grafy (TGraph) a histogramy (TH1F, TH2F). Pro porovnání jetů o různých energiích, vykresluje jen ty, které se nacházejí v požadované části energetického spektra příčné energie. Vždy byl generován velký počet srážek, proto lze vykreslovat histogram radiálních momentů, histogram celkových a příčných energií. Jelikož jet obsahuje desítky částic, je výsledná distribuční funkce energie v jetu dosti nespojitá. Tento problém odstraníme zprůměrováním velkého počtu distribučních funkcí energie v jetu. Získáme tak distribuční funkci energie v jetu pro daný parton a příčnou energii jetu.

Kapitola 3

Výsledky simulací

Hlavním úkolem této práce je nasimulovat jety z různých partonů o různých příčných hybnostech. Simulovány byly proton-antiprotonové srážky o těžišťové energii $E_{CMS} = 1960$ GeV, což je proces, který se studuje na urychlovači Tevatron ve Fermiho národní urychlovači laboratoři (FNAL). Generoval jsem jety z kvarku u , b a z gluonu pro dvě části spektra příčné energie jetů a to pro oblast 50-100 GeV a 500-550 GeV.

Aby byl vytvořen jet z kvarku požadované vůně nebo gluonu, využili jsme v Pythii procesu, kdy ve srážce vzniká Higgsův boson H a intermediální boson slabé interakce W^+ . Higgsův boson o dané hmotnosti, jejíž modifikací můžeme ovlivňovat energii jetu, necháme rozpadat jen v jednom rozpadovém kanálu na kvark antikvarkový pár požadované vůně nebo na dva gluony. Boson W^+ se rozpadá na mion μ a mionové neutrino ν_μ . Využíváme tedy proces:

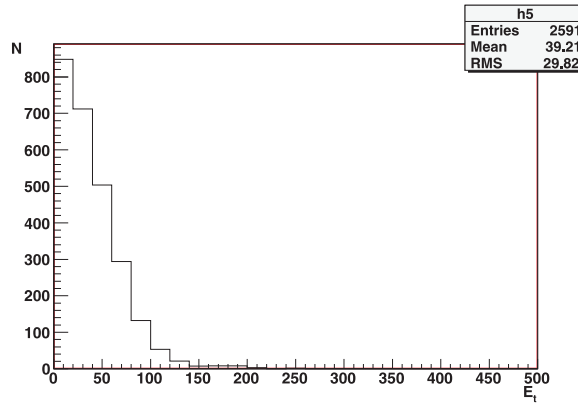
$$\begin{aligned} p + \bar{p} &\rightarrow W^+ + H \\ H &\rightarrow q + \bar{q} \text{ nebo } g + g \\ W^+ &\rightarrow \mu + \nu_\mu. \end{aligned}$$

Pro konstrukci jetu uvažujeme jen nerozpadlé částice vzniklé fragmentací z požadovaného partonu nebo částice vzniklé rozpadem takto fragmentovaných částic.

Účinný průřez pro vznik jetu o velké příčné hybnosti je velice malý, viz obr. 1.8. Tento fakt je demonstrován na obrázku 3.1, kde je vykreslen počet jetů, které vznikly při 10000 srážkách v závislosti na příčné energii¹. Abychom nemuseli generovat velmi vysoký počet srážek, nastavil jsem požadavek na minimální a maximální příčnou energii již v Pythii.

Pro demonstraci rozložení energie částic v prostoru pseudorapidity a azimutu ve výše definovaných energetických oblastech a pro ukázkou funkce jetového algoritmu jsem vykreslil grafy na obr. 3.2 – 3.7. Na obrázcích 3.2 a 3.3 je zobrazeno, do jakého směru je deponována energie jedné ilustrativní srážky.

¹Dle experimentu $D\theta$ jsou uvažovány jen ty jety, jejichž příčná energie je větší než 8 GeV.



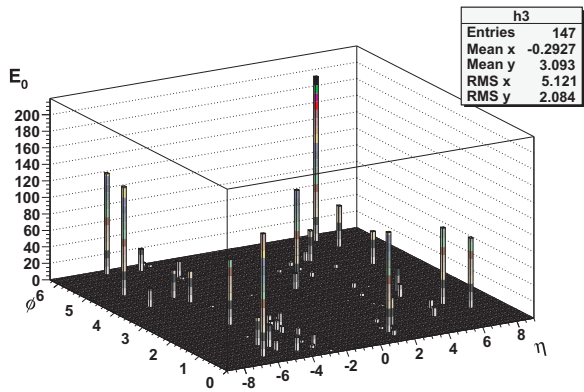
Obrázek 3.1: Četnost energií jetů

Výsledek její analýzy je zachycen na obr. 3.4 až 3.7, kde jsou vykresleny celkové a příčné energie jetů nalezených jetovým algoritmem. Na grafech pro oba energetické výseky je vidět dvojice jetů, které jsou vůči sobě posunuty v azimutu θ o úhel π , což znamená, že v prostoru jsou orientovány proti sobě. To odpovídá minimální příčné hybnosti Higgsova bosonu.

