

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
KATEDRA FYZIKY



Výzkumný úkol

Studie multijetové produkce v experimentu DØ

Praha, 2011

Autor: Bc. Michal Křelina
Školitel: Prof. RNDr. Vladislav Šimák, DrSc.
Konzultant: Ing. Zdeněk Hubáček, PhD.

Abstrakt/Abstract

V této práci jsou zprvu nastíněné základy QCD, základní fakta o jetech a jejich vlastnostech - jet shape. Dále je zde popsán experiment D \emptyset , jehož data byla použita k následující analýze. Cílem práce bylo změřit rozdělení energie uvnitř jetu v Monte Carlo simulacích. Pro každý jet byl změřen integrovaný profil $\Psi_E(r)$ ($r = 0 - 0.7$, 7 kroků po 0.1) určující frakci jetové energie v kuželu o poloměru r od středu jetu. Tyto referenční profily z MC simulací pak byly použity na data z experimentu D \emptyset pro statistické určení, kolik jetů pochází z které částice - lehkého kvarku (u, d, c, s), b -kvarku nebo gluonu.

This work first describes the fundamentals of QCD, basic facts about jets and their properties - jet shape. Next, the D \emptyset experiment which data was used for an analysis, is described. The goal of this work is to measure the distribution of energy inside jets in Monte Carlo simulations. For every jet the integrated profile $\Psi_E(r)$ ($r = 0 - 0.7$, 7 with step 0.1) which defines the fraction of the jet energy in the cone if radius r is measured. Then these reference profiles from MC are use on real data from the D \emptyset experiment to determine the fractions of jets coming from light quarks, b -quarks or gluons.

Poděkování

Děkuji prof. Vladislavu Šimákovi za vedení mého výzkumného úkolu a možnosti se přímo podívat do Fermiho národního laboratoře a experimentu DØ. Velice také děkuji svému konzultantovi Zdeňku Hubáčkovi za pomoc při analýze, za jeho dobré rady a za to množství věcí, které mě naučil.

Obsah

1	Úvod	1
2	Silná interakce	3
2.1	QCD	4
2.2	Jety	5
2.3	Jet shape	8
3	Tevatron a detektor D\emptyset	11
3.1	Tevatron	11
3.2	Detektor D \emptyset	13
3.2.1	Systém souřadnic	13
3.2.2	Centrální dráhový detektor	15
3.2.3	Kalorimetr	15
3.2.4	Mionový detektor	17
3.2.5	Systém triggerů	18
3.2.6	Zpracování dat	19
4	Analýza rozdělení energie v jetu	21
4.1	Data použitá k analýze	21
4.2	Analýza jetů	23
4.3	Výsledky analýzy	27
4.3.1	Šířka jetů	27
4.3.2	Analýza na datech	28
4.3.3	Diskuze výsledků	51
5	Závěr	53
	Literatura	57

A Příloha 1 - biny profilů jetů z MC I

B Příloha 2 - biny profilů jetů z dat VII

1 Úvod

Svět fyziky elementárních částic je založen na čtyřech různých interakcích mezi základními elementárními částicemi: elektromagnetické, slabé, silné jaderné a gravitační. Vzhledem k hmotnostem částic, můžeme gravitační interakci zanedbat, naopak při současných experimentech, kde se srázejí hadrony a jádra, hraje významnou roli silná interakce. Jedním z jejich důsledků je produkce "jetů", prostorově úzce kolimovaných spršek částic, přibližně ve tvaru kuželet. Porozumění tomuto fenoménu nám umožní lepší pochopení procesů, které tento jet vytvořily.

V druhé kapitole budou popsány základy silné interakce, jejího historického vývoje, přehled silně interagujících elementárních částic, základní fakta a aspekty kvantové chromodynamiky (QCD), její vlastnosti a partonový model, který se používá pro popis struktury protonu. Po uvedení QCD jsou zde podrobněji rozebrány detaily o jetech a jetových algoritmech. Kapitolu uzavírá pojednání na téma jet shape, charakteristiky jetů, která nám dává informaci o jeho tvaru a rozdělení energie uvnitř jetu.

Obsahem třetí kapitoly je základní seznámení se s urychlovačem Tevatron a soustavu předurychlovačů ve Fermiho národní urychlovačové laboratoři (FNAL) v Illinois, USA. Poté se třetí kapitola výhradně zaměřuje na popis detektoru DØ. Je zde popsáno z čeho se skládá od nejvnitřejších dráhových detektorů, přes kalorimetry, mionové detektory až po triggerovací systém. Rovněž je zde nastíněno schéma zpracování dat.

Čtvrtá kapitola pojednává o vlastní práci autora. Je zde popsáno jakým algoritmem a způsobem byly získané energetické profily jetů, jaká data a s jakými selekcemi byla použitá pro tvorbu profilů. Jsou zde i publikované výsledné profily pro různé rozmezí p_T a různé počáteční částice.

V poslední kapitole obsahuje souhrnné zhodnocení výsledků analýzy autora. Diskusi o tom, co dané výsledky znamenají a jaká je jejich případná další aplikace.

2 Silná interakce

Fyzika elementární částic v současnosti stojí na teorii nazývané Standardní model, která popisuje základní chování a vlastnosti částic. Tento model sestává ze dvou základních pilířů, kvantové chromodynamiky (QCD), popisující silnou interakci mezi kvarky a gluony a teorie elektroslabých interakcí, nazýván též GWS (Glashow-Weinberg-Salam model), který v sobě obsahuje slabé a elektromagnetické interakce, ale rovněž i Higgsův mechanismus, který dokáže vysvětlit původ hmoty částic.

Počátek Standardního modelu lze hledat ve dvacátých a třicátých letech dvacátého století, kdy vznikly základy relativistické kvantové mechaniky, které položil P. Dirac [1]. V té době byly známé pouze tři částice, proton, elektron a foton. Atom si fyzici představovali jako mrak elektronů, který obklopuje pozitivní jádro, které se skládalo z protonů. Tehdy byla známá pouze elektromagnetická síla, v níž platí princip, že stejně nabité částice se odpuzují. Na základě toho lze usoudit, že v rámci atomového jádra musí působit nějaká síla, která je mnohem silnější než síla elektromagnetická a má velice krátký dosah.

V roce 1934 přišel se svým modelem silné interakce H. Yukawa [2] (dnes nazývaný Yukawův model), který by měl být zprostředkován částicí později identifikovanou jako pion o hmotnosti přibližně 150 MeV. V následujícím období také zaznamenala velký rozkvět slabá interakce, která mimo jiné vysvětlovala β -rozpady atomových jader nebo byly objeveny neutrína, která předpověděl W. Pauli.

Po objevení neutronu fyzici postupem času začali objevovat další a další hadrony. Tyto hadrony mají různé vlastnosti jako je spin, izospin, atd. Zhruba v roce 1961 přišli M. Gell-Mann a Y. Ne’eman s teorií nazývanou “eightfold way” [3], která hadrony organizovala do oktetů, singletů, dekupletů až 27-pletů dle jejich vlastností. Tímto modelem byli schopni předpovědět další hadrony a jejich vlastnosti.

V roce 1964 M. Gell-Mann a G. Zweig přišli s myšlenkou, že hadrony nejsou elementární, ale mají strukturu. Zweig tyto částice nazval “aces”, česky “esa”. Stabilně se ale ujalo pojmenování od Gell-Manna kvarky, anglicky “quarks”. Od Gell-Manna se ujala i bizarní pojmenování tří kvarků u , d , s (up, down, strange) [4–6].

Dnes Standardní model obsahuje šest kvarků, kde poslední kvark: t -kvark byl objeven v roce 1995 ve Fermilabu [7, 8]. V Tabulce 2.1 jsou uvedeny základní vlastnosti kvarků.

Vůně	Symbol	Generace	Hmota [GeV]	El. náboj
up	u	1	$1.7 - 3.1 \cdot 10^{-3}$	$\frac{2}{3}$
down	d	1	$4.1 - 5.7 \cdot 10^{-3}$	$-\frac{1}{3}$
charm	c	2	1.29	$\frac{2}{3}$
strange	s	2	$100 \cdot 10^{-3}$	$-\frac{1}{3}$
top	t	3	172.9	$\frac{2}{3}$
bottom	b	3	4.19	$-\frac{1}{3}$

Tabulka 2.1: Přehled kvarků a jejich základních vlastností. [9]

2.1 QCD

Kvantová chromodynamika (QCD), formulovaná během 60. a 70. let dvacátého století [10–13], popisuje silnou interakce mezi kvarky zprostředkovanou gluony. QCD je matematicky popsáná grupou symetrií $SU(3)$, která se také nazývá barevná symetrie. V analogii s elektromagnetickou interakcí $U(1)$, která nám dává elektrický náboj, tato symetrie nám dává barvu, či barevný náboj. Barevné interakce jsou, jak bylo psané výše, zprostředkovány gluony, kde ze symetrie $SU(3)$ dostáváme osm různých gluonů (oktet) a barevný singlet (který neexistuje).

QCD má další specifické vlastnosti, jako je asymptotická volnost a uvěznění kvarků. Tyto vlastnosti souvisí s vazbovou konstantou silné interakce α_s , ta závisí na škále energie Q^2 s kterou pracujeme a proto jí nazýváme ”běžící” vazbovou konstantou. V nejnižším řádu poruchového rozvoje můžeme α_s psát jako

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}}, \quad (2.1)$$

kde Q^2 je energetická škála, charakteristická pro daný proces, n_f je počet vůní, které se interakce účastní a $\Lambda_{QCD}^2 \approx 0.2 \text{ GeV}$ je experimentálně změřený parametr.

Jak lze vidět z rovnice 2.1, pro Q^2 jdoucí do nekonečna (odpovídá malým vzdálenostem) jde α_s k nule a mluvíme o tzv. asymptotické volnosti, kdy silná interakce mezi kvarky je slabá, až téměř vymizí. Naopak pro velké vzdálenosti, malé Q^2 je α_s naopak velké.

Interakce s velkým Q^2 lze spočítat pomocí poruchového počtu, naopak interakce s malým Q^2 již s poruchovým počtem nelze spočítat a je nutné je počítat numericky, např. pomocí Lattice QCD.

Chceme-li popsat interakci protonu a antiprotonu, které se srázejí na hadronových urychlovačích (např. Tevatron, LHC), tak musíme vzít v úvahu, že proton je kompozitní objekt, který se skládá z kvarků a gluonů. Vzhledem k rozměrům protonu nelze popsat strukturu protonu v rámci poruchového počtu. Dnešní výpočty struktury protonu pomocí Lattice QCD značně pokročily v popisu protonu pomocí základních principů QCD, avšak výsledky ještě nejsou dostatečné pro praktické použití.

V praxi pro výpočty používáme partonové distribuční funkce (PDF), které popisují rozdělení hybností jednotlivých konstituentů v protonu. Tyto funkce standardně představují pravděpodobnost nalezení partonu nesoucí frakci hybnosti protonu x na škále Q^2 . Výpočty pomocí PDF jsou pouze přibližné. Z hlediska kvarkového modelu se proton skládá ze dvou up kvarků a jednoho down kvarku (antiproton se skládá z antičástic stejných kvarků jako obsahuje proton). Při vyšším Q^2 a tím pádem menším x je proton mnohem komplexnějším objektem, kde přispívají i sea kvarky (neboli virtuální kvarky, jsou páry kvark-antikvark $q\bar{q}$ které vznikají a zanikají uvnitř protonu) a gluony.

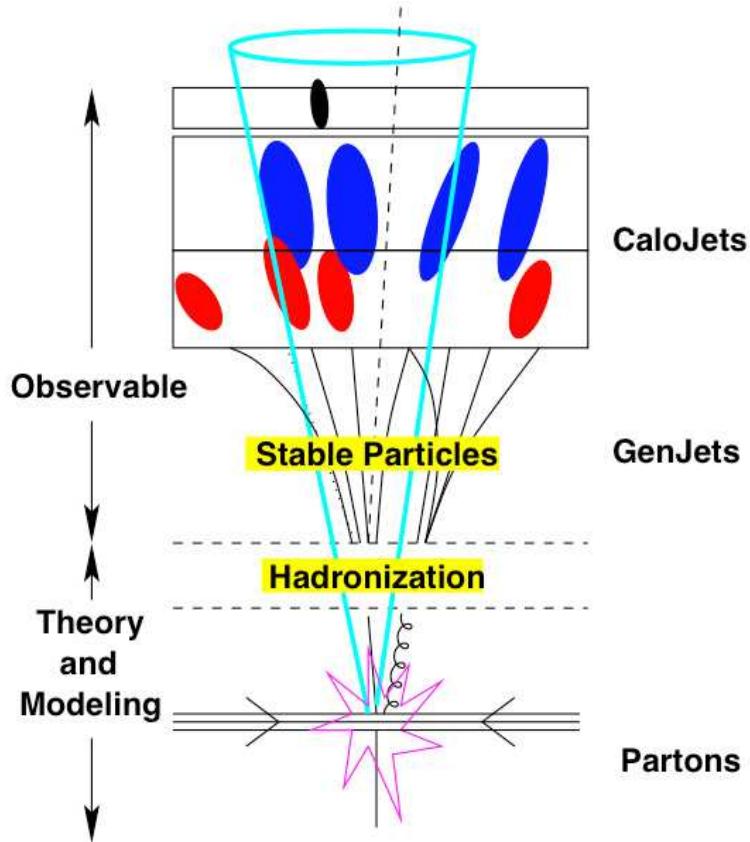
Partonové distribuční funkce získáváme z experimentálních dat z např. $e - p$ rozptyl, rozptyl s neutrinem či rozptyl s mionem. Velký přínos pro PDF měla i QCD měření na Tevatronu. Tyto experimentální výsledky jsou porovnávány i s teoretickými parametrizacemi v daném řádu poruchového počtu (LO - leading order, NLO - next-to-leading order nebo NNLO - next-next-to-leading order).

Nejpoužívanější partonové distribuční funkce jsou např. MSTW 2008 [14], CT10 [15] nebo NNPDF [16].

2.2 Jety

Samotné kvarky nejsou pozorovatelné, ale vidíme jen hadrony, které vznikly hadronizací (proces, kdy se z kvarků stávají hadrony) tohoto původního kvarku.

Jet vznikají při “hard” procesech, kdy dojde k velkému přenosu energie mezi kvarky. Tyto kvarky následně projdou procesem hadronizace za vzniku stabilních a barevně neutrálních hadronů. Podle předpovědí QCD by vysokoenergetický parton měl vyzařovat další partony převážně na malé úhly, takže jet by měl mít přibližně tvar kuželet, kde osa



Obrázek 2.1: Vývoj jetu [17].

kužele míří v dobré shodě ve směru pohybu původního partonu.

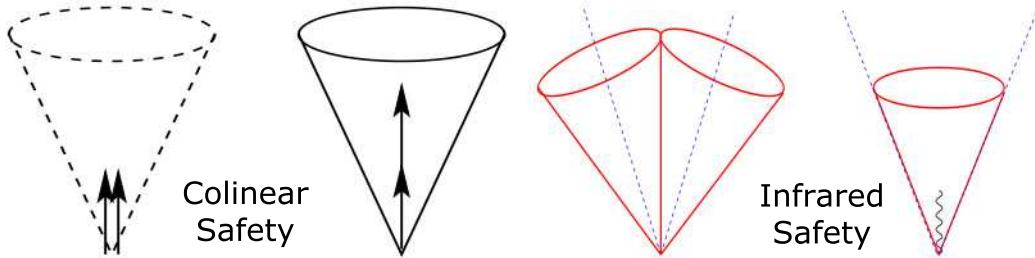
Studium jetů je pro současnou jadernou a částicovou fyziku velice důležité, protože při vyšších energiích vznikají těžší kvarky, které při rozpadech vytvářejí jety. Pochopení mechanismu vzniku jetu a jeho struktury je důležité pro plnou rekonstrukci původního procesu a rovněž pro pochopení QCD procesů, které pozorujeme jako pozadí pro ostatní procesy. Klíčovou roli mělo studium jetů například při objevení top kvarku na Tevatronu.

Pro jet neexistuje žádná přesná definice, naopak, jakýkoliv model popisu jetu je závislý na použitém algoritmu. Každý takový algoritmus má své výhody i nevýhody. Jedním ze starších jetových algoritmů je iterative seeded cone algoritmus. Tento algoritmus pracuje s jednotlivými buňkami, tzv. seedy s jistou prahovou energií. Algoritmus standardně začíná kolem buněk s nejvyšší energií (tzv. starting seed), kolem kterého udělá kužel (cone, kruh v rovině $y - \phi$, více o polárních souřadnicích v kapitole 3.2.1) a spočítá energii, hybnost a další vlastnosti ostatních konstituentů v závislosti na váze daného konstituentu, kde vzdálenost konstituentu od výchozího seedu se spočítá jako

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta y^2}. \quad (2.2)$$

Následně se nová osa jetu porovná s tou původní, a pokud se liší, tak algoritmus začne od nové osy. Takto algoritmus pokračuje, dokud nenajde stabilní řešení.

Cone algoritmus může mít další vstupní parametry pro případ překrývajících se jetů, které specifikují, kdy se takové jety mohou sloučit nebo kdy naopak by měly být oddělené (tzv. split/merge). Tento původní algoritmus však není infračerveně bezpečný (v algoritmu mohou nastat divergence při nižších energiích). Kolineárně bezpečný algoritmus je takový, kde, sloučíme-li dva jet (ve stejném směru), tak výsledek by se neměl změnit. Podobně u infračerveně bezpečného algoritmu přidáním další soft částice by se výsledný jet neměl změnit. Toto chování je názorně vyobrazené na Obrázku 2.2. Proto byl vyvinut modifikovaný algoritmus nazývaný Seedless, Infra-red Safe Cone (SIScone) [18].



Obrázek 2.2: Ilustrace kolineární a infračervené bezpečnosti [17].