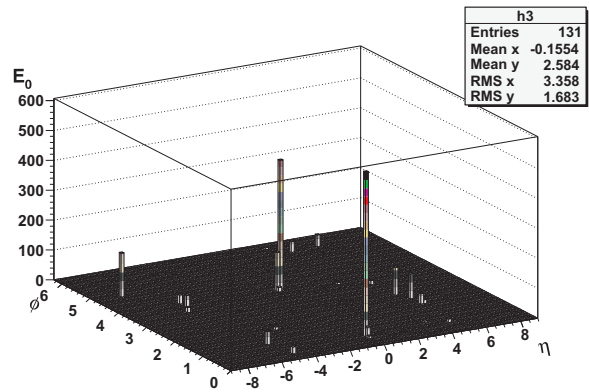
Abychom mohli vytvořit histogram radiálních momentů a dostatečně „hladkou“ distribuční funkci energie v jetu, museli jsme vygenerovat větší počet srážek. Z důvodu časové náročnosti bylo zvoleno 1000 srážek na jeden běh programu. Výsledky těchto simulací jsou zobrazeny na obrázcích 3.8 – 3.19. Z histogramů radiálních momentů nebo tabulky 3.1 je patrné, že se zvětšující se příčnou energií se zmenšuje střední hodnota radiálního momentu (maximum histogramu se posunuje k 0) a jety jsou užší. Tytéž efekty popisuje distribuční funkce energie v jetu, kde je přímo vidět jak je energie rozložena kolem osy jetu. Vidíme, že s rostoucí příčnou energií je rozložená blíže k ose jetu, viz obr. 3.20, 3.21 a 3.22. Z grafů na obrázcích 3.23, 3.24 a tabulky 3.1 je rovněž patrné, že nejširší jsou při stejné energii gluonové jety a naopak nejúžší jsou ty jety, které vznikly fragmentací u -kvarku. Z energetické části spektra 50 – 100 GeV lze říci, že u -jet je užší než b -jet. V oblasti 500 – 550 GeV nemáme z důvodu menšího počtu jetů takovou statistiku. Kvarkové jety jsou zde již natolik úzké, že se v rámci chyby shodují, jsou však znatelně užší než jety gluonové.

Z tvaru závislosti distribuční funkce energie v jetu, kdy směrnice křivky je pro $r = 0,7$ skoro nulová, tj. energie již neroste se vzdáleností od osy, je v prvním přiblížení vidět korektnost definice jetu o poloměru $R = 0,7$.

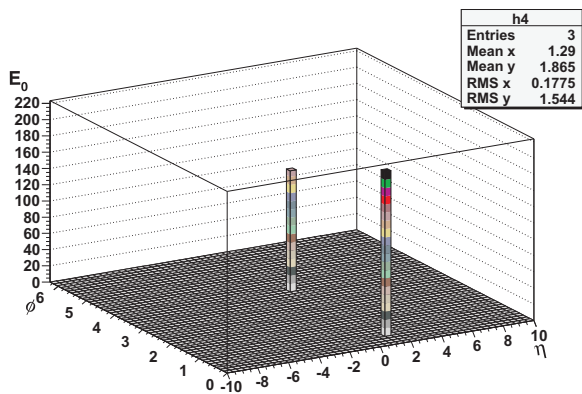
Pozoroval jsem také, jaký vliv má na tvar jetu zapnutí/vypnutí initial (ISR) a final state radiation (FSR), viz kapitola 1.2.3 obr. 1.5, kdy je dovoleno vyzáření gluonu před samotnou interakcí nebo po ní, avšak před fragmentací. Při zapnutí těchto procesů by se měly jety rozšířit, což je patrné z grafů na obrázcích 3.25, 3.26 a 3.27.



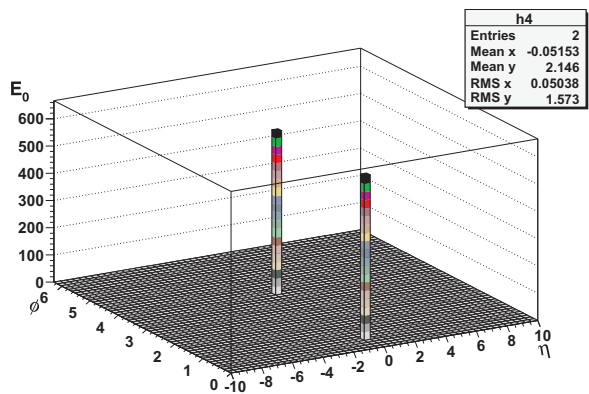
Obrázek 3.2: Závislost energie na θ a ϕ pro vznik jetu v oblasti 50-100 GeV.



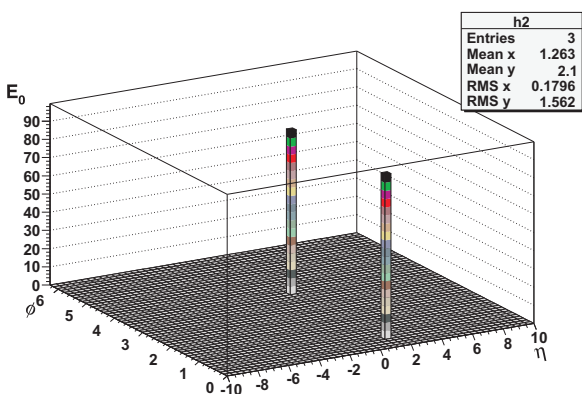
Obrázek 3.3: Závislost energie na θ a ϕ pro vznik jetu v oblasti 500-500 GeV.



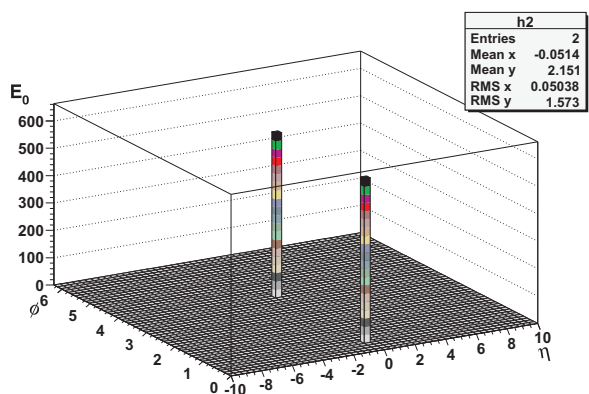
Obrázek 3.4: Celková energie nalezených jetů v oblasti 50-100 GeV.



Obrázek 3.5: Celková energie nalezených jetů v oblasti 500-500 GeV.



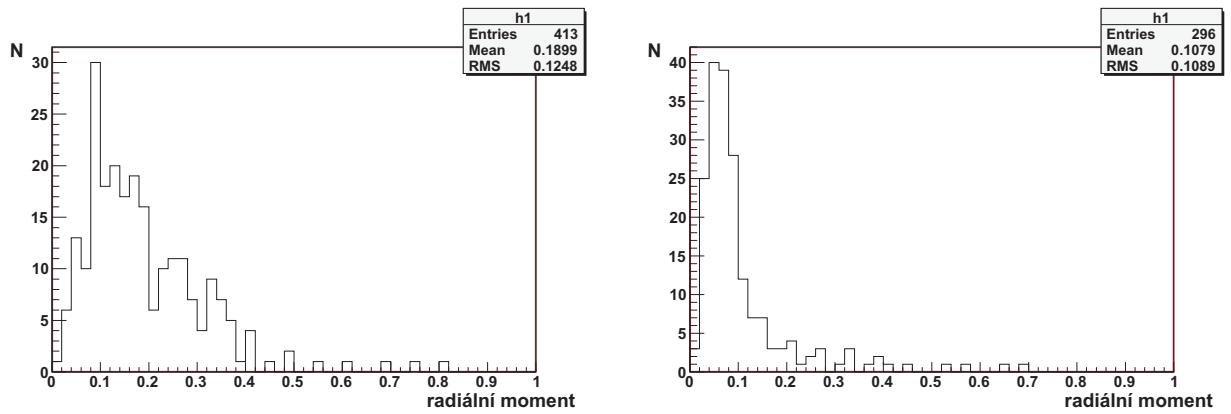
Obrázek 3.6: Příčná energie nalezených jetů v oblasti 50-100 GeV.



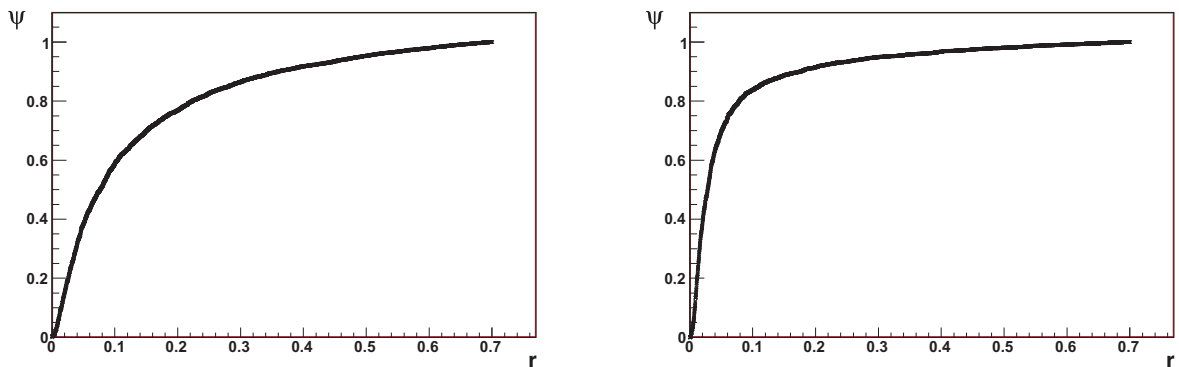
Obrázek 3.7: Příčná energie nalezených jetů v oblasti 500-500 GeV.

parton	$\langle R \rangle$			
	50 – 100 GeV		500 – 550 GeV	
	ISR a FSR	bez ISR a FSR	ISR a FSR	bez ISR a FSR
u	0,19	0,11	0,09	0,04
b	0,20	0,15	0,09	0,04
g	0,24	0,18	0,12	0,05

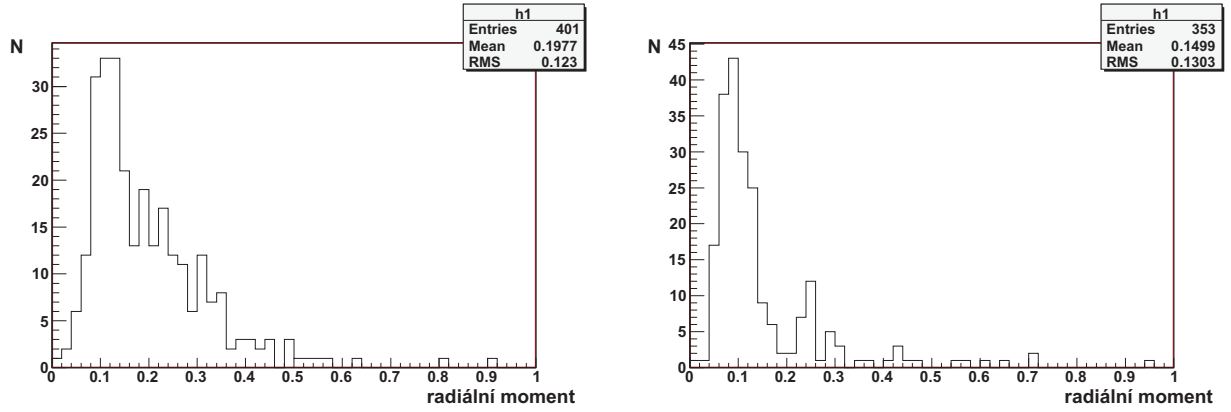
Tabulka 3.1: Střední radiální momenty



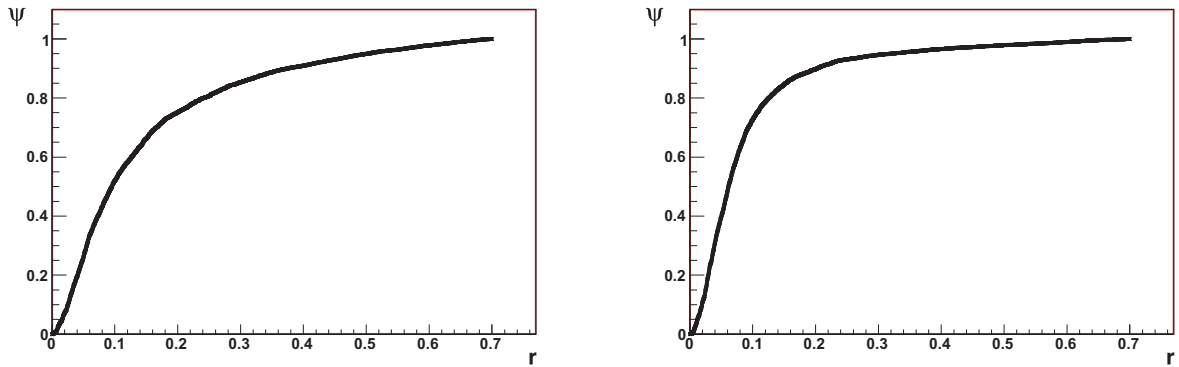
Obrázek 3.8: Histogram radiálního momentu pro u -jet s příčnou energií 50 – 100 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