Dalšími alternativními algoritmy jsou například k_T algoritmus, který je založen na kombinaci dvou blízkých konstituentů v prostoru hybnosti. Z tohoto principu vycházejí i další jeho modifikace jako například Anti- k_T nebo Cambridge/Aachen jet algoritmus. Vztah mezi těmito algoritmy lze ukázat na následující definici vzdáleností (jedná se o “míru”, která je dána vzájemnou příčnou hybností mezi dvěma částicemi)

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \quad (2.3)$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p}, \quad (2.4)$$

kde d_{ij} je vzdálenost mezi částicemi i a j , d_{iB} je vzdálenost mezi částicí i a svazkem B , $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$, k_{ti} je příčná hybnost, y_i je rapidita a ϕ_i je azimutální úhel částice i . Parametrem p následně můžeme klasifikovat jednotlivé algoritmy. Pro $p = 1$ se jedná o k_T algoritmus, ale lze dokázat, že obecně pro $p > 0$ se to chová jako k_T algoritmus. Případ $p = 0$ odpovídá Cambridge/Aachen algoritmu a pro $p < 0$ a speciálně $p = -1$ se jedná o anti- k_T algoritmus.

Základní princip k_T algoritmů spočívá v tom, že se sekvenčně (postupně) párují částice i a j (tzv. precluster) a počítá se vzdálenost d_{ij} . Pokud d_{ij} je menší, než d_{iB} , přidá se

tento příspěvek do jetu a tento precluster se odstraní ze seznamu. V opačném případě se tento precluster také smaže ze seznamu a i, j se nahradí novým preclusterem.

Algoritmy k_T , Anti- k_T a Cambridge/Aachen se používají například na LHC. Více podrobností o jetových algoritmech lze najít např. v [19], [20] a [21].

2.3 Jet shape

Vedle hybnosti jetu je další důležitou charakteristikou jet shape, což by jsme mohli přeložit jako tvar, forma jetu. Jedná se o studium rozdělení příčné hybnosti a energie jednotlivých prvků v jetu.

Nejjednodušší volbou je prstenec kolem osy jetu ve vzdálenosti r až $r + \delta r$, kde δr je nějaká malá hodnota, typicky 0.1. Pak součet příčných hybností prvků v prstenci můžeme napsat jako

$$A\left(r + \frac{\delta r}{2}\right) = \frac{1}{p_{T_{jet}}} \sum_{i=r < \Delta R_i < r + \delta r} p_T^i, \quad (2.5)$$

kde p_T^i je příčná hybnost prvku i , $\Delta R_i = \sqrt{(\phi_{jet} - \phi_i)^2 + (y_{jet} - y_i)^2}$ a $p_{T_{jet}}$ je normalizace. Místo p_T^i můžeme použít i energii E^i . Dále pak můžeme definovat diferenciální formu jet shape

$$\rho\left(r + \frac{\delta r}{2}\right) \equiv \frac{1}{\delta r} \frac{1}{N_{jets}} \frac{1}{\sum_{jets} p_{T_{jet}}} \sum_{jets} A\left(r + \frac{\delta r}{2},\right) \quad (2.6)$$

kde suma běží přes všechny jety ve vzorku, N_{jets} je počet jetů ve vzorku a $1/\delta r$ je normalizace z konvence. Dále můžeme definovat integrovaný jet shape

$$\Psi(r) \equiv \frac{1}{N_{jets}} \frac{1}{\sum_{jets} p_{T_{jet}}} \sum_{jets} \sum_{i=\delta r/2}^{r-\delta r/2} A\left(r + \frac{\delta r}{2}\right). \quad (2.7)$$

Diferenciální a integrovaný jet shape nám dává informaci o příčných hybnostech v koncentrovaných kruzích kolem středu jetu. Tento popis je vhodný pro sledování závislosti jet shape na příčné hybnosti p_T nebo rapiditě y . Studiem jet shape a jeho integrované či diferenciální formy na LHC se detailněji zabývá práce [22].

Studujeme-li více energetický jet, můžeme si všimnout, že velká část energie je směrována do centra jetu. Tyto jety vznikly z partonů s vysokou energií a platí, že čím větší má parton hybnost, tím jeho rozpadové produkty jsou více kolimovány ve směru pohybu.

Naopak jety, které vznikly z gluonů, jsou širší než srovnatelné kvarkové jety. V nejjednodušším přiblížení si to můžeme představit tak, že gluon se rozpadne na dva kvarky s nižší energií, ale protože gluon nese dvě barvy, tak kvůli barevnému faktoru, bude úhel vyzáření větší a tím získáme dva překrývající se jety.

Měření jet shape také přispívá k porovnání shody mezi předpovědí partonové distribuční funkce a naměřenými daty. Přidáme-li k jet shape i informace z dráhového detektoru a nabitych částicích v jetu, zjistíme, že gluonový jet obsahuje více nabitych částic než kvarkový jet. Tato měření proběhla na experimentu OPAL na urychlovači LEP [23]. Toto chování je ve shodě s barevnými faktory v QCD.

Jet shape se může také použít k identifikaci b-jetů (jety pocházející z b kvarku), neboť se očekává, že bude mít jinou šířku než gluonové jety nebo jety z lehkých kvarků. Obecně by b-jet měl být širší než jet z lehkých kvarků. V experimentech jsou však problematické procesy $g \rightarrow b\bar{b}$, kde oba b-jety vyvářejí jeden širší jet než dva samostatné jety.

Stejný význam má jet shape i pro Higgsův boson či top kvark. Na LHC mají tyto částice dostatek energie, aby se rozpadly do jednoho jetu, takže se zkouší hledat menší struktury (tzv. subjety) uvnitř jetu, tj. také se jedna o určitý jet shape (algoritmy jet trimming, filtering nebo pruning [24–26]).

Pro potřeby této práce použiji pro jet shape pro zjednodušení místo p_T pouze E . Jako poloměr jet shape použiji $R = 0.7$ s krokem $\delta r = 0.1$. Z těchto důvodů upravíme vzorec (2.5) na (2.8) a (2.7) na (2.9).

$$A_E(r) = \sum_{i=r-\delta r < \Delta R_i < r}^R E^i, \quad (2.8)$$

$$\Psi_E(r) = \frac{1}{E_{jet}} \sum_{i=\delta r}^{r-\delta r} A_E(r). \quad (2.9)$$

Vzorec (2.8) nám vytvoří “diferenciální” profil jetu, kde E^i je vyčítaná energie všech kalorimetrických buněk v mezikruží $r - \delta r$ až r . Vzorcem 2.7 pak dostaneme normovaný integrovaný profil jetu. Rozdíl oproti vzorcům (2.5) a (2.7) také je, že počítám profil pro každý jet zvlášť.

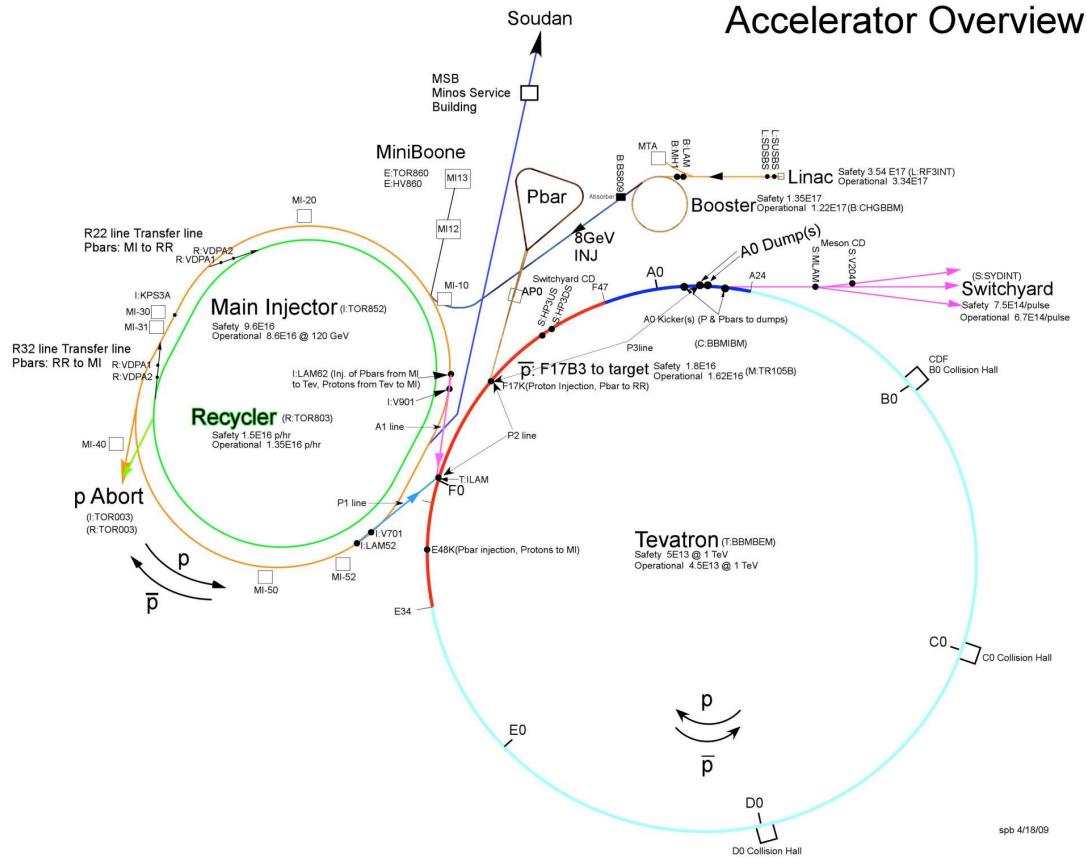
3 Tevatron a detektor D \emptyset

Fermiho národní urychlovačová laboratoř (Fermi National Accelerator Laboratory - FNAL nebo Fermilab) je jednou z předních laboratoří, která se zabývá fyzikou vysokých energií. Její komplex urychlovačů s Tevatronem v čele byl urychlovačem s největší energií srážky částic před spuštěním LHC v CERNu. V tomto komplexu se urychlují a srážejí protony s antiprotony ($p\bar{p}$) s těžišťovou energií téměř 1.96 TeV. Protony s antiprotony jsou kolidovány v Tevatronu na dvou místech - detektorech CDF a D \emptyset . Tevatron vévodil fyzice vysokých energií posledních dvacet let (společně s urychlovačem LEP v CERNu a urychlovačem HERA v DESY). První fáze, tzv. Run I, v letech 1992 až 1996 s těžišťovou energií $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ a dodanou luminositou 130 pb^{-1} vedla k objevu top kvarku v roce 1995. Od roku 1996 do roku 2001 probíhal upgrade Tevatronu a i obou detektorů CDF a D \emptyset . Od roku 2001 probíhá další fáze, tzv. Run II, kde upgradovaný Tevatron disponuje s těžišťovou energií $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. Konec fáze Run II a zároveň konec Tevatronu je naplánovaný na září 2011, kde bude celková nabraná luminozita pro experiment D \emptyset více než 10 fb^{-1} , viz Obrázek 3.2. Cílem detektoru D \emptyset je studovat aspekty Standardního modelu, jako např. vlastnosti top kvarku, další přesnější měření vlastností intermediálních bosonů W a Z nebo se pokusit najít Higgsův boson. V následujících kapitolách budou Tevatron i D \emptyset popsány podrobněji.

3.1 Tevatron

Komplex urychlovačů ve Fermilabu se skládá postupně z předurychlovače (Pre-accelerator), lineárního urychlovače (LINAC), Boosteru (Booster), hlavního injektoru (Main Injector), recyklovače (Recycler), Tevatronu a antiprotonového zdroje, jak je znázorněno na Obrázku 3.1. Celý cyklus fungování začíná výrobou H^- iontů z atomů vodíku v elektrickém poli. H^- ionty se vyrábí a urychlují v předurychlovači, který je projektován na

tvorbu a urychlování H^- částic na energii 750 keV. Předurychlovač k urychlení používá Cockcroft-Waltonův urychlovač napájeného napětím 750 kV.



Obrázek 3.1: Komplex urychlovačů ve Fermilabu [27].

Na předurychlovač navazuje LINAC. Jedná se o lineární urychlovač, který urychluje vodíkové ionty s energií 750 keV na 400 MeV. LINAC pracuje na principu vysokofrekvenčních lineárních urychlovačů. H^- ionty z LINACu poté putují skrz uhlíkovou fólii, kde H^- ionty zanechají oba své elektrony a z folie vyjde už samotný proton, který pokračuje do Boosteru, což je první kruhový urychlovač (synchrotron). V Boosteru jsou protony urychleny na 8 GeV a následně předány hlavnímu injektoru. Hlavní injektor je opět synchrotronní urychlovač, který má sedmkrát větší obvod než Booster a urychluje protony na 120 GeV a 150 GeV. Na 150 GeV se urychluje, pokud je svazek připravován pro Tevatron a na 120 GeV, pokud bude svazek použit pro antiprotonový zdroj.

Antiprotony se vyrábějí kolizí 120 GeV svazku protonů na terči z niklové slitiny. Po srážce vznikne sprška sekundárních částic. Při kolizi jednoho milionu protonů s terčem vznikne přibližně pouhých dvacet antiprotonů s energií 8 GeV. Sekundární částice následně projdou lithiovou čočkou a magnetem, které roztrídí vzniklé částice. Odfiltrované anti-

protony jsou poté odvedeny do synchrotronu, kde se antiprotony akumulují.

Posledním prvkem komplexu je Tevatron, kruhový synchrotronní urychlovač o poloměru 1 km, kde se protony a antiprotony z hlavního injektoru urychlí z 150 GeV na 980 GeV. Takto urychlené částice se poté na dvou místech sráží s těžišťovou energií 1.96 TeV. Pro ohýbání svazku disponuje Tevatron niobiovými/titanovými magnety o síle 4.2 Tesla, tyto magnety pracují při teplotě 4 K. Na Tevatronu obíhají dva svazky (protonů a antiprotonů), které obsahují vždy 36 bunches (uskupení částic) a ke srážkám na D \emptyset a CDF dochází každých 396 ns.

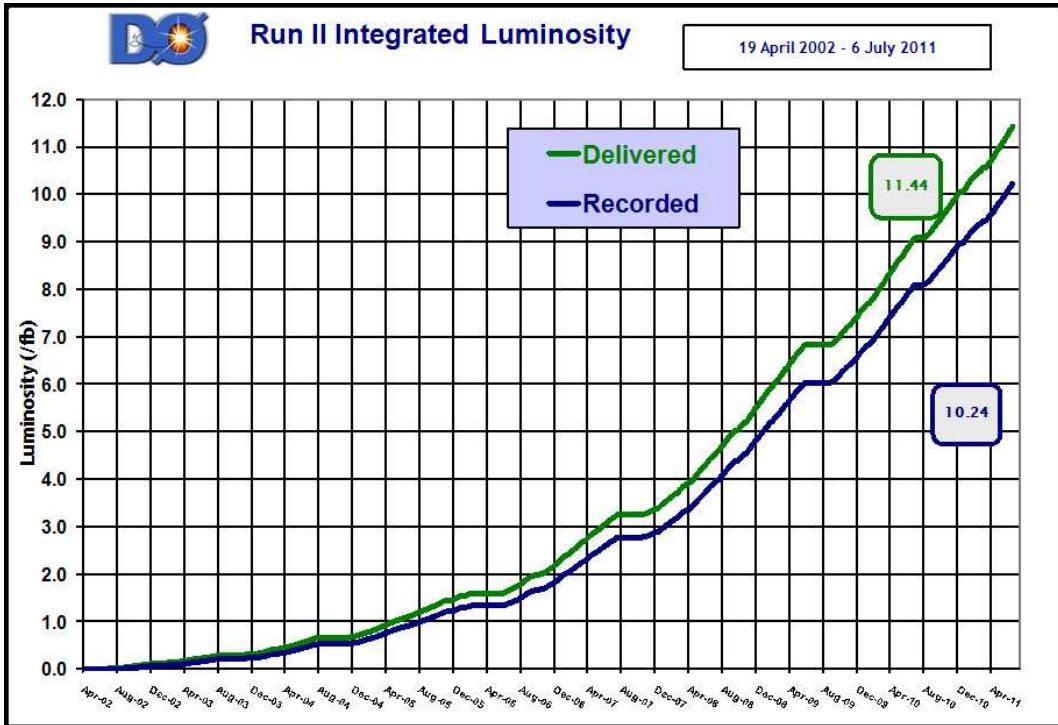
3.2 Detektor D \emptyset

Experiment D \emptyset je soustava detektorů, které měří produkty srážek protonů a antiprotonů při vysokých energiích, ke kterým dochází přibližně ve středu detektoru. Experiment zaznamenal první srážku 12. května 1992. Experimentu D0 se účastní 89 institucí z 19 zemí, kde tuto kolaboraci tvoří cca 550 vědců a 150 PhD studentů. Konec nabírání dat je naplánován na září 2011. Následující tři až čtyři roky by pak měly dobíhat analýzy naměřených dat.

Technicky se jedná se o symetrický detektor, který je 9 metrů vysoký, 15 metrů dlouhý a váží asi 5000 tun. Detektor D \emptyset se skládá z několika subdetektorů: centrální dráhové detektory, uranové/argonové kalorimetry, mionové spektrometry a luminosity monitor. Obrázek 3.3 nám dává názorný pohled na systém detektorů D \emptyset zevnitř. Jak lze vidět v obrázku, okolo místa srážky se nachází centrální dráhový detektor, který je následně obklopen solenoidním magnetem o síle pole 2 T. Okolo solenoidního magnetu jsou umístěny kalorimetry a následně mionové spektrometry.

3.2.1 Systém souřadnic

Systém souřadnic na detektoru D \emptyset je pravotočivý, kde kladná část osy z je dána ve směru pohybu protonů. Osa y míří nahoru a osa x míří vně od středu Tevatronu. V praxi se místo kartézských souřadnic (x, y, z) používají sférické souřadnice (r, θ, φ) . Mezi oběma



Obrázek 3.2: Run II - integrovaná luminozita [28].

souřadnicovými systémy platí následující vztahy.

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (3.1)$$

$$\theta = \arccos \left(\frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right) \quad (3.2)$$

$$\varphi = \arctan \left(\frac{y}{x} \right) \quad (3.3)$$

Při analýze se místo θ používá praktičtější pseudorapidita, která je definovaná jako

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (3.4)$$

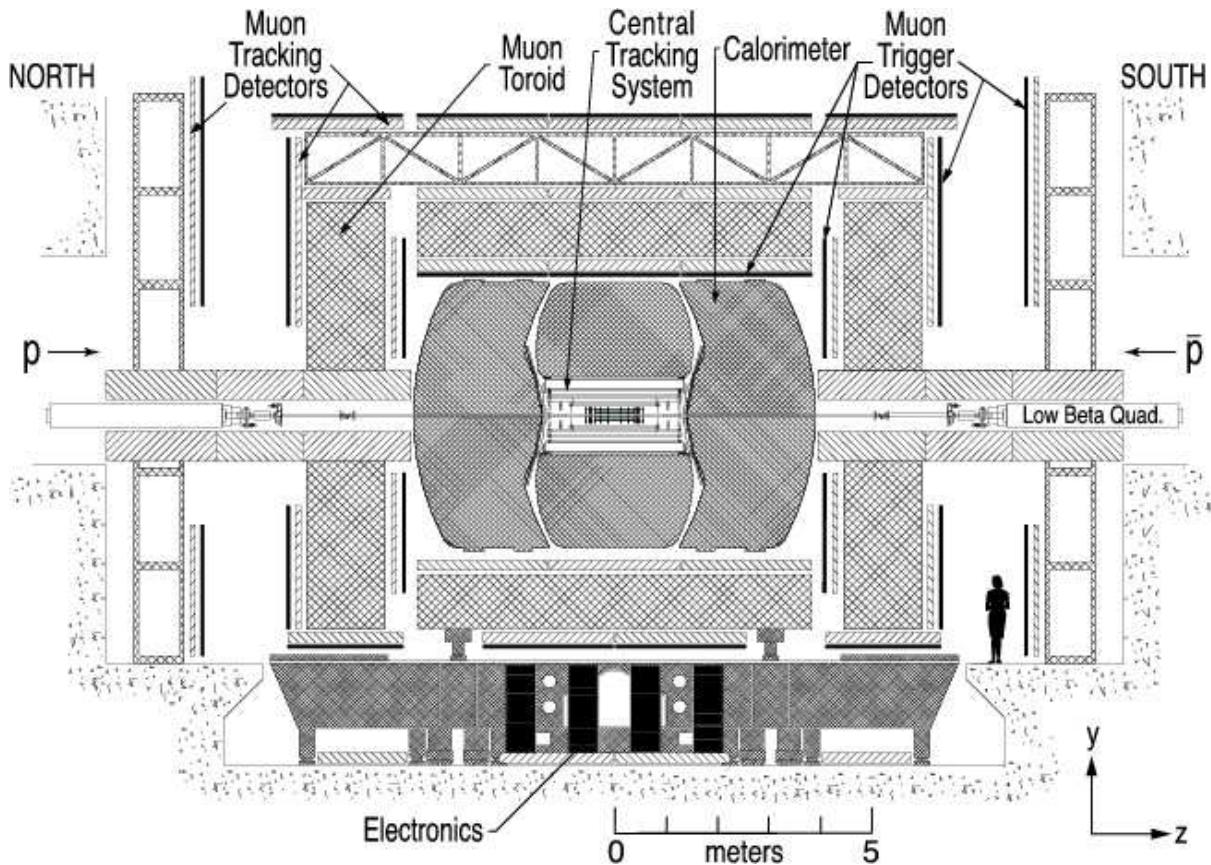
kde θ je úhel mezi hybností \vec{p} a osou svazku. Pseudorapiditu pro částice pohybující se téměř rychlostí světla a hmotou jdoucí k nule je rovna rapiditě.

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_z}{E - p_z} \right] \quad (3.5)$$

Dále je vhodné používat příčnou hybnost a energii, které jsou projekcí hybnosti, energie na $x-y$ rovinu kolmou na osu z , neboť nejzajímavější jsou pro nás srážky s velkou předanou energií, tedy velkou příčnou hybností p_T . Zapsat je můžeme následujícím způsobem

$$p_T = p \cdot \sin \theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.6)$$

$$E_T = E \cdot \sin \theta. \quad (3.7)$$



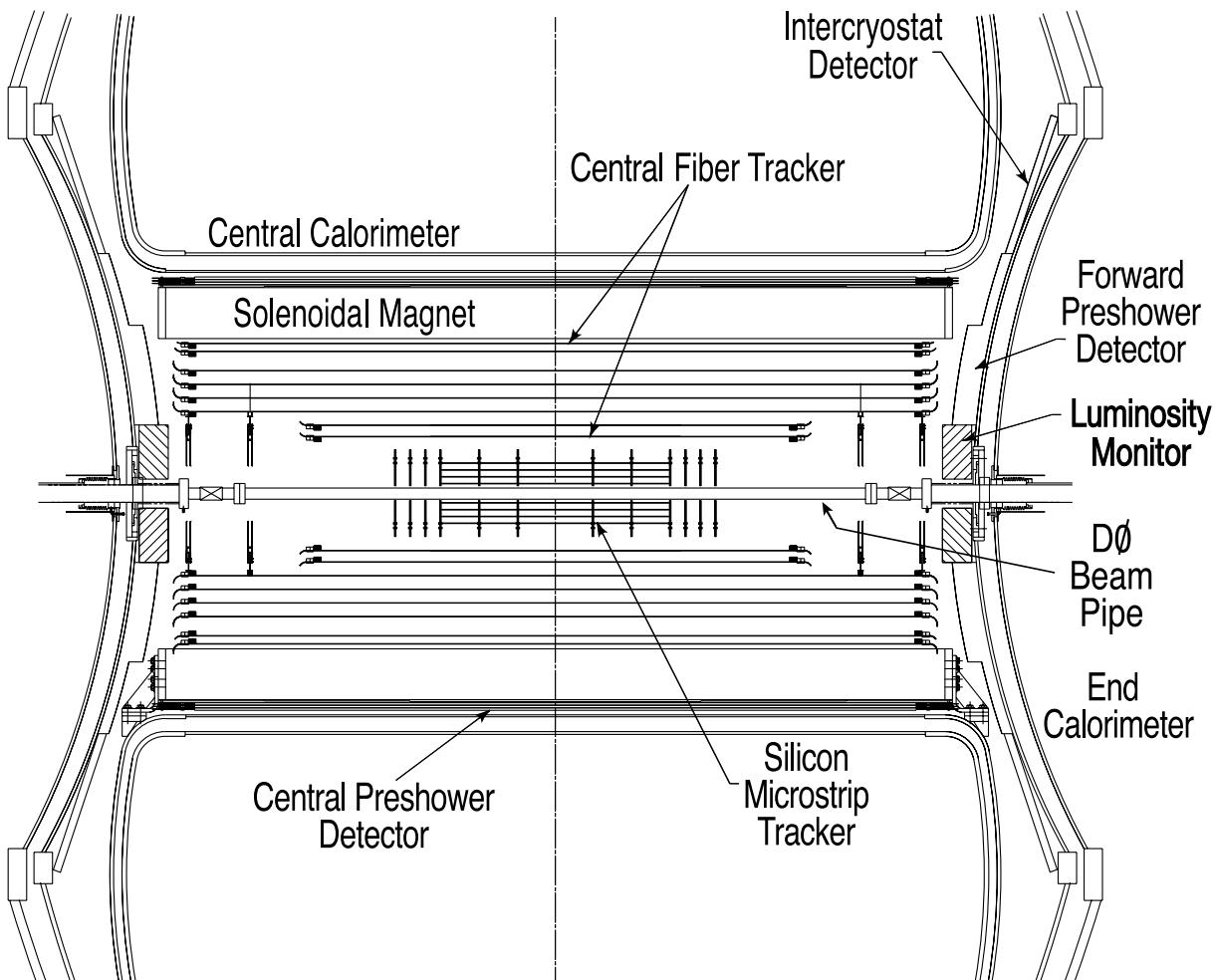
Obrázek 3.3: Názorný pohled na detektor DØ [29].

3.2.2 Centrální dráhový detektor

Centrální dráhový detektor se skládá ze dvou subdetektorů, křemíkového stripového dráhového detektora (Silicon Microstrip Tracker - SMT) a scintilačního dráhového detektora (Central Fiber tracker - CFT). Oba subdetektory jsou obklopené solenoidním 2 T magnetem, který zakrívuje dráhu nabitéch částic a pomáhá dráhovému detektoru identifikovat částice a měřit jejich hybnost. Tyto detektory umožňují změřit primární vrchol inelastických interakcí s rozlišením $35 \mu\text{m}$ podél osy svazku a impakt parametru rozpadu b kvarku s přesností $15 \mu\text{m}$ v $r - \varphi$ rovině. Centrální dráhový detektor je znázorněn na Obrázku 3.4.

3.2.3 Kalorimetr

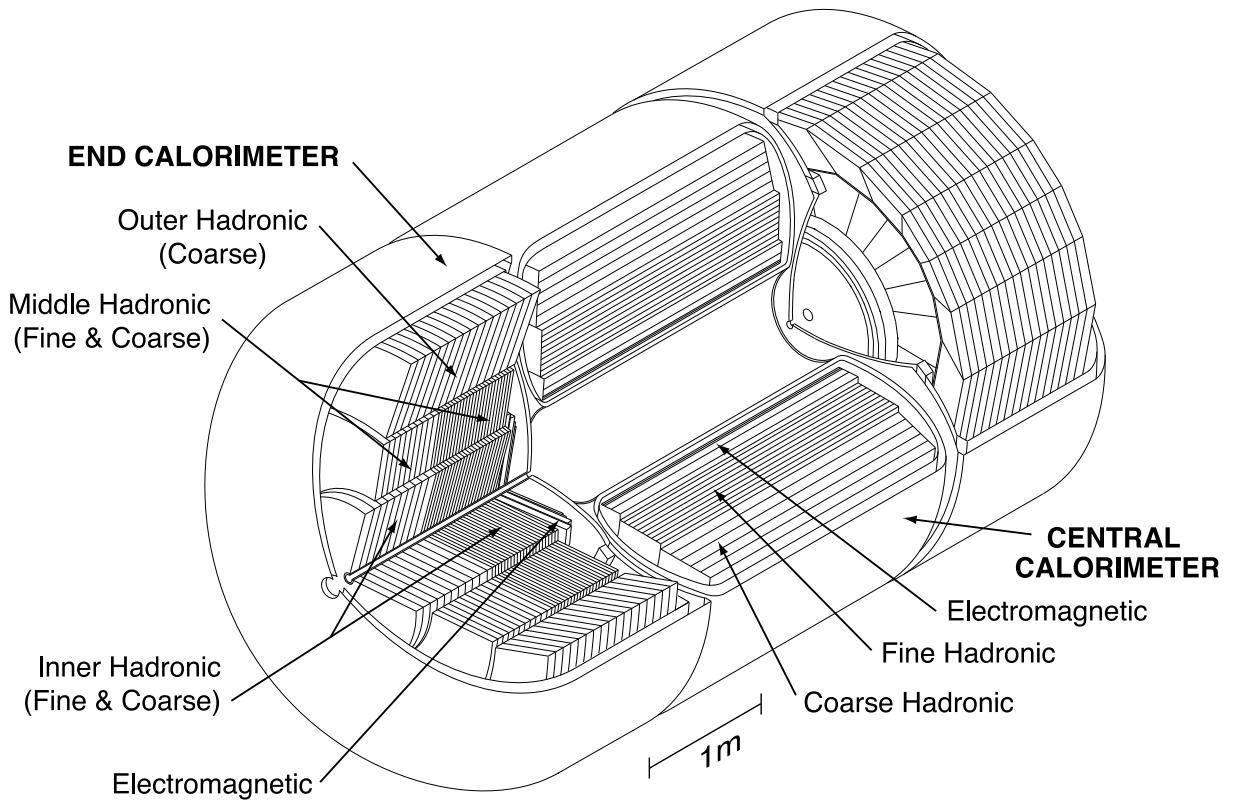
Systém kalorimetrů na experimentu DØ je projektován na pohlcení většiny částic, které se do kalorimetru dostanou a zanechají zde svou energii, užitím kapalného argonu (LAr) jako ionizačního média. Kalorimetru tedy umožňuje změřit energii elektronů, fotonů a



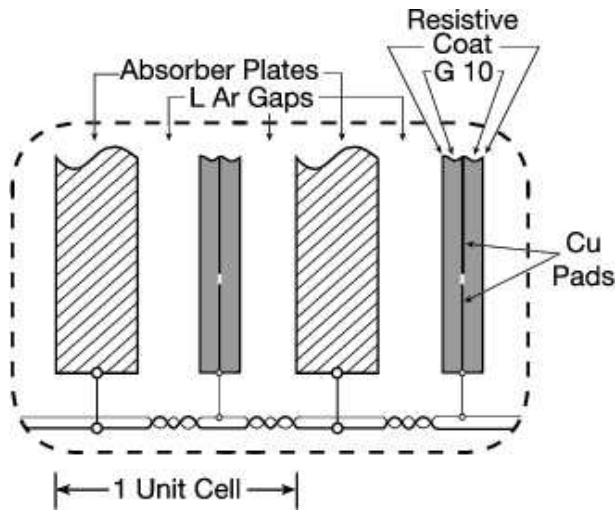
Obrázek 3.4: Pohled na centrální dráhový detektor [29].

hadronů. Systém kalorimetrů je rozdělen do tří kryostatů - centrálního (CC) a dvou koncových (EC). Každý z těchto detektorů dále je rozdělen na elektromagnetický a hadronový kalorimetru, jak je vidět na Obrázku 3.5. Centrální kryostat pokrývá přibližně oblast $|\eta| \approx 1.0$ a oba krajní $|\eta| \approx 4$. Kryostat udržuje teplotu cca 90 K.

Každý kryostat je rozdělen do samostatných modulů, jejich schéma je znázorněno na Obrázku 3.6. Elektromagnetický kalorimetru je hluboký 20 radiačních délek a hadronový má hloubku 7 jadernými interakčními délek. Průměrně lze v kalorimetrech zaznamenat 98% energie srážky. Celkové rozložení buněk je zobrazeno na Obrázku 3.7.



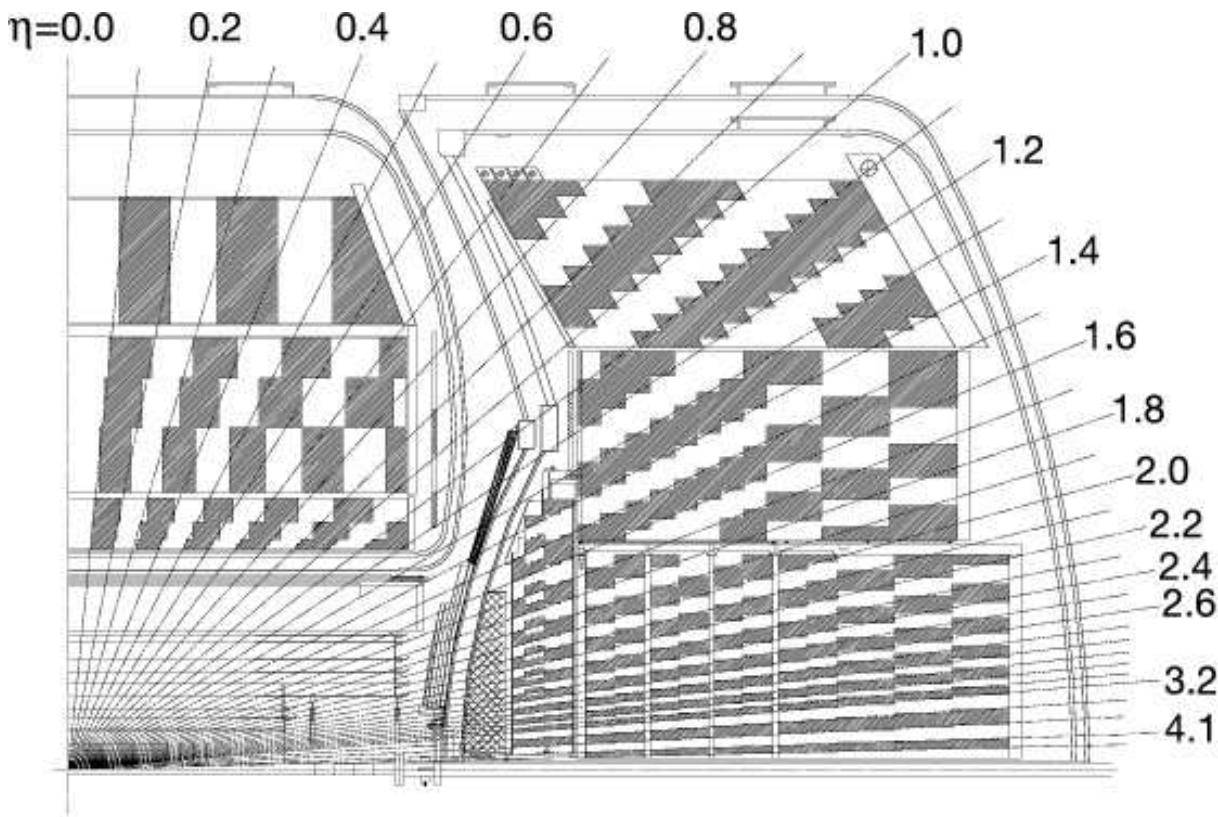
Obrázek 3.5: Pohled na kalorimetru [29].



Obrázek 3.6: Schéma modulu kryostatu [29].