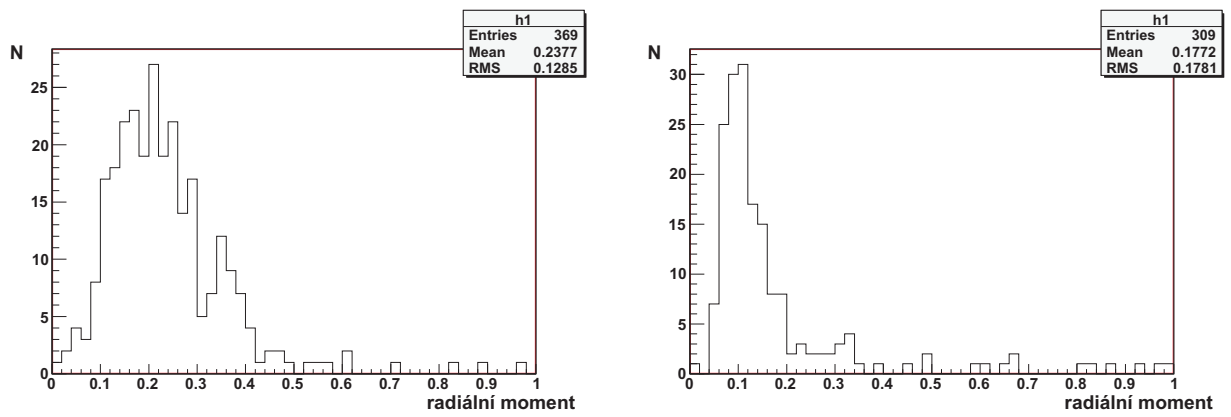
Obrázek 3.9: Distribuční funkce energie v u -jetu s příčnou energií 50 – 100 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



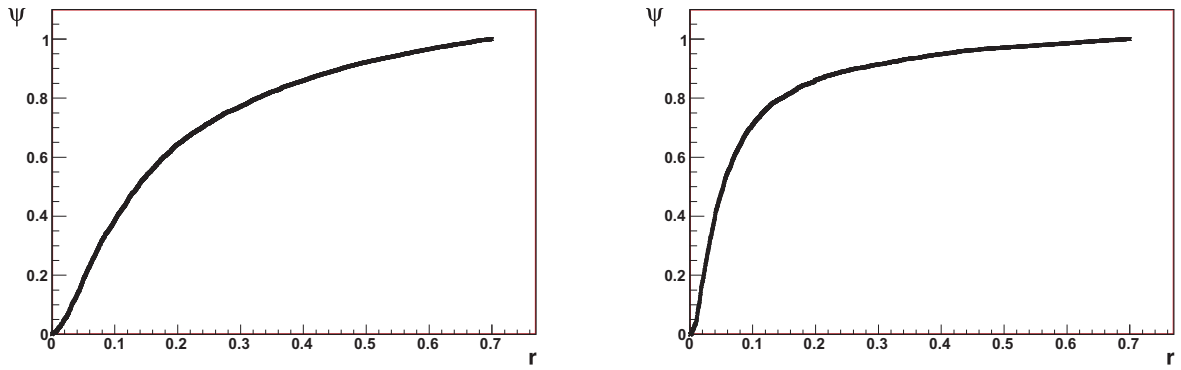
Obrázek 3.10: Histogram radiálního momentu pro b -jet s příčnou energií 50 – 100 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



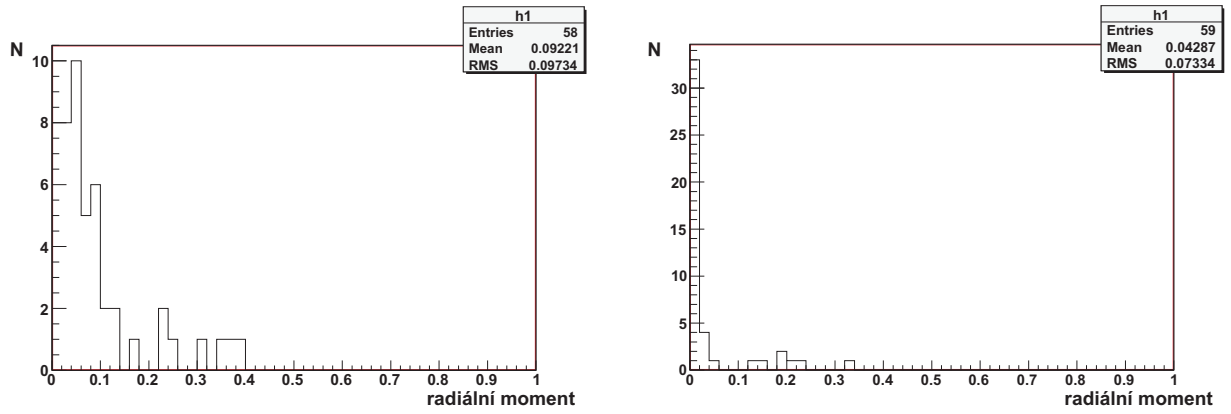
Obrázek 3.11: Distribuční funkce energie v b -jetu s příčnou energií 50 – 100 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