3.2.4 Mionový detektor

Systém mionových detektorů je znázorněn na Obrázku 3.8. Skládá se z centrálního mionového systému, který je tvořen proporcionálními driftovými trubicemi (Proportional Drift Tubes - PDTs), toroidálním magnetem a scintilačním sčítáčem. Tento centrální



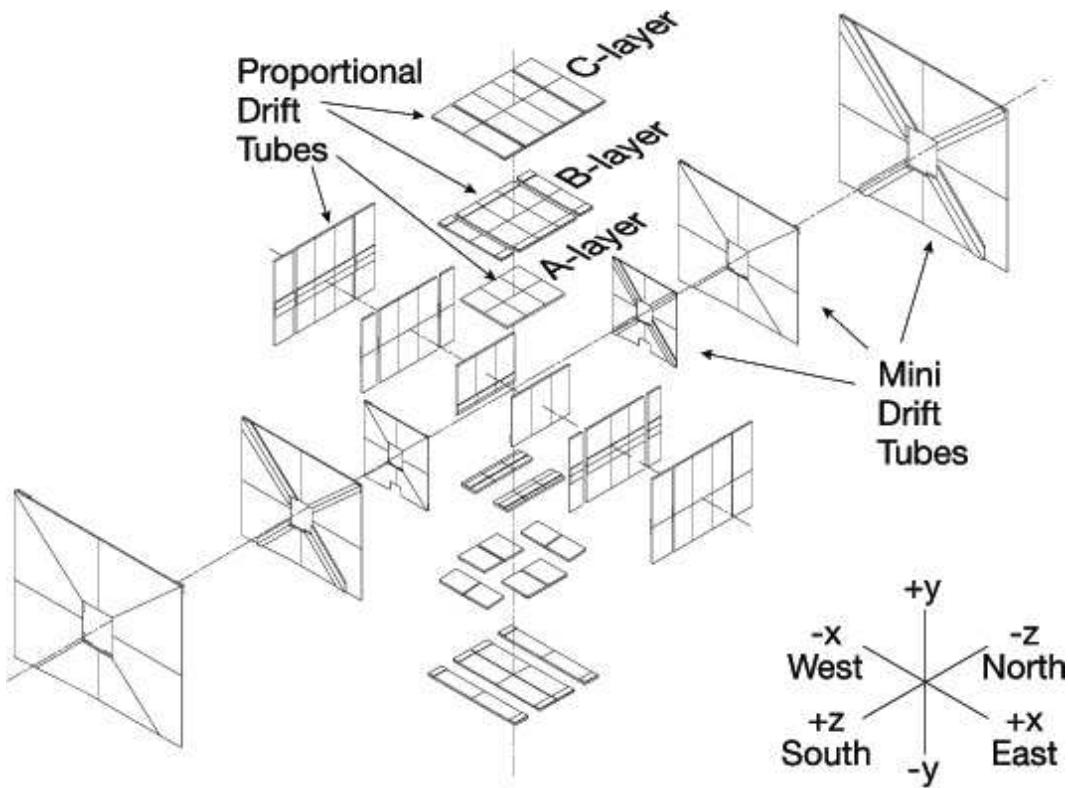
Obrázek 3.7: 1/4 kalorimetru zobrazující jednotlivé towery [29].

systém pokrývá rozsah přibližně do $|\eta| \approx 1.0$. Dopředný mionový systém je tvořen opět driftovými trubicemi (Mini Drift Tubes - MDTs) a scintilačním sčítáčem. Tato část má pokrytí přibližně do $|\eta| \approx 2.0$.

3.2.5 Systém triggerů

V Tevatronu se protony a antiprotony srážejí každých 396 nanosekund, tj. s frekvencí 1.7 MHz a celý systém není schopen zaznamenat takové množství dat. Z tohoto důvodu je potřeba data filtrovat a vybírat jen ty zajímavější události. V praxi to znamená dostat se z frekvence 1.7 MHz na přibližně 50-200 Hz. K tomu nám pomáhají tři úrovně triggerů L1, L2 a L3.

L1 trigger je implementován na hardwarové úrovni a redukuje zaznamenané události z frekvence 1.7 MHz na 10 kHz. L2 trigger je opět instalován hardwarově s programovatelnou elektronikou a redukuje množství dat na cca 1 kHz. L3 trigger je řešen již na soft-



Obrázek 3.8: Schéma mionového detektoru [29].

warové úrovni a redukuje množství dat na 50-200 událostí za sekundu, která již následně jsou zaznamenána pro off-line analýzu.

3.2.6 Zpracování dat

Data, která projdou triggery, jsou následně uložena na datové pásky. Tyto data rekonstruuje program d0reco, který běží na počítačové farmě. D0reco z dat na páskách rekonstruuje všechny objekty, dráhu nabitých částic, hybnost, energii a podobně. Výstupem tohoto programu v současnosti je formát TMB (Thumbnail), který má velikost cca 10 kB/událost a obsahuje jen nejjednodušší a nejčastěji používané informace. Z TMB formátu se vytvářejí jednotlivé datové skimy, které jsou používané jednotlivými fyzikálními skupinami na DØ. Pro samotnou analýzu dat se používá softwarový framework cafe (common analysis format environment) který zpracovává data ve formátu CAF, který vznikne převodem TMB dat do “ROToVského” TTree, případně přepis do ntuple nebo do ASCII formátu.

4 Analýza rozdělení energie v jetu

Cílem je zprvu změřit rozdělení energie uvnitř jetů v Monte Carlo simulaci podle vzorců (2.8) a (2.9) pro každou iniciální částici, která představují integrované rozdělení energie jetu v cone $R = 0.7$ s krokem po $\delta r = 0.1$. Protože toto rozdělení se mění i s energií jetů, bylo zvoleno, že profily se vytvoří pro rozsahy s p_T jetu po 50 GeV od 0-500 GeV. Iniciálními částicemi mi může být gluon, lehký kvark (u, d, s, c) a nebo b -kvark.

Na základě vyvořených profilů pak vznikl algoritmus, který zkouší určit potenciální zastoupení jednotlivých částic (lehké kvarky, gluonu a b -kvarky) ve skutečných datech.

4.1 Data použitá k analýze

Pro tvorbu profilů byla vybraná data generovaná Monte Carlo generátorem PYTHIA [30], který modeloval QCD dijet procesy. Verze DØ releasu je p17.09.01 a data byla generovaná pro různé \hat{p}_T -biny (80-160, 160-320 a 320-980 GeV) s celkovou statistikou 2.47 mil. eventů. \hat{p}_T -biny jsou následně spojeny dohromady pomocí vah, které odpovídají účinnému průřezu daných \hat{p}_T -binů. Váhy jednotlivých \hat{p}_T -binů jsou uvedené v Tabulce 4.1.

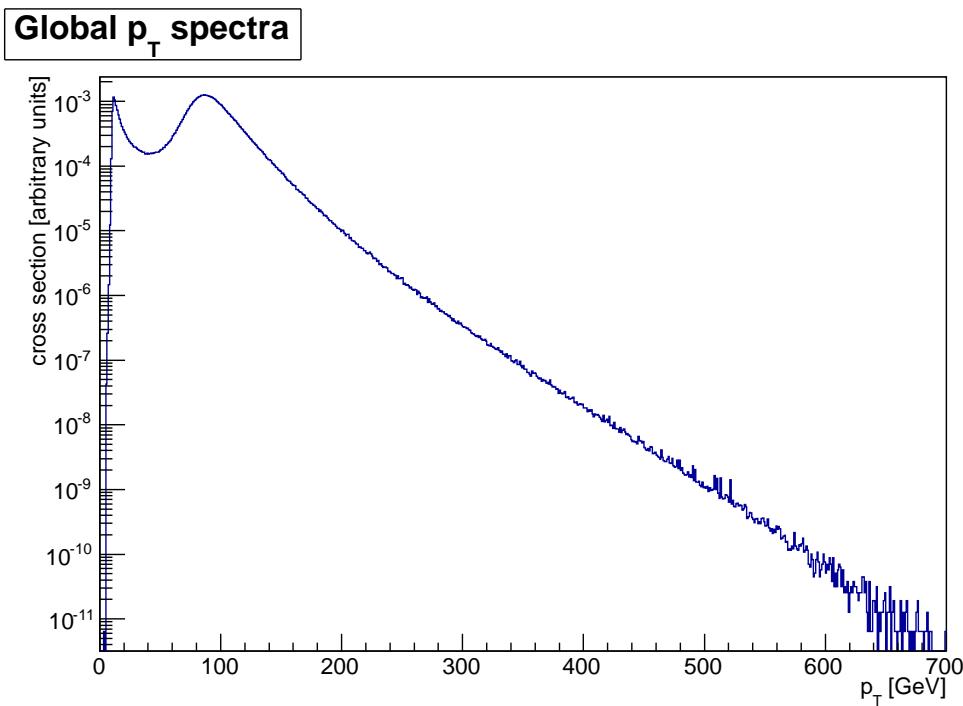
p_T -bin	Váha
80-160 GeV	$4.21463 \cdot 10^{-8}$
160-320 GeV	$6.58532 \cdot 10^{-10}$
320-940 GeV	$6.35071 \cdot 10^{-12}$

Tabulka 4.1: Váhy jednotlivých \hat{p}_T -binů.

Hlavním kritériem pro vybrané eventy je splnění data quality kritérií. Mezi další kritéria patří, aby v daném eventu byl alespoň jeden primární vrchol, aby nejlepší z vrcholů měl alespoň tři dráhy a z -ová souřadnice vrcholů byla < 50 cm od středu detektoru.

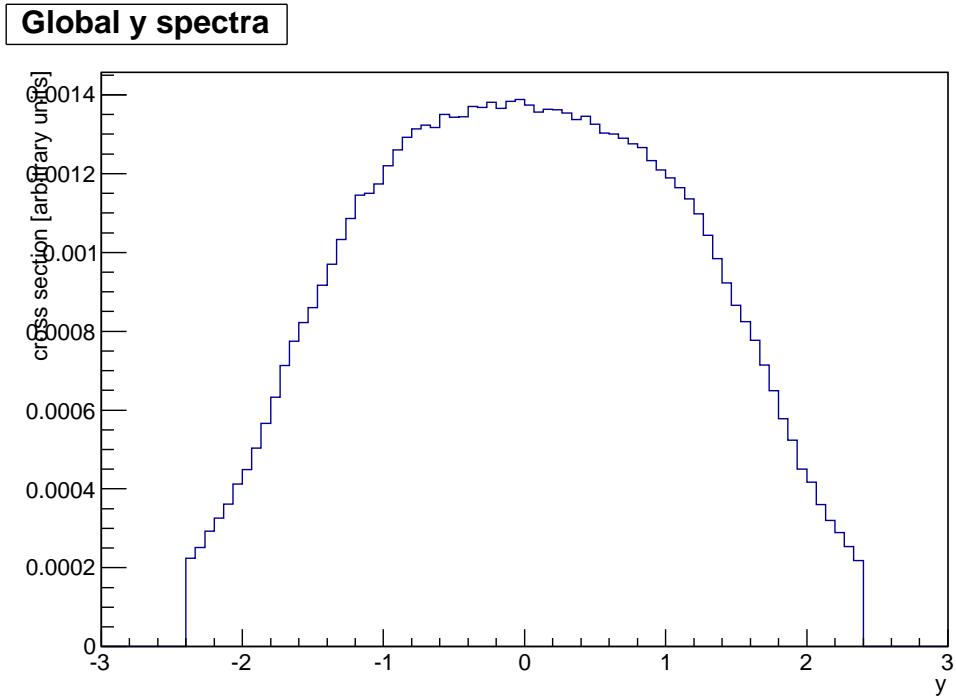
Dále jsou potlačeny eventy, kde jsou jety od sebe vzdálené méně než $\Delta R \leq 1.4$. Protože datové soubory nenesou v sobě informaci, které buňky byly použity pro rekonstrukci daného jetu, zvolili jsme přibližnou metodu, kde k danému jetu přiřazujeme všechny buňky, které jsou od osy jetu vzdáleny méně než 0.7. Z důvodu zabránění možnému přiřazení jedné buňky do dvou jetů, protože přidáváme podmítku na ΔR mezi jety. Na eventy je rovněž aplikovaná Jet Energy Scale (JES) korekce. JES korekce je oprava změřeného 4-vektoru jetu na úroveň, která odpovídala jetu, na částicové úrovni před tím, než se dostal do kalorimetru (na úrovni "GenJet" v obrázku 2.1).

Dále se aplikují další kritéria pro jednotlivé jety. Ačkoliv se jedná o MC data, kde se nejdříve generují částice a pak se simuluje průchod detektorem DØ, tak tyto data neobsahují informaci o primární částici jetu. Pro hledání počáteční částice byl použit upravený algoritmus TagJetInitialParton, který hledá nejprimárnější částici. To je čásice s největším p_T uvnitř conu. Dalším kritériem je, aby jet byl v rozmezí rapidity $|y| < 2.4$.



Obrázek 4.1: Spektrum příčné hybnosti p_T všech MC jetů, které prošly všemi kritérii.

Po aplikaci zmíněných kritérií zbyvá 4.3 mil. jetů. Na Obrázku 4.1, 4.2 a 4.3 jsou zobrazené globální (přes všechny \hat{p}_T -biny) spektra příčné hybnosti p_T , rapidity y a azimutálního úhlu ϕ .



Obrázek 4.2: Spektrum rapidity y všech MC jetů, které prošly všemi kritérii.

4.2 Analýza jetů

Algoritmus pro tvorbu profilu jetu začíná tím, že se načte vektor jetu a porovnává se vzdáenosť mezi 3-vektorem jetu s vektory jednotlivých buněk kalorimetru. Pokud buňka leží blíž než $R \leq 0.7$, bude její energie započtena do profilu, který je rozdělen na 7 dílů s krokem 0.1 od 0 do 0.7. Tímto způsobem získáme diferenciální profil jetu.

Následně tento profil integrujeme podle vzorce

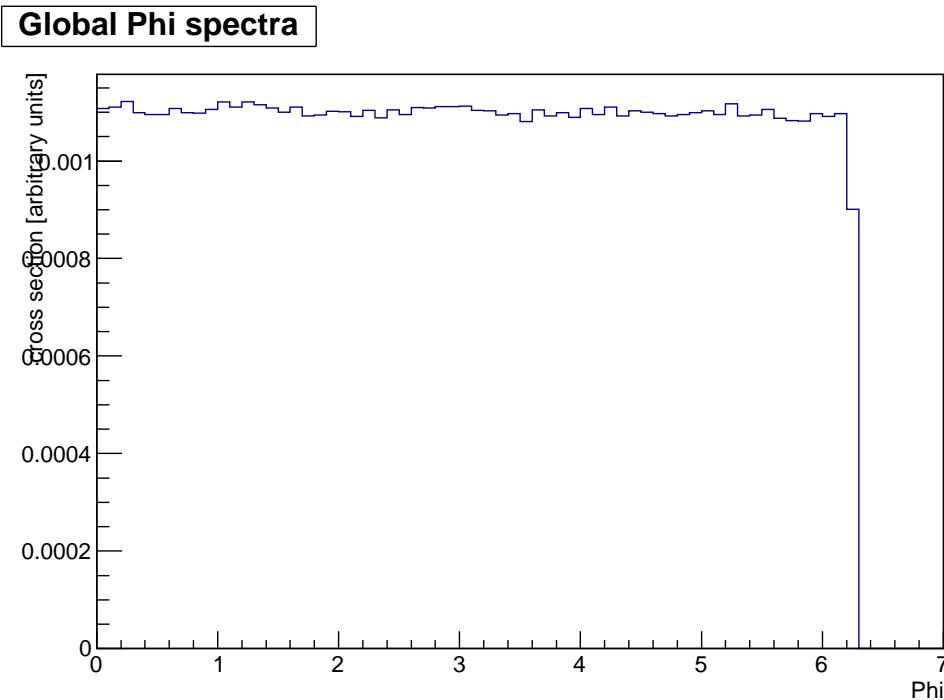
$$x_i = \sum_{k=1}^i dx_k, \quad (4.1)$$

kde x_i je výsledná integrovaná hodnota, dx_k je diferenciální hodnota. Poté je tento integrovaný profil normován na energii jetu.

$$x_i = x_i / \text{jet.E}(), \quad (4.2)$$

kde $\text{jet.E}()$ je celková energie jetu. Protože JES korekce neexistuje pro jednotlivé buňky kalorimetru, je použita neopravená hodnota energie jetu (přímo změřená).

Jedna metoda pro porovnávání simulace MC s daty by mohla být, že na základě profilů jednotlivých jetů vytvoříme průměrný profil každé počáteční částice pro daný p_T rozsah,

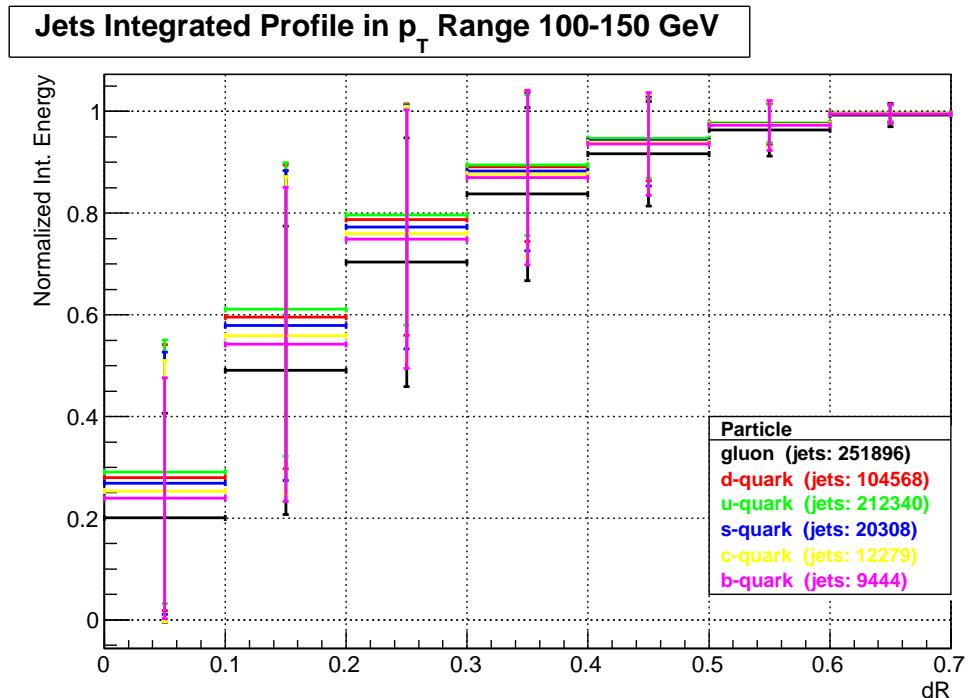


Obrázek 4.3: Spektrum azimutálního úhlu ϕ všech MC jetů, které prošly všemi kritérii.

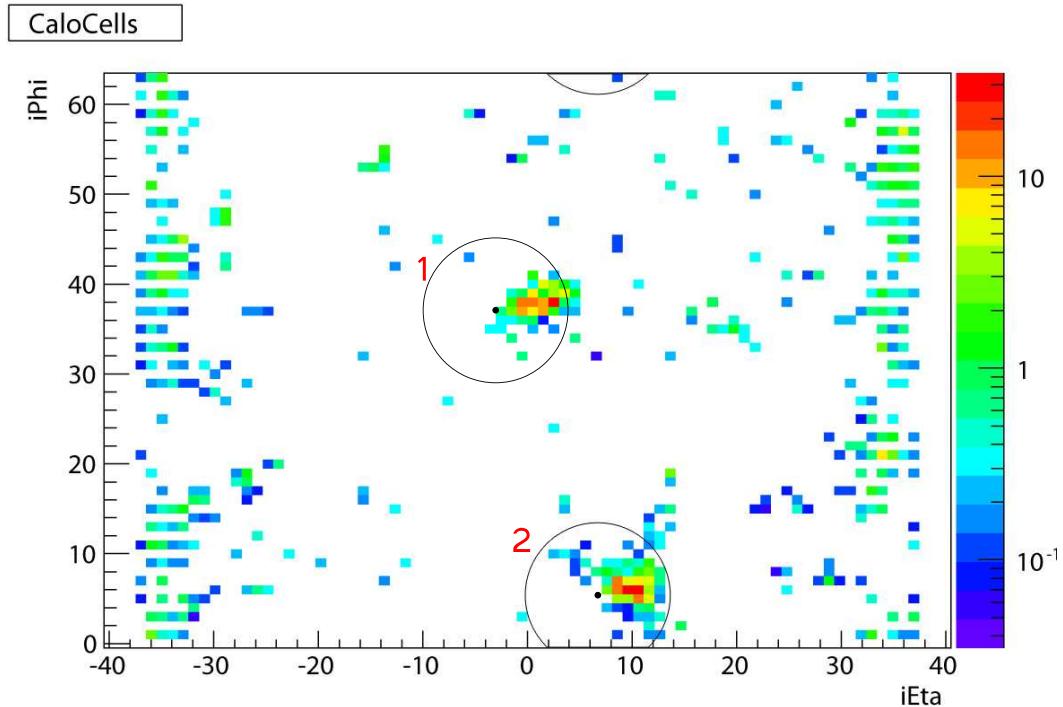
jak je např. znázorněno na Obrázku 4.4. Podíváme-li se na tento obrázek podrobněji, uvidíme, že daný průměrný profil má velkou chybu (počítaná jako střední kvadratická odchylka). Pro příklad si vezměme dva eventy, které obsahují dva a tři jety. Event č. 1 je na Obrázku 4.5 a event 2 na Obrázku 4.6. Každý z těchto eventů obsahuje jet, který pochází z gluonu s vlastnostmi: Event 1, jet 1: $p_T = 137.286 \text{ GeV}$, $E = 145.020 \text{ GeV}$; event 2, jet 1: $p_T = 140.401 \text{ GeV}$, $E = 142.242 \text{ GeV}$ (hodnoty bez JES korekce).

Podíváme-li se na profil těchto jetů, který je vynesen na Obrázku 4.7, tak, ačkoliv mají jety velice podobné parametry, tak profil je značně rozdílný. Pro důvod tohoto chování se musíme blíže podívat na Obrázky 4.5 a 4.6, kde kruhem je vyznačen cone o poloměru 0.7 a černou tečkou je zvýrazněn střed jetu. Střed jetu (vektor jetu) je spočítaný rekonstrukčním algoritmem *d0reco* pomocí iteračního cone algoritmu. V eventu 1 si lze všimnout, že střed jetu je výrazněji dál od energetického maxima jetu, což způsobí pomalejší náběh profilu v Obrázku 4.7. V eventu 2 je střed téměř u energetického maxima jetu a proto nárůst v profilu je mnohem rychlejší.

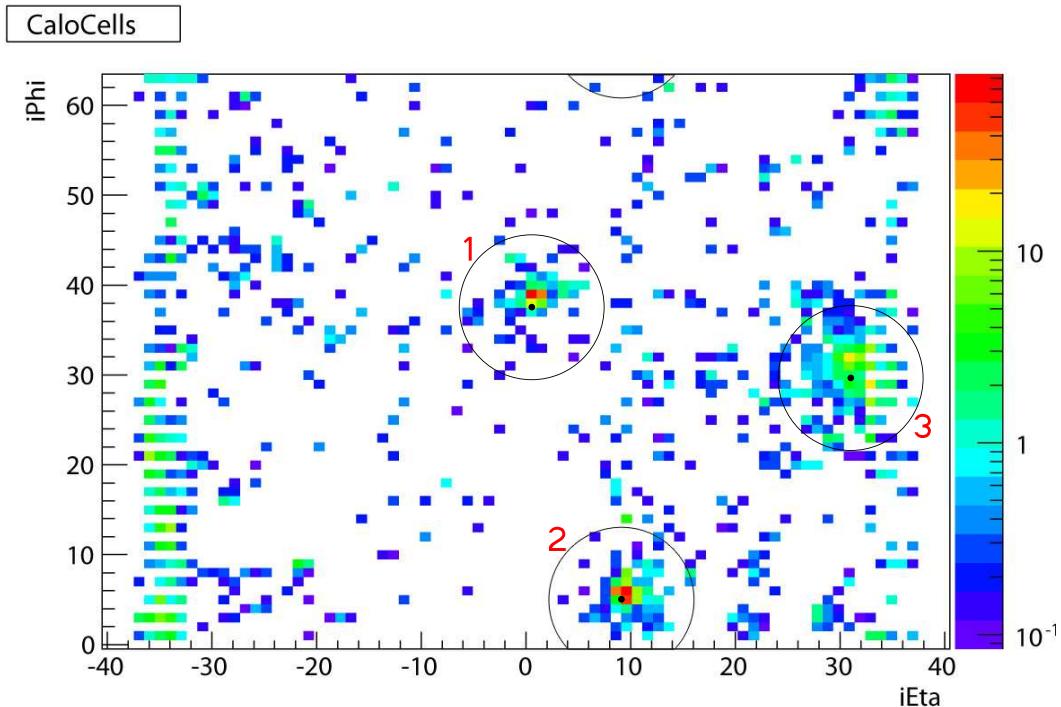
Pro toto chování nemáme dostatečně uspokojující vysvětlení. Jednou z možností je, že datový formát neobsahuje všechny důležité kalorimetrické buňky. Jedna z možností kontroly by byla porovnat tyto profily s profily získanými z drah nabitych částic.



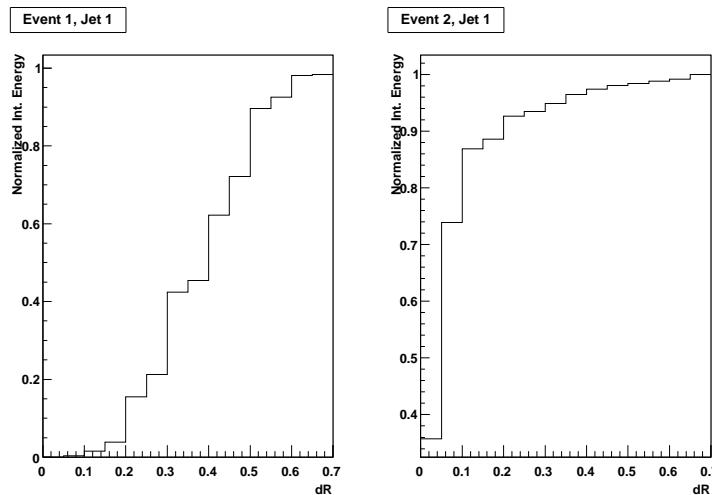
Obrázek 4.4: Ukázka průměrných profilů jetů pocházejících z jednotlivých částic v p_T rozsahu 100-150 GeV.



Obrázek 4.5: Event 1 s dvěma jety.



Obrázek 4.6: Event 2 s třemi jety. (jet č. 3 není vybrán, neboť neprošel kritériem pro rapiditu $|y| > 2.4$)



Obrázek 4.7: Profily jetů pocházejících z gluonu o $p_T = 137 \text{ GeV}$ (event 1) a $p_T = 140 \text{ GeV}$ (event 2).

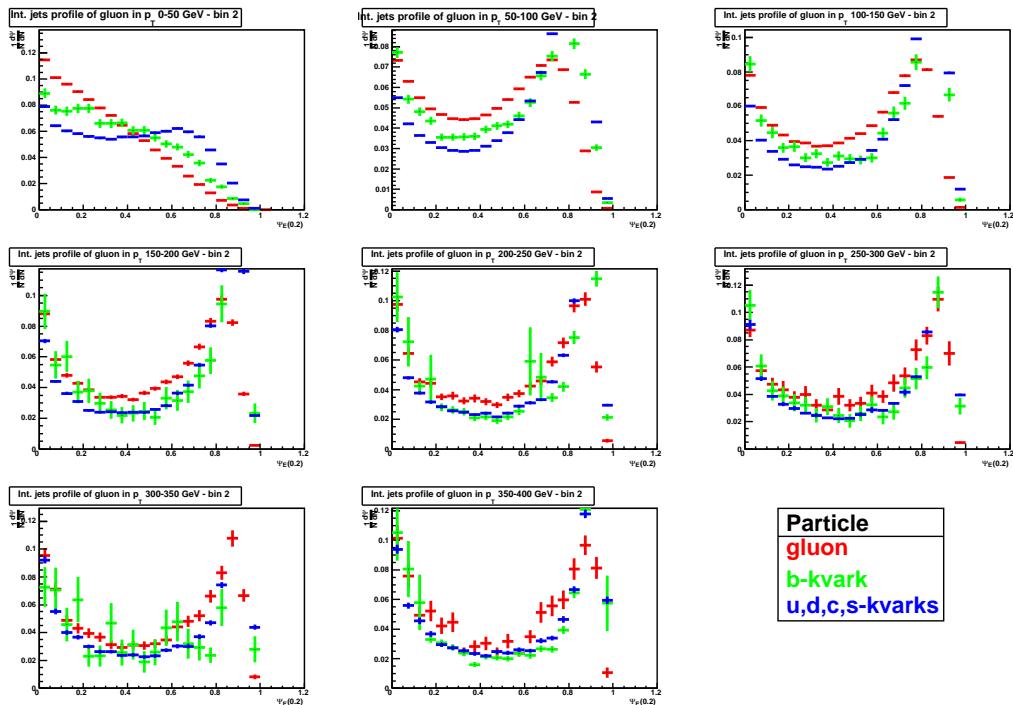
Protože rozdělení profilů v jednotlivých dR binech nemají normální (gaussovo) rozdělení, musíme pro použití k rozlišení druhu částic v datech použít celý tvar této rozdělení. Místo přesného určení, který jet v datech pochází z kvarku nebo gluonu, zkusíme alespoň určit podíly kvarkových a gluonových jetů ve vybraném vzorku dat, kde pomocí třídy

TFractionFitter (z knihovny ROOTu [31]) zkusíme nafitovat MC šablony pro kvarky a gluony na celková data.

4.3 Výsledky analýzy

4.3.1 Šírka jetů

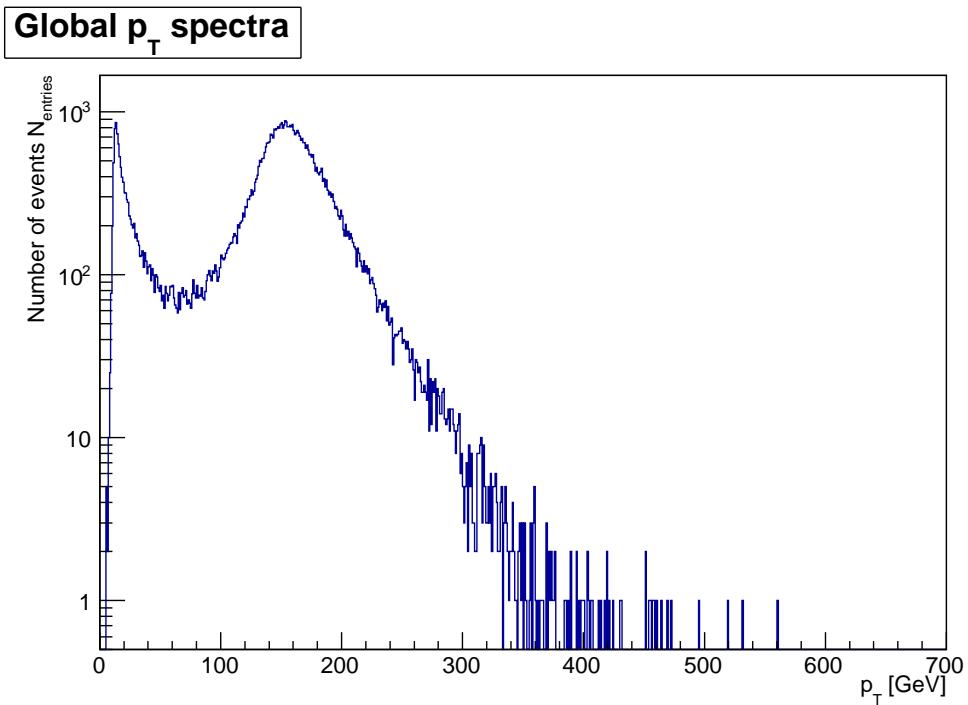
V příloze A jsou zobrazeny integrované profily pro jednotlivé iniciální částice v daném p_T intervalu. Sedm histogramů představuje sedm kroků pro $\Psi_E(r)$ pro r z 0-0.7. Zaměříme-li se na tvar $\Psi_E(r = 0.2)$, pro lepší přehled jsou na Obrázku 4.8 zobrazeny tvary profilů v rozmezí p_T 0-400 GeV, můžeme pozorovat pro každý druh částic různá maxima. Tato maxima nám dávají informaci o šířce jetu. Podíveme-li se na Obrázek 4.8, vidíme, že gluon má nejmenší maximum, to znamená, že v cone 0.2 má nejméně deponované energie a více energie je rozděleno dále od středu jetu, pro lepší porovnání byly histogramy normované na 1. Je zde pěkně vidět, v dobrém souhlasu s předpovědí, že gluonové jety jsou mnohem širší než kvarkové.



Obrázek 4.8: Porovnání tvaru $\Psi_E(r = 0.2)$ pro gluonové a kvarkové jety.

4.3.2 Analýza na datech

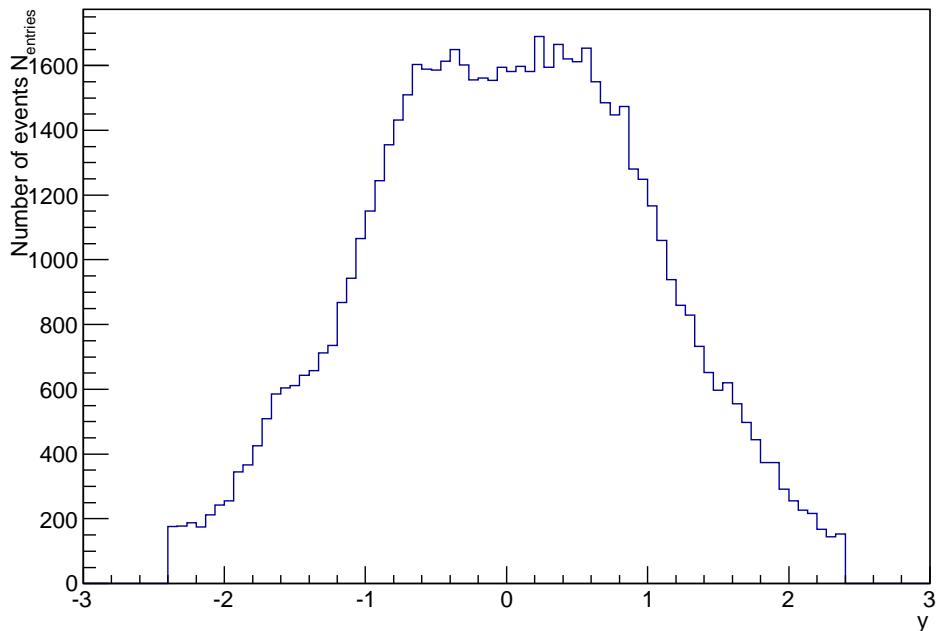
Stejná analýza byla provedena na reálných datech z datasetu CSG-CAF-QCD-PASS3-p18.14.00 (data z RunIIa nabraná v letech 2002-2006). Vybraná data splňují stejná kritéria, jaká jsme zvolili v MC + podmínka na vybrané eventy, že zapíná JT_95TT trigger (event obsahuje jetového kandidáta na L3 s $p_T > 95 \text{ GeV}$). Z důvodu plné efektivity triggeru uvažujeme jen eventy, kde 1. jet má přes 200 GeV (p_T), po JES korekci. Byla vybrána jen část dat, pro kterou není možné určit celkovou luminozitu a změřit účinný průřez, ale pro tuto analýzu to není důležité. V p_T intervalu 200 až $\sim 400 \text{ GeV}$ máme dostatečné množství jetů pro zanedbání statistických chyb. Vzorek obsahuje 67 337 jetů, které prošli všemi selekcemi. Představu o vlastnostech těchto jetů nám můžou dát Obrázky 4.9, 4.10 a 4.11 se spektry příčné hybnosti p_T , rapidity y a azimutálního úhlu ϕ .



Obrázek 4.9: Spektrum příčné hybnosti p_T všech jetů z reálných dat, které prošly všemi kritérii.