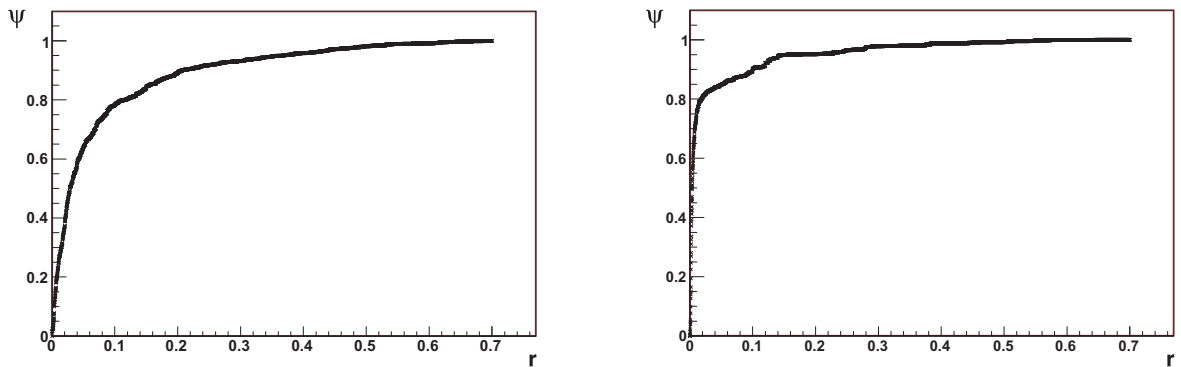
Obrázek 3.12: Histogram radiálního momentu gluonového jetu s příčnou energií 50 – 100 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



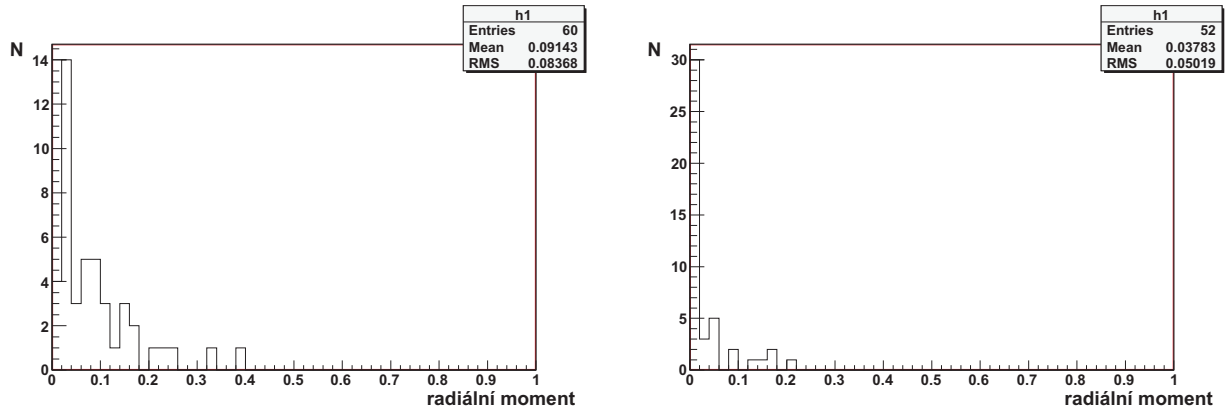
Obrázek 3.13: Distribuční funkce energie v gluonovém jetu s příčnou energií 50 – 100 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



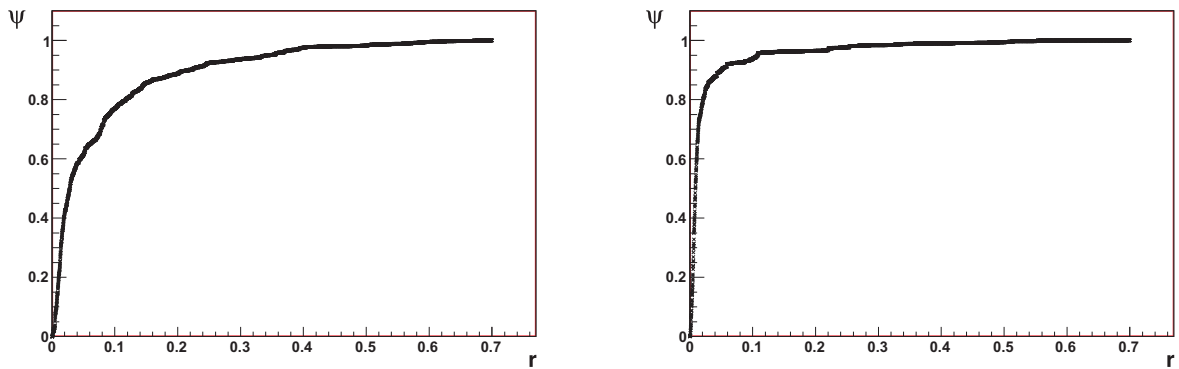
Obrázek 3.14: Histogram radiálního momentu pro u -jet s příčnou energií 500 – 550 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



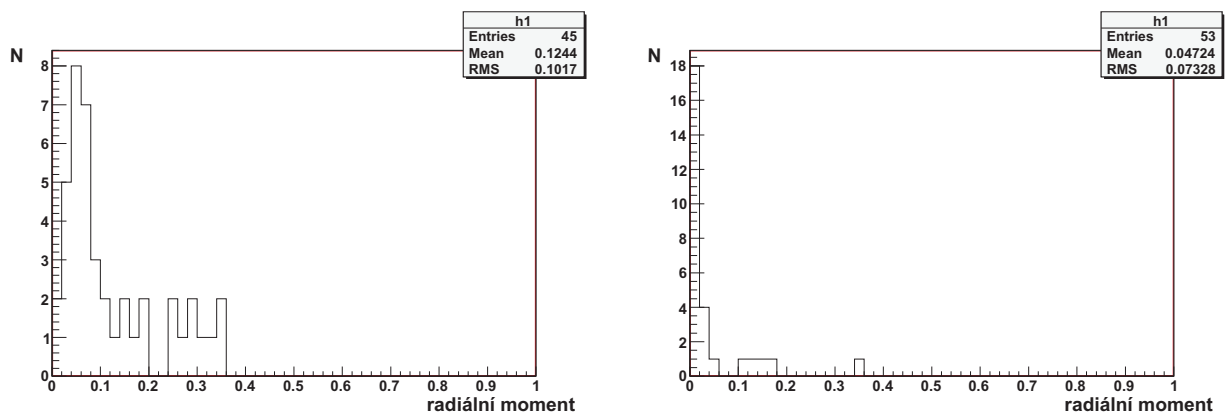
Obrázek 3.15: Distribuční funkce energie v u -jetu s příčnou energií 500 – 550 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