Jestli chceme použít MC simulace na srovnání profilů s daty, musíme se přesvědčit, že popisují data dobře. To můžeme provést pomocí p_T spektra, kde jejich podíl by měl být konstantní. Pokud bychom pozorovali významnou odchylku od konstantní hodnoty, znamenalo by to, že simulace nepopisuje naše data dobře. Na Obrázku 4.12 je vidět, že

Global y spectra

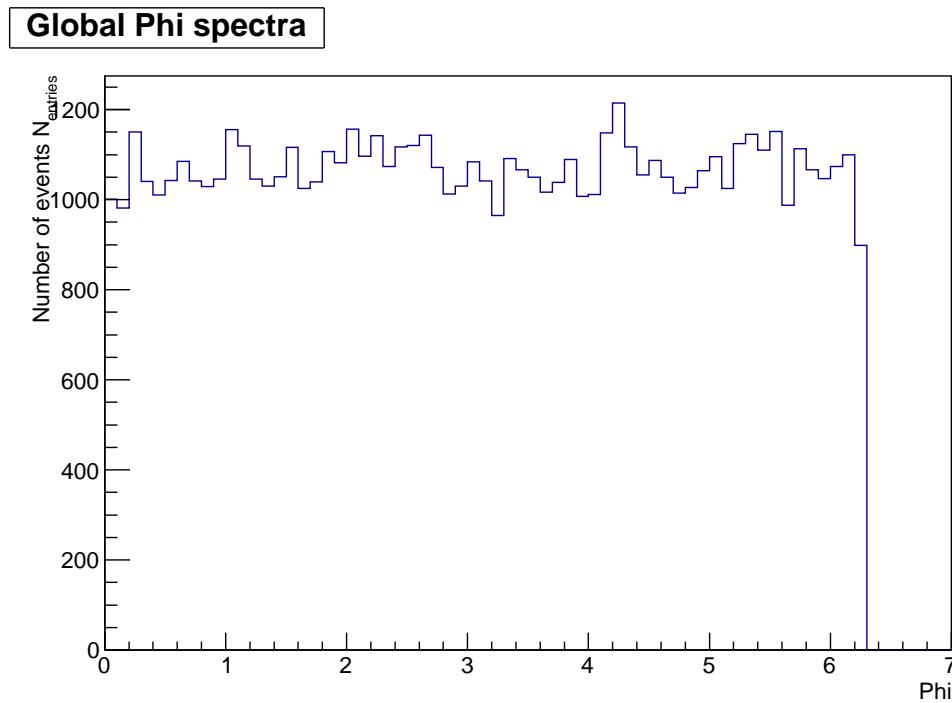


Obrázek 4.10: Spektrum rapidity y všech jetů z reálných dat, které prošly všemi kritérii.

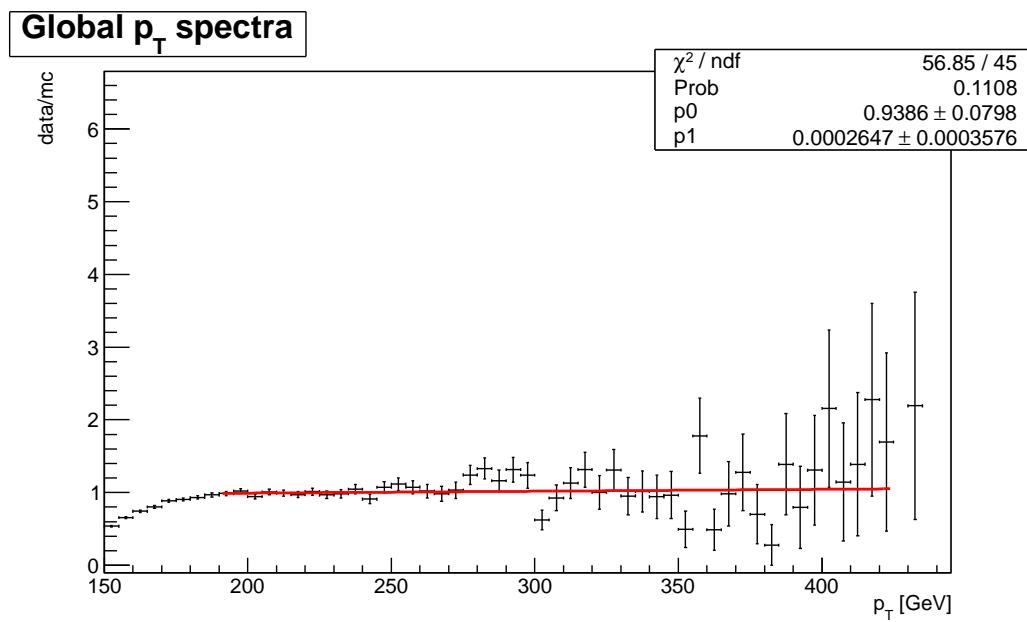
nad 200 GeV (z důvodu použití JT95-TT triggeru) je popis poměrně dobrý.

Data byla zpracována podobně jako Monte Carla simulace a jako výchozí bod pro porovnání byly opět vytvořeny histogramy s histogramy s integrovanými profily pro jednotlivé jety, které jsou na Obrázcích B.1 - B.8.

Nyní na tyto data pro jednotlivé p_T biny se zkusí nafitovat MC šablony ve smyslu, že data se skládají z lehkých kvarků, gluonů a b -kvarku $D = \alpha_1(u\bar{d}c\bar{s}) + \alpha_2(b\bar{s}) + \alpha_3(g)$, ve všech 7 krocích pro $\Psi_E(0.1) - \Psi_E(0.7)$ a zkusí se určit zastoupení jednotlivých částic ve skutečných datech. Výsledky fitování jsou uvedené v Tabulkách 4.2 až 4.9.



Obrázek 4.11: Spektrum azimutálního úhlu ϕ všech jetů z reálných dat, které prošly všemi kritérii.



Obrázek 4.12: Histogram p_T spektra data/MC.

	gluon	b -kvark	$q(u, d, c, s)$
$\Psi_E(0.1)$	0.570	0.078	0.352
$\Psi_E(0.2)$	0.646	0.071	0.283
$\Psi_E(0.3)$	0.704	0.056	0.240
$\Psi_E(0.4)$	0.740	0.032	0.228
$\Psi_E(0.5)$	0.693	0.042	0.265
$\Psi_E(0.6)$	0.629	0.053	0.318
$\Psi_E(0.7)$	0.513	0.090	0.397

Tabulka 4.2: Výsledky fitování MC šablon na data pro p_T 0-50 GeV.

	gluon	b -kvark	$q(u, d, c, s)$
$\Psi_E(0.1)$	0.734	0.192	0.074
$\Psi_E(0.2)$	0.745	0.216	0.039
$\Psi_E(0.3)$	0.811	0.167	0.022
$\Psi_E(0.4)$	0.851	0.130	0.019
$\Psi_E(0.5)$	0.865	0.119	0.016
$\Psi_E(0.6)$	0.917	0.065	0.018
$\Psi_E(0.7)$	0.766	0.060	0.174

Tabulka 4.3: Výsledky fitování MC šablon na data pro p_T 50-100 GeV.

	gluon	b -kvark	$q(u, d, c, s)$
$\Psi_E(0.1)$	0.518	0.060	0.422
$\Psi_E(0.2)$	0.545	0.060	0.395
$\Psi_E(0.3)$	0.551	0.059	0.390
$\Psi_E(0.4)$	0.545	0.055	0.400
$\Psi_E(0.5)$	0.537	0.051	0.412
$\Psi_E(0.6)$	0.511	0.057	0.432
$\Psi_E(0.7)$	0.489	0.060	0.451

Tabulka 4.4: Výsledky fitování MC šablon na data pro p_T 100-150 GeV.

	gluon	b -kvark	$q(u, d, c, s)$
$\Psi_E(0.1)$	0.384	0.011	0.605
$\Psi_E(0.2)$	0.245	0.022	0.733
$\Psi_E(0.3)$	0.222	0.022	0.756
$\Psi_E(0.4)$	0.364	0.008	0.628
$\Psi_E(0.5)$	0.386	0.009	0.605
$\Psi_E(0.6)$	0.462	0.042	0.496
$\Psi_E(0.7)$	0.464	0.041	0.496

Tabulka 4.5: Výsledky fitování MC šablon na data pro p_T 150-200 GeV.

	gluon	b -kvark	$q(u, d, c, s)$
$\Psi_E(0.1)$	0.449	0.034	0.517
$\Psi_E(0.2)$	0.440	0.037	0.523
$\Psi_E(0.3)$	0.434	0.040	0.526
$\Psi_E(0.4)$	0.441	0.037	0.522
$\Psi_E(0.5)$	0.449	0.035	0.516
$\Psi_E(0.6)$	0.455	0.034	0.511
$\Psi_E(0.7)$	0.456	0.034	0.510

Tabulka 4.6: Výsledky fitování MC šablon na data pro p_T 200-250 GeV.

	gluon	<i>b</i> -kvark	q(<i>u, d, c, s</i>)
$\Psi_E(0.1)$	0.429	0.034	0.538
$\Psi_E(0.2)$	0.416	0.034	0.550
$\Psi_E(0.3)$	0.427	0.004	0.568
$\Psi_E(0.4)$	0.422	0.034	0.544
$\Psi_E(0.5)$	0.448	0.003	0.549
$\Psi_E(0.6)$	0.453	0.003	0.544
$\Psi_E(0.7)$	0.454	0.003	0.542

Tabulka 4.7: Výsledky fitování MC šablon na data pro p_T 250-300 GeV.

	gluon	<i>b</i> -kvark	q(<i>u, d, c, s</i>)
$\Psi_E(0.1)$	0.425	0.033	0.541
$\Psi_E(0.2)$	0.391	0.059	0.550
$\Psi_E(0.3)$	0.385	0.061	0.554
$\Psi_E(0.4)$	0.419	0.029	0.552
$\Psi_E(0.5)$	0.408	0.063	0.529
$\Psi_E(0.6)$	0.414	0.058	0.527
$\Psi_E(0.7)$	0.430	0.041	0.529

Tabulka 4.8: Výsledky fitování MC šablon na data pro p_T 300-350 GeV.

	gluon	<i>b</i> -kvark	q(<i>u, d, c, s</i>)
$\Psi_E(0.1)$	0.379	0.059	0.562
$\Psi_E(0.2)$	0.342	0.078	0.580
$\Psi_E(0.3)$	0.352	0.065	0.583
$\Psi_E(0.4)$	0.370	0.064	0.566
$\Psi_E(0.5)$	0.398	0.062	0.540
$\Psi_E(0.6)$	0.400	0.062	0.538
$\Psi_E(0.7)$	0.405	0.066	0.529

Tabulka 4.9: Výsledky fitování MC šablon na data pro p_T 350-400 GeV.

	gluon	b -kvark	$q(u, d, c, s)$
$\Psi_E(0.1)$	0.378	0.057	0.565
$\Psi_E(0.2)$	0.313	0.050	0.636
$\Psi_E(0.3)$	0.334	0.069	0.597
$\Psi_E(0.4)$	0.366	0.066	0.567
$\Psi_E(0.5)$	0.412	0.031	0.557
$\Psi_E(0.6)$	0.422	0.024	0.554
$\Psi_E(0.7)$	0.387	0.064	0.549

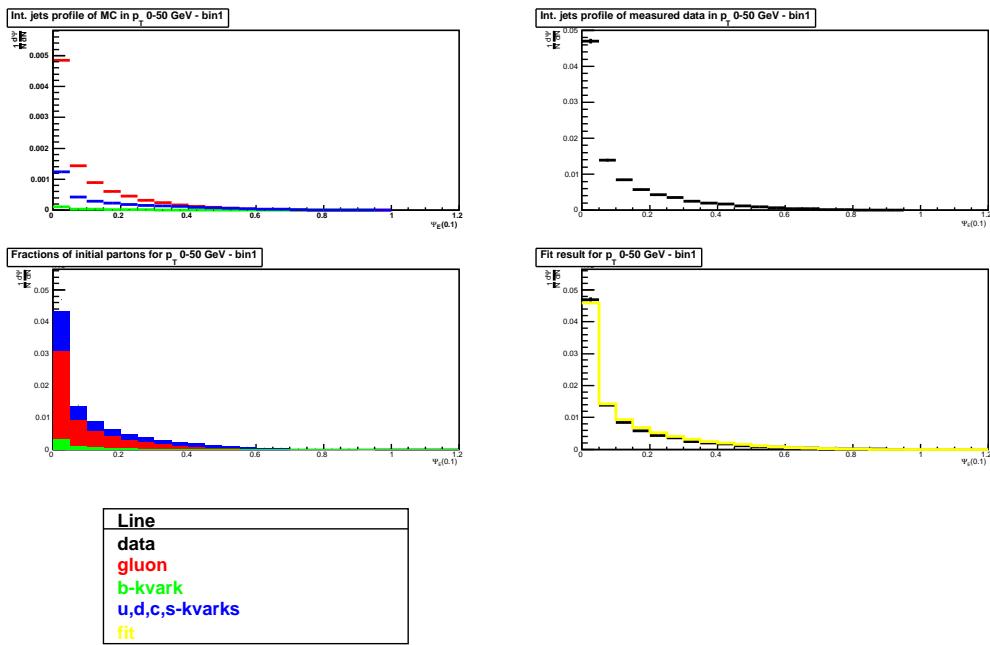
Tabulka 4.10: Výsledky fitování MC šablon na data pro p_T 400-450 GeV.

	gluon	b -kvark	$q(u, d, c, s)$
$\Psi_E(0.1)$	0.094	0.057	0.849
$\Psi_E(0.2)$	0.169	0.070	0.761
$\Psi_E(0.3)$	0.151	0.044	0.805
$\Psi_E(0.4)$	0.221	0.064	0.715
$\Psi_E(0.5)$	0.365	0.007	0.629
$\Psi_E(0.6)$	0.209	0.052	0.739
$\Psi_E(0.7)$	0.353	0.007	0.640

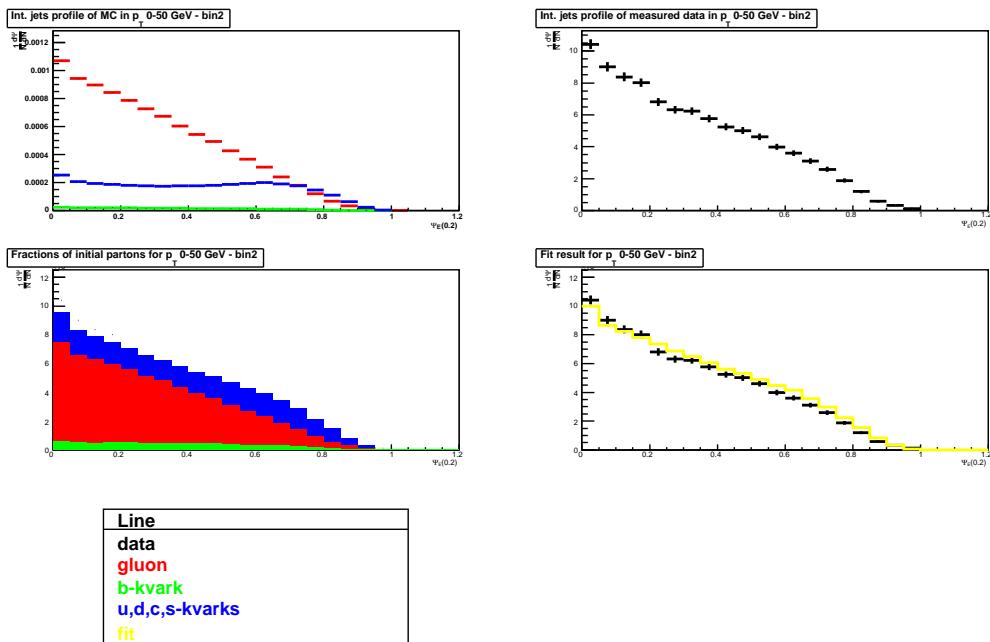
Tabulka 4.11: Výsledky fitování MC šablon na data pro p_T 450-500 GeV.

4.3. VÝSLEDKY ANALÝZY

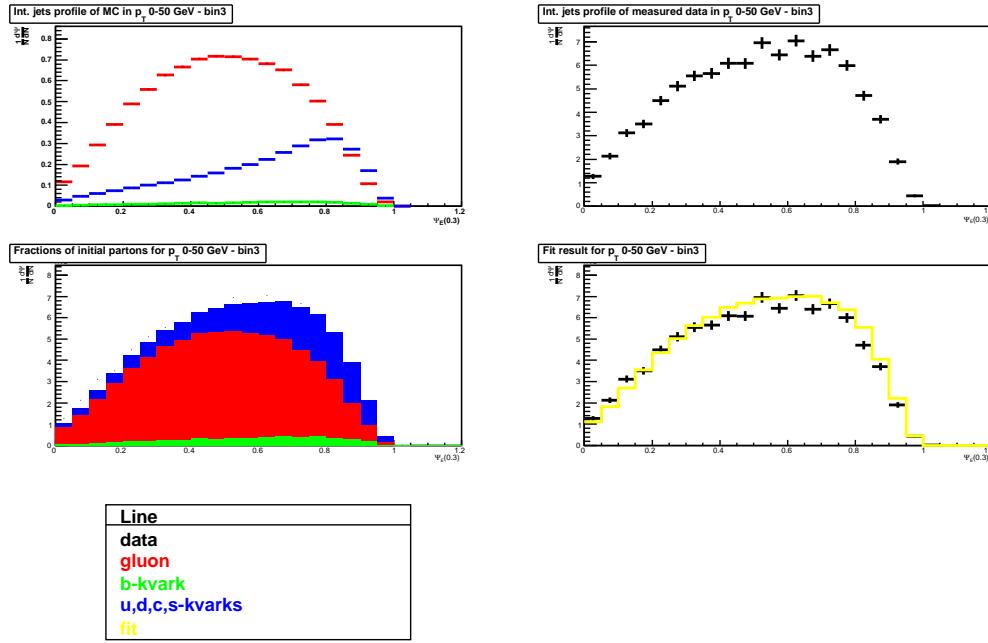
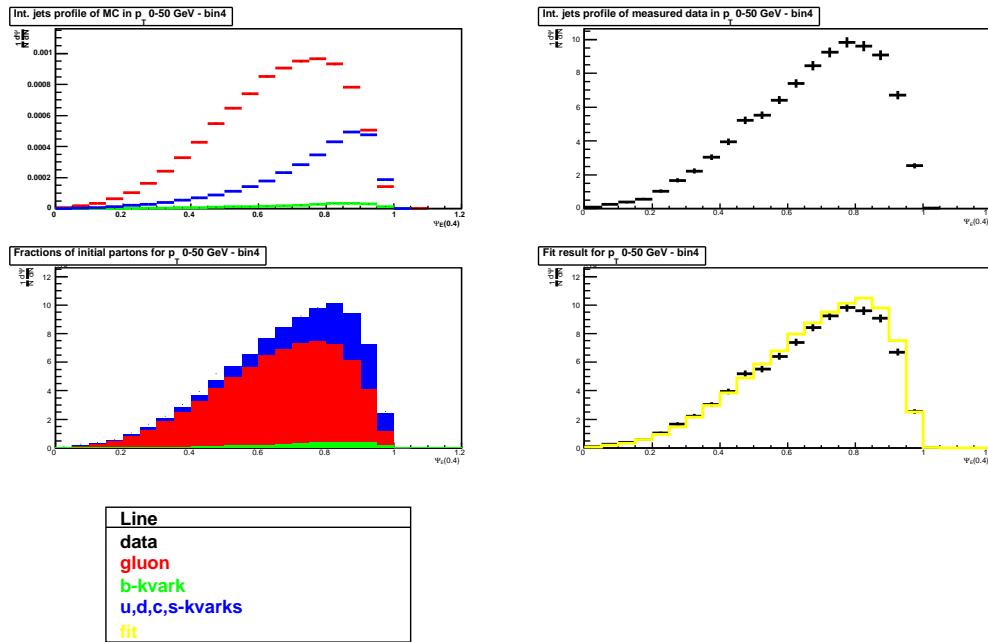
35



Obrázek 4.13: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 0-50 GeV - bin 1.

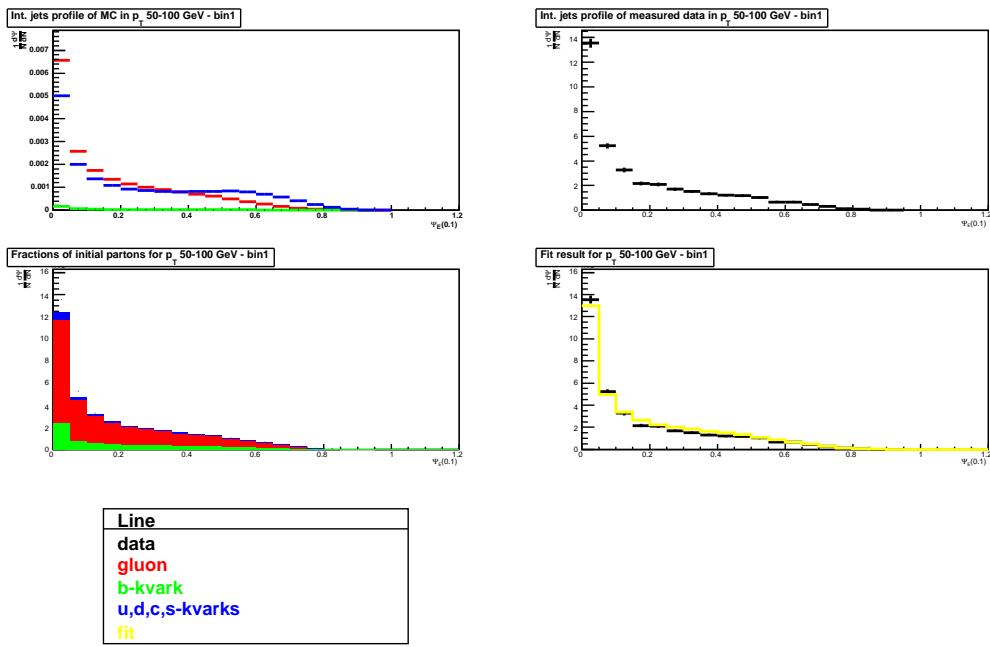


Obrázek 4.14: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 0-50 GeV - bin 2.

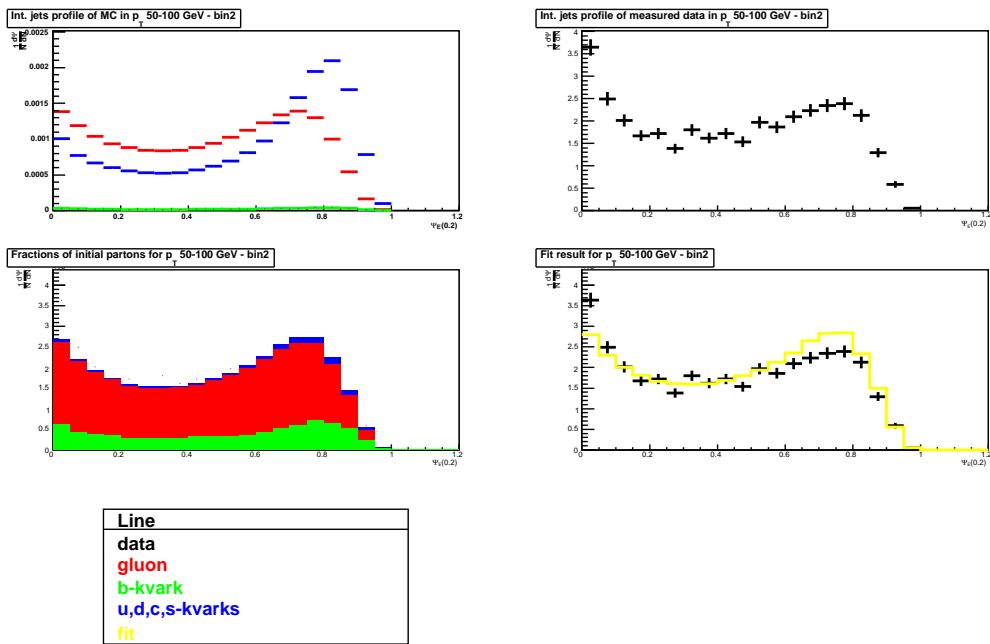
Obrázek 4.15: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 0-50 GeV - bin 3.Obrázek 4.16: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 0-50 GeV - bin 4.

4.3. VÝSLEDKY ANALÝZY

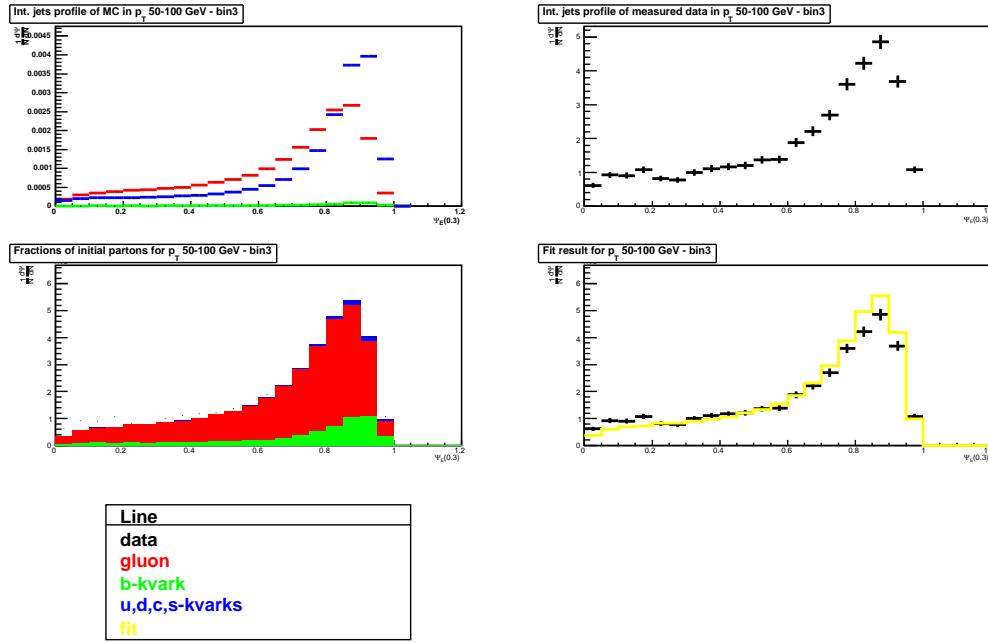
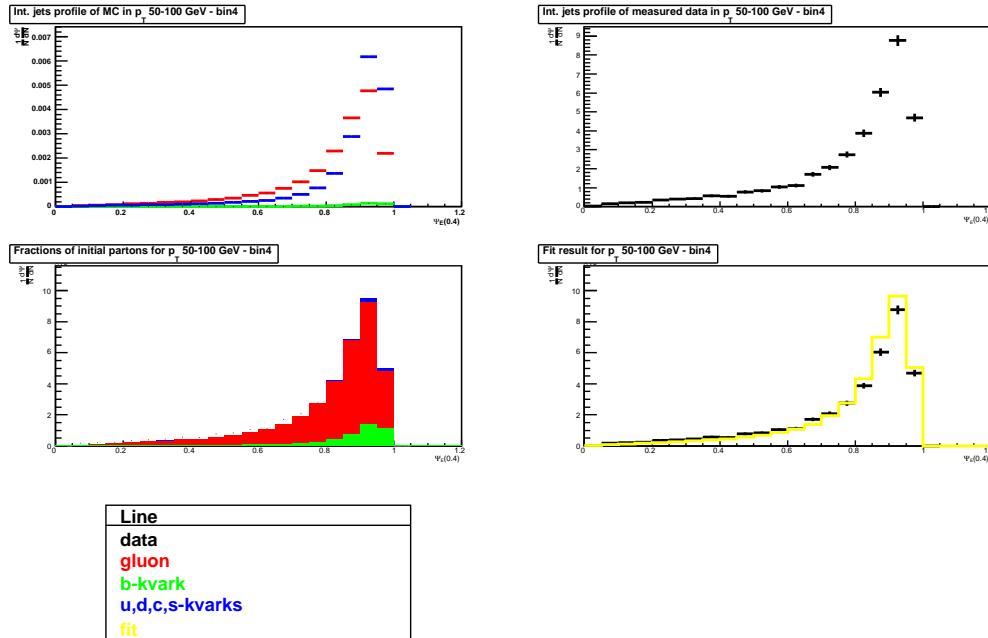
37



Obrázek 4.17: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 50-100 GeV - bin 1.

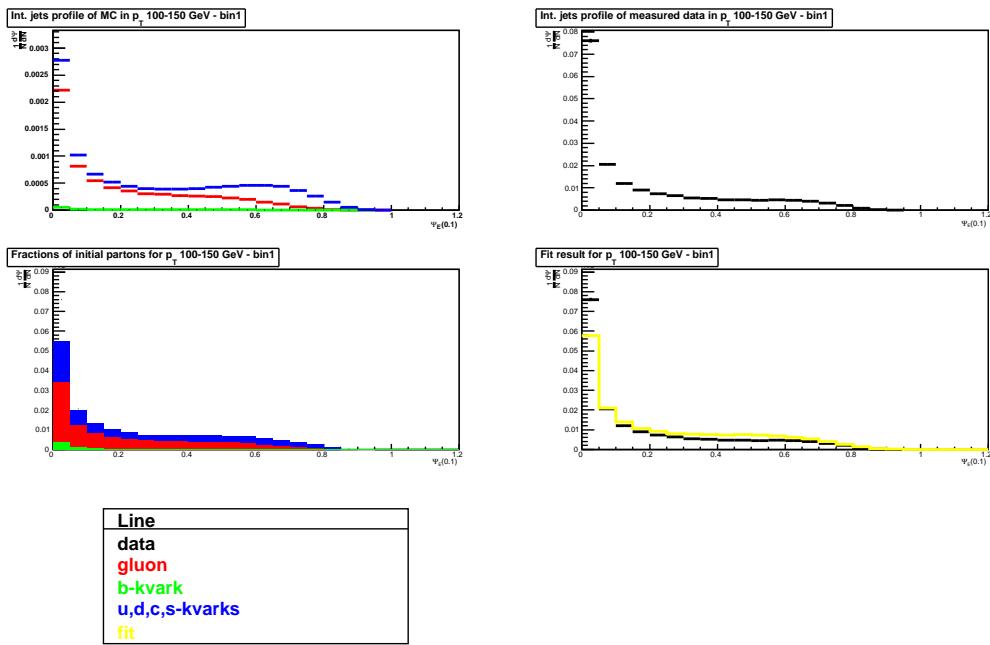


Obrázek 4.18: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 50-100 GeV - bin 2.

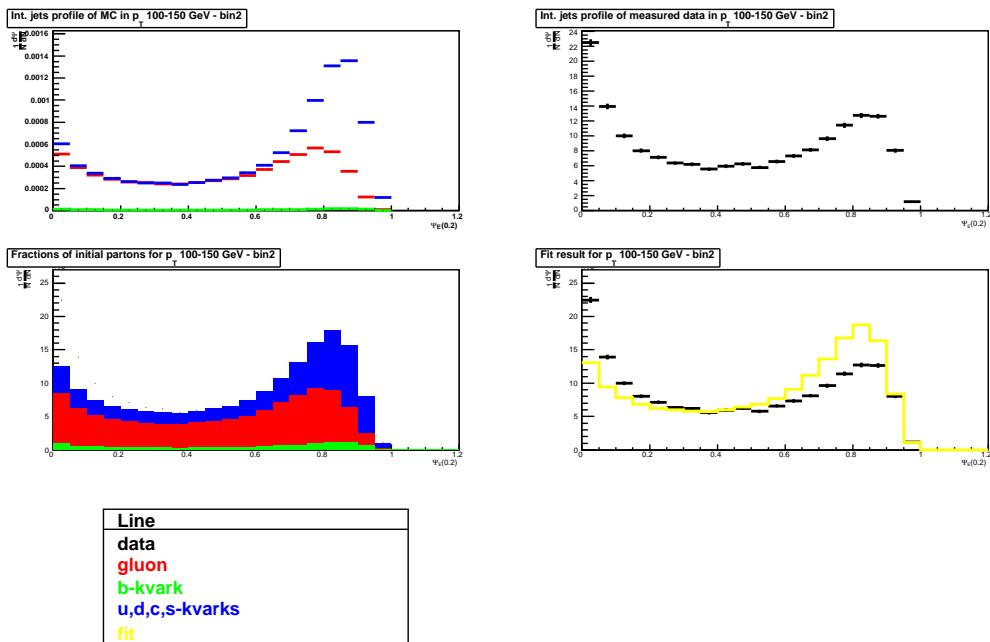
Obrázek 4.19: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 50-100 GeV - bin 3.Obrázek 4.20: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 50-100 GeV - bin 4.

4.3. VÝSLEDKY ANALÝZY

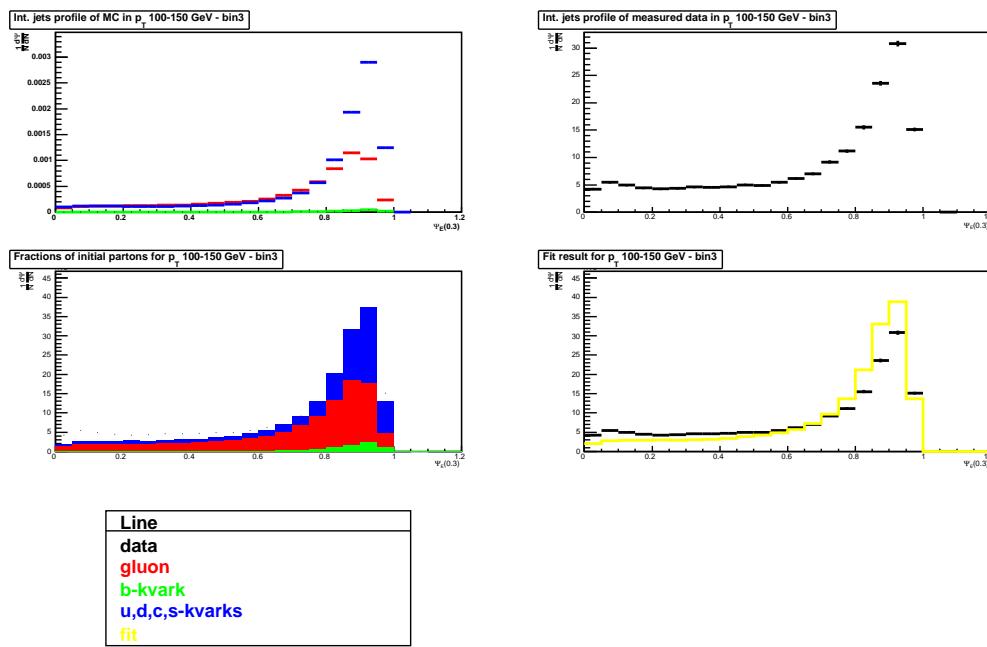
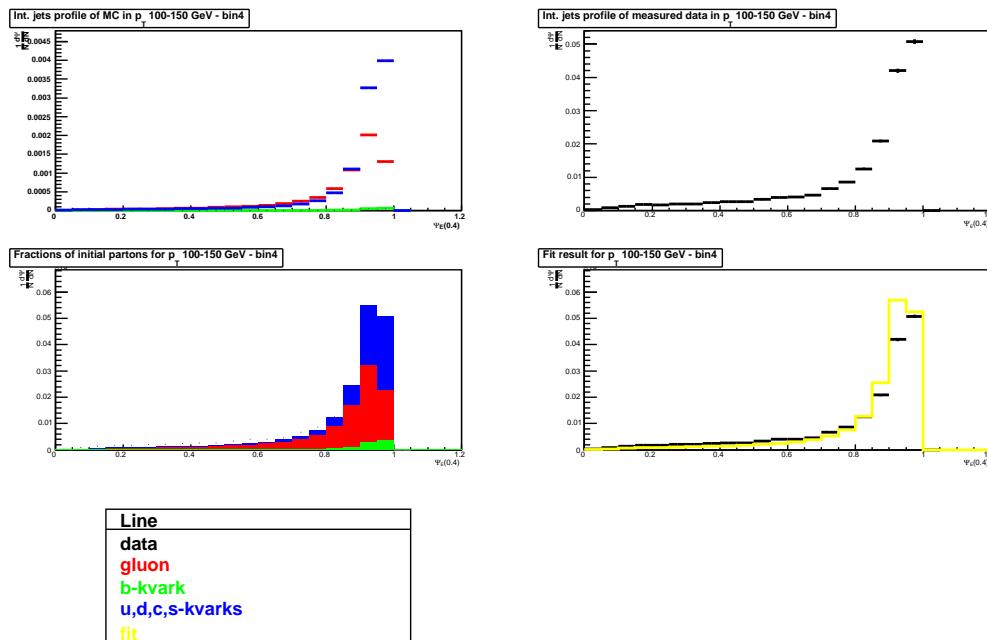
39



Obrázek 4.21: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 100-150 GeV - bin 1.