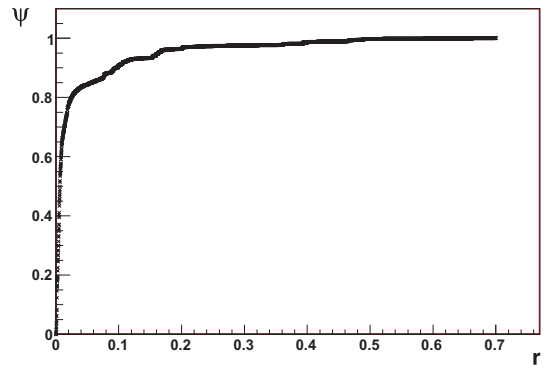
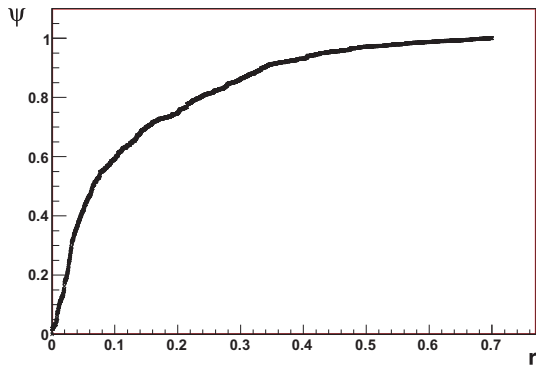
Obrázek 3.16: Histogram radiálního momentu pro b -jet s příčnou energií 500 – 550 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



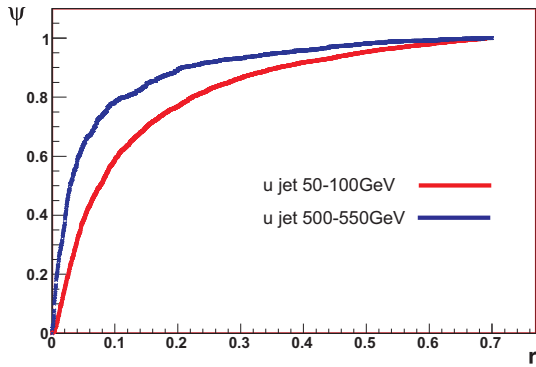
Obrázek 3.17: Distribuční funkce energie v b -jetu s příčnou energií 500 – 550 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



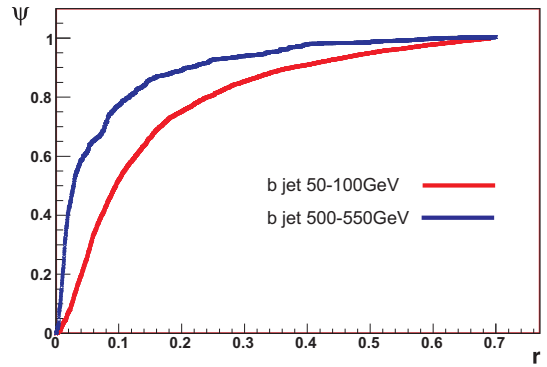
Obrázek 3.18: Histogram radiálního momentu gluonového jetu s příčnou energií 500 – 550 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



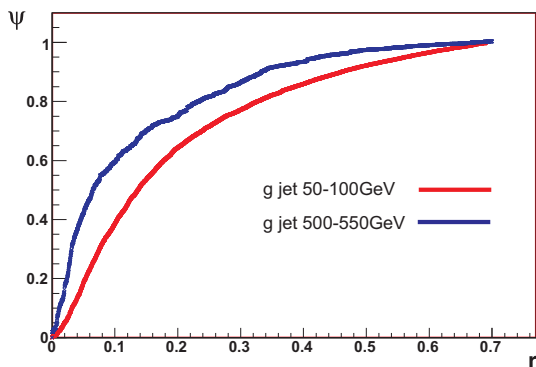
Obrázek 3.19: Distribuční funkce energie v gluonovém jetu s příčnou energií 500 – 550 GeV. Vlevo s ISR a FSR, vpravo bez ISR a FSR.



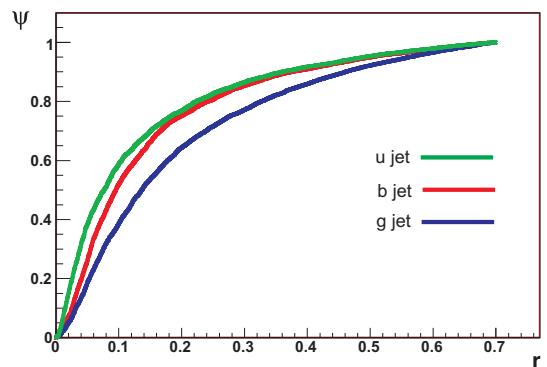
Obrázek 3.20: Srovnání distribuční funkce energie v u -jetu s příčnou energií 500 – 550 a 50 – 100 GeV.



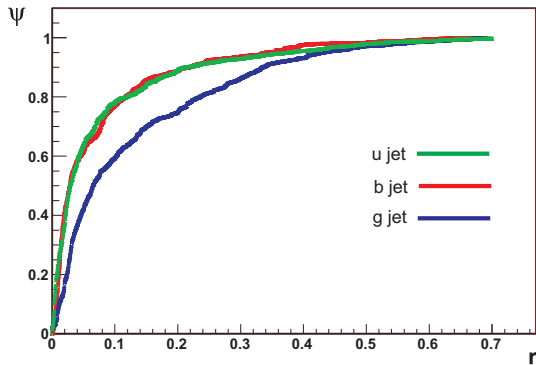
Obrázek 3.21: Srovnání distribuční funkce energie v b -jetu s příčnou energií 500 – 550 a 50 – 100 GeV.



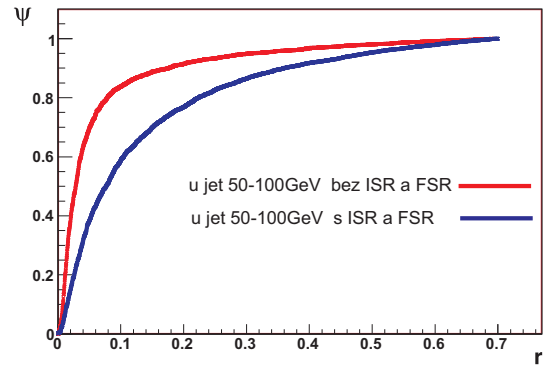
Obrázek 3.22: Srovnání distribuční funkce energie v gluonovém jetu s příčnou energií 500 – 550 a 50 – 100 GeV.



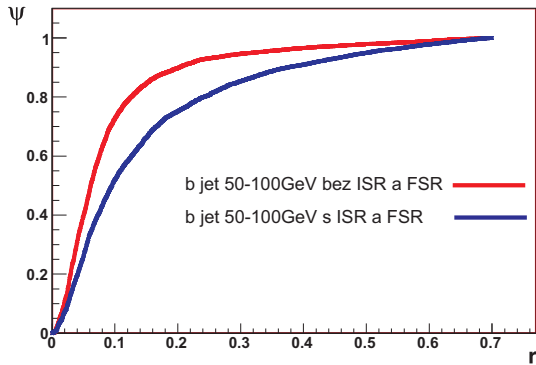
Obrázek 3.23: Srovnání distribuční funkce energie v u, b a gluonovém jetu s příčnou energií 50 – 100 GeV.



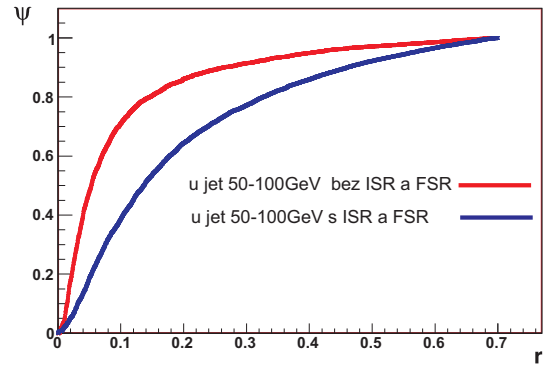
Obrázek 3.24: Srovnání distribuční funkce energie v u, b a gluonovém jetu s příčnou energií 500 – 550 GeV.



Obrázek 3.25: Srovnání distribuční funkce energie v u -jetu s příčnou energií 50 – 100 GeV s ISR a FSR a bez ISR a FSR



Obrázek 3.26: Srovnání distribuční funkce energie v b -jetu s příčnou energií 50 – 100 GeV s ISR a FSR a bez ISR a FSR

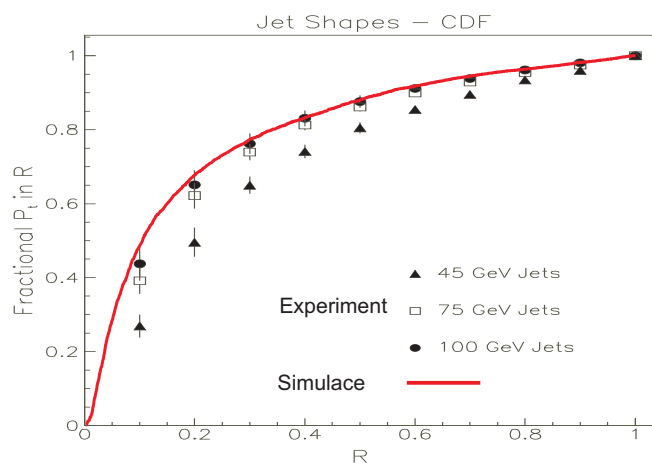


Obrázek 3.27: Srovnání distribuční funkce energie v gluonovém jetu s příčnou energií 50 – 100 GeV s ISR a FSR a bez ISR a FSR

Kapitola 4

Srovnání simulací a experimentu

Simulace výše byly porovnány s experimentálními výsledky získanými na experimentu CDF ve Fermilabu [26]. Jelikož je v experimentálních datech použit poloměr jetu $R = 1$, je tato hodnota uplatněna i pro simulaci. Na obrázku 4.1 jsou vynesena experimentálně získaná data popisující distribuční funkci energie v jetu pro jety o příčné energii 45, 75, 100 GeV a simulací získaná distribuční funkce energie v jetu pro příčnou energii u -jetu¹ v oblasti 50 – 100 GeV s povoleným ISR a FSR. Z grafu vidíme dobrou shodu simulace a experimentálních výsledků, zvláště pro příčnou energii jetu 75 a 100 GeV.



Obrázek 4.1: Srovnání experimentální a nasimulované distribuční energie v jetu

¹Předpokládám, že v reálných srážkách vzniká převážná většina jetů fragmentací lehkých kvarků u a d , jejichž distribuční funkce energie v jetu jsou velmi podobné.

Kapitola 5

Závěr

V první části této práce jsou představeny jety vznikající ve srážkách vysokoenergetických částic. V druhé, stěžejní, části této práce se zabýváme simulacemi proton-antiprotonových srážek s těžišťovou energií $E_{CMS} = 1960$ GeV pomocí programu Pythia a jejich následnou analýzou pomocí algoritmu pro rekonstrukci jetů, založeném na modifikovaném kuželovém algoritmu, viz kapitola 2.3. Porovnali jsme charakteristiky jetů (distribuční funkci energie v jetu a první radiální moment) vzniklých z různých partonů (kvarku u, b a gluonu) s různými příčnými energiemi a povoleným/zakázaným ISR a FSR. Získali jsme následující výsledky:

- Nejširší jsou jety vzniklé fragmentací gluonu, nejužší naopak ty, jež vznikají z u -kvarku, viz obrázky 3.23 a 3.24.
- S rostoucí příčnou energií jetu je energie rozložená blíže k ose jetu, jet je tedy užší, viz obrázky 3.20, 3.21 a 3.22.
- Dle předpokladu se jety při zapnutí ISR a FSR rozšíří, viz obrázky 3.25, 3.26 a 3.27.
- Distribuční funkce energie u -jetu v energetické oblasti 50-100 GeV získaná simulací se zapnutým ISR a FSR byla porovnána s daty z experimentu CDF a tyto se dobře shodují, jak ukazuje obr.4.1.

Tato zjištění odpovídají experimentálním a teoretickým výsledkům uvedených v [15].

Pro další zlepšení funkce algoritmu by bylo vhodné dále použít procedury na rozdělování a spojování jetů, viz kap. 1.3.2. Další vylepšení by mělo spočívat v tom, aby byl algoritmus ošetřen vůči problémům popsaným v kapitole 1.3.3 (tj. infrared a collinear safety).

Literatura

- [1] M. H. Seymour, Jet Phenomenology, 1997, hep-ph/9707349v3
- [2] G. C. Blazey, J. R. Dittman, S. D. Ellis, V. D. Elvira, K. Frame, S. Grinstein, R. Hirosky, R. Piegaina, H. Schellman, R. Snihur, V. Sorin, D. Zeppenfeld, Run II Jet Physics, 2000, hep-ex/0005012
- [3] M. Spousta, Jet Profiles, 2005,
<http://ipnp00.troja.mff.cuni.cz/~spousta/thesis.pdf>
- [4] J. Terrón, Jet Shapes in Photoproduction and Deep Inelastic Scattering at HERA, 1998,
<http://www-zeus.desy.de/conferences/98/juan.ps.gz>
- [5] A. T. Pierce, B. R. Webber, Comparisons of New Jet Clustering Algorithms for Hadron-Hadron Collision, 1998, hep-ph/9807532v1
- [6] V. Šimák, Quarks - "as we see them", České vysoké učení technické, 2007, ISBN 978-80-01-03712-6
- [7] J. Hořejší, Historie standardního modelu mikrosvěta,
<http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/~horejsi/popular/smodel.ps>
- [8] „Wikipedia-Gluon“,
<http://en.wikipedia.org/wiki/Gluon>
- [9] <http://www.aldebaran.cz>, astrofyzika/interakce/silná interakce
- [10] P. Nason, Introduction to QCD, 1997, IRN 5523796
- [11] „Particle Data Group“, Particle Physics Booklet, 2002,
<http://pdg.lbl.gov/>
- [12] G. Sterman, QCD and Jets, 2004, hep-ph/0412013v1
- [13] J. Dolejší, O. Kotrbová, Standardní model,
http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/~dolejsi/textbook/particle_textbook_CZ.htm
- [14] J. Chýla, Quarks, partons and Quantum Chromodynamics,
www-hep2.fzu.cz/Theory/notes/text.pdf

- [15] L. SawyerJet, Jet Physics at the Tevatron, 2005,
<http://th-www.if.uj.edu.pl/~acta/vol36/pdf/v36p0417.pdf>
- [16] N. Varelas, Lectures on Jet Physics,
http://www.phys.psu.edu/~cteq/schools/summer00/varelas/cteq_s00_v21.pdf
- [17] B. R. Webber, Fragmentation and Hadronization, hep-ph/9912292v1,
1999
- [18] N. Glover, Jets at Hadron Colliders,
<http://www.phys.psu.edu/~cteq/schools/summer01/jets/glover.ps>
- [19] Törbjorn Sjöstran, Pythia 6.4: Physics and Manual,
<http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [20] DØ experiment, Inclusive Jet Cross Section and Dijet Cross Section,
2000,
<http://www-d0.fnal.gov/>
- [21] Computational Science Education Project, Introduction to Monte Carlo
Methods,
http://www.ipp.mpg.de/de/for/bereiche/stellarator/Comp_sci/CompScience/csep/csep1.phy.ornl.gov/mc/mc.html
- [22] Törbjorn Sjöstran, Monte Carlo Generators for the LHC,
<http://www.thep.lu.se/torbjorn/pythia/pythia6400.pdf>
- [23] ROOT dokumentace,
<http://root.cern.ch/>
- [24] D. Gross, D. Politzer F. Wilczek, The Nobel Prize in Physics 2004,
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2004/public.html
- [25] DØ experiment, Pythia decay table,
http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/pythia6319_decaytable.txt
- [26] K. T. Streets, Jet Shapes at DØ and CDF,
<http://citeseer.ist.psu.edu/301691.html>

Příloha A

Použité nastavení parametrů v Pythii:

- Energie srážky v těžišti: $E_{CMS}=1960$ GeV
- Počet srážek: $N = 1000$
- Požadavek na minimální příčnou energii: SetCKIN(3, p_{Tmin}):
 - Pro příčnou energii jetu 50 – 100 GeV: $p_{Tmin} = 50$ GeV/c.
 - Pro příčnou energii jetu 500 – 550 GeV: $p_{Tmin} = 500$ GeV/c.
- Vypnutí ISR/FSR pomocí SetMSTP(61,0)/SetMSTP(71,0)
- Plně uživatelská volba procesů, které budou probíhat: SetMSEL(0).
- Proces $p + \bar{p} \rightarrow W^+ + H$: SetMSUB(26,1).
- Nastavení hmotnosti Higgsova bosonu: SetPMAS(25,1,m)
 - Pro příčnou energii jetu 50 – 100 GeV: $m=150$ GeV/ c^2 .
 - Pro příčnou energii jetu 500 – 550 GeV: $m=500$ GeV/ c^2 .
- Vypnutí všech rozpadových kanálů Higgsova bosonu mimo rozpadu na požadovaný partonový pár: SetMDME($x,1,y$)
 - Vypnuto ($y = 0$) pro $x = 190 - 226$.
 - Zapnuto ($y = 1$) pro x odpovídajícího požadovanému partonu, viz IDC kód v [25].
- Produkce určitého partonu: SetMSTP(7, x), kde x označuje kód KS částice v tabulce 3 v [19]. Další požadavky na částice (vznik fragmentací z požadovaného partonu, nerozpadlost) obsaženy přímo v algoritmu.
- Dále nastaveno: SetMSTP(42,0), SetMSTP(82,4), SetPARP(82,2.2), SetMSTJ(22,2), SetMSTJ(11,3), SetPARJ(54,-0.07), SetPARJ(55,-0.006). Podrobný popis v [19].

- Poloměr jetu: $R = 1$ pro srovnání s experimentálními daty, jinak $R = 0,7$.
- Prahová energie pro zdrojovou částici: $E_0 = 1 \text{ GeV}$