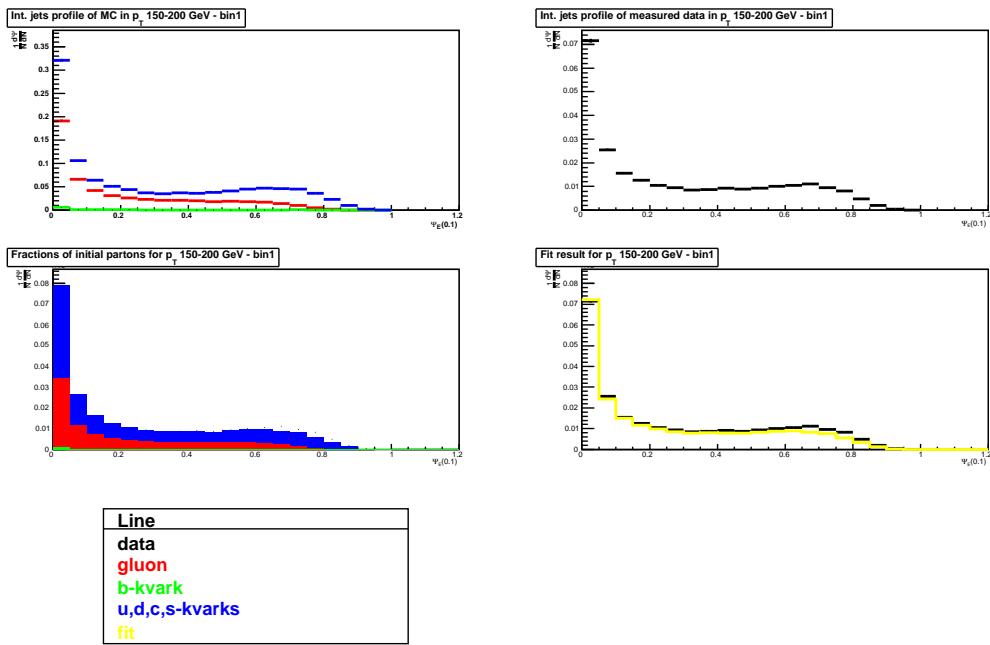


Obrázek 4.22: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 100-150 GeV - bin 2.

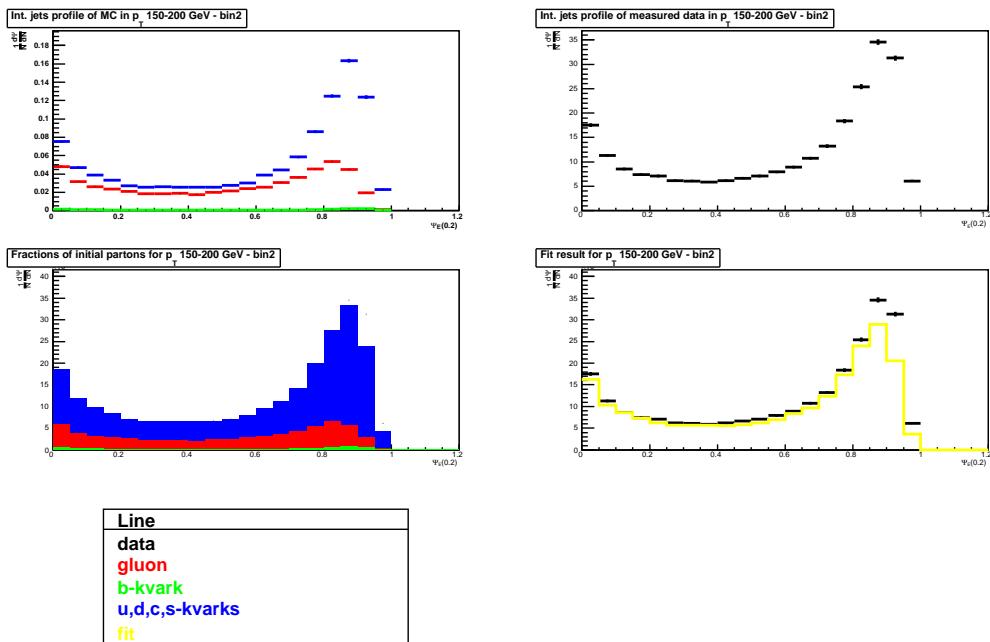
Obrázek 4.23: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 100-150 GeV - bin 3.Obrázek 4.24: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 100-150 GeV - bin 4.

4.3. VÝSLEDKY ANALÝZY

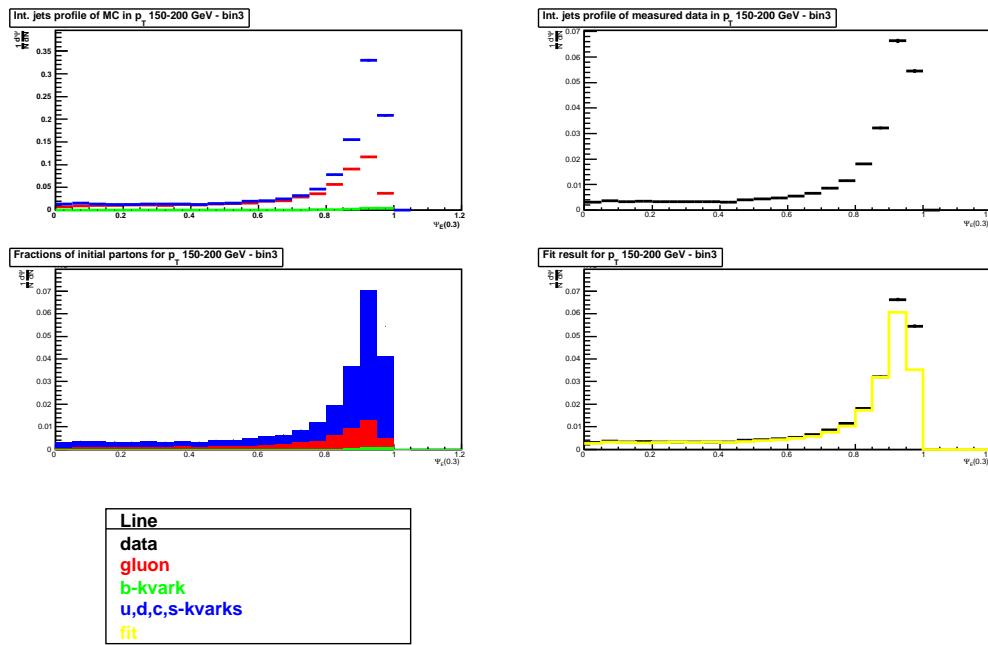
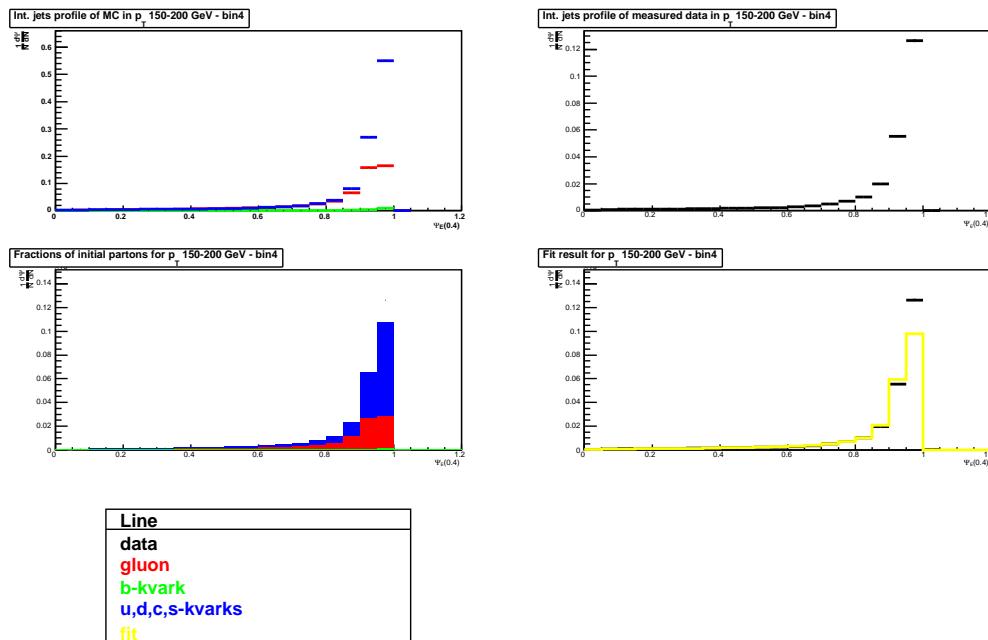
41



Obrázek 4.25: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 150-200 GeV - bin 1.

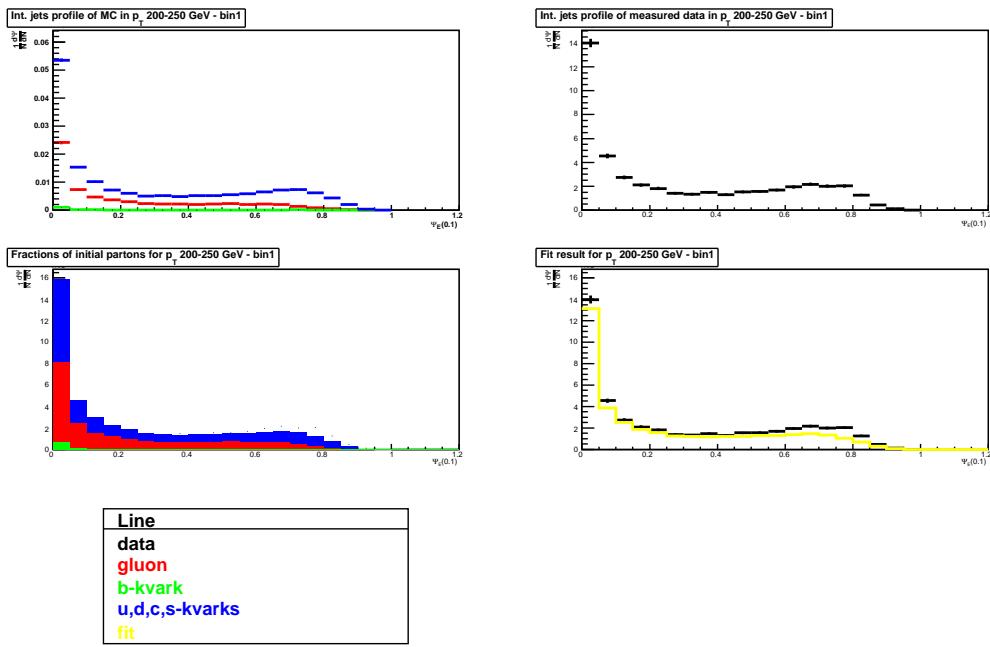


Obrázek 4.26: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 150-200 GeV - bin 2.

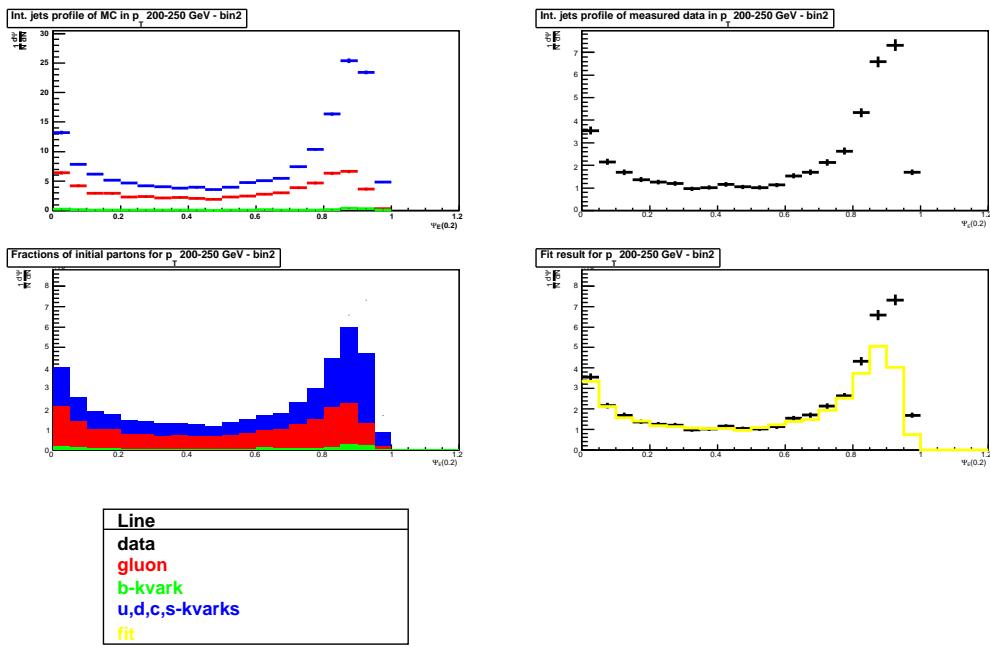
Obrázek 4.27: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 150-200 GeV - bin 3.Obrázek 4.28: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 150-200 GeV - bin 4.

4.3. VÝSLEDKY ANALÝZY

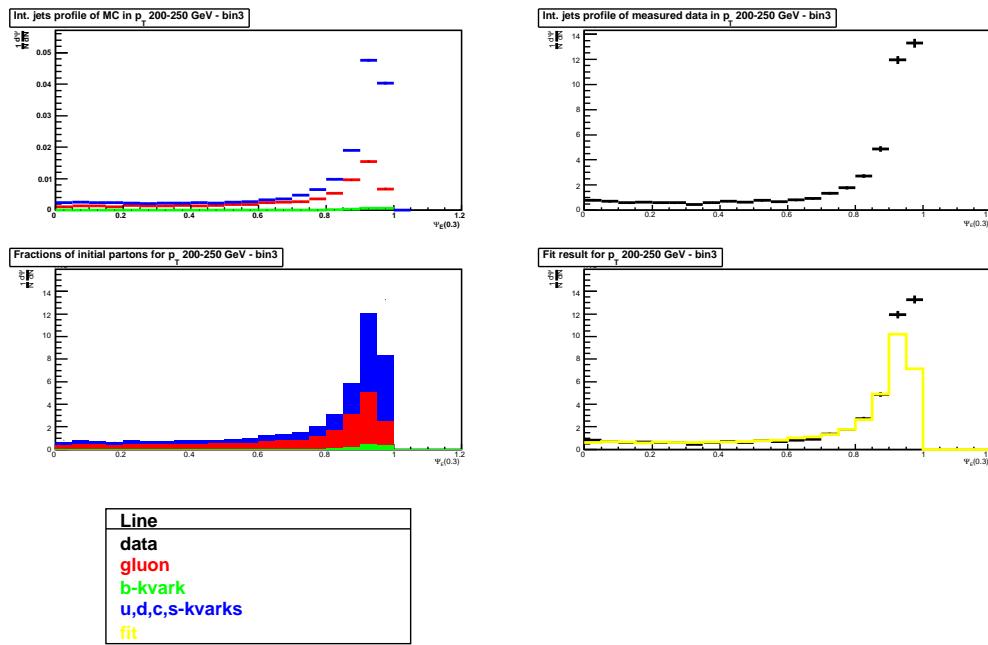
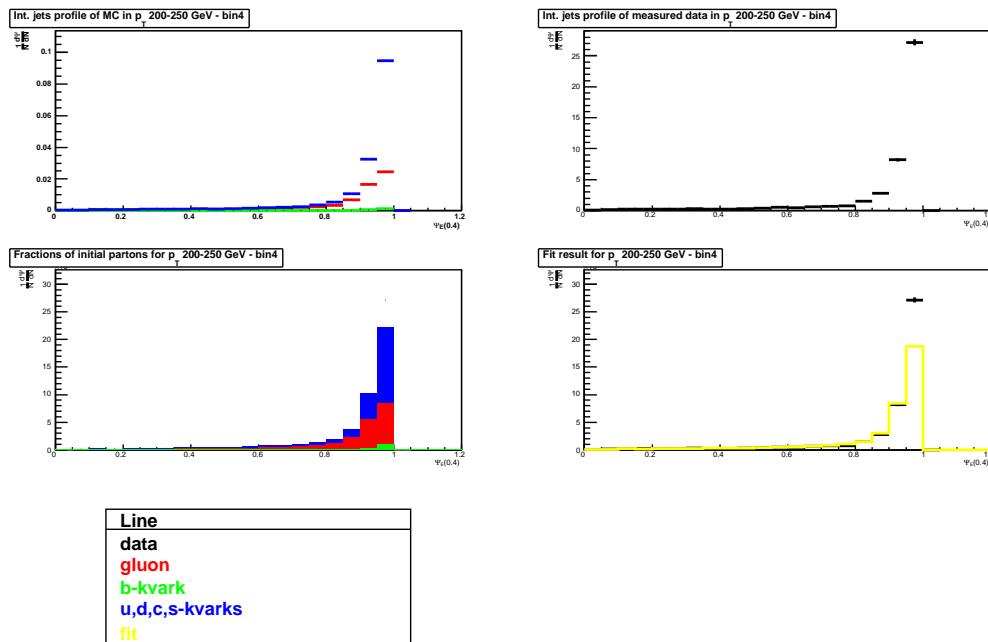
43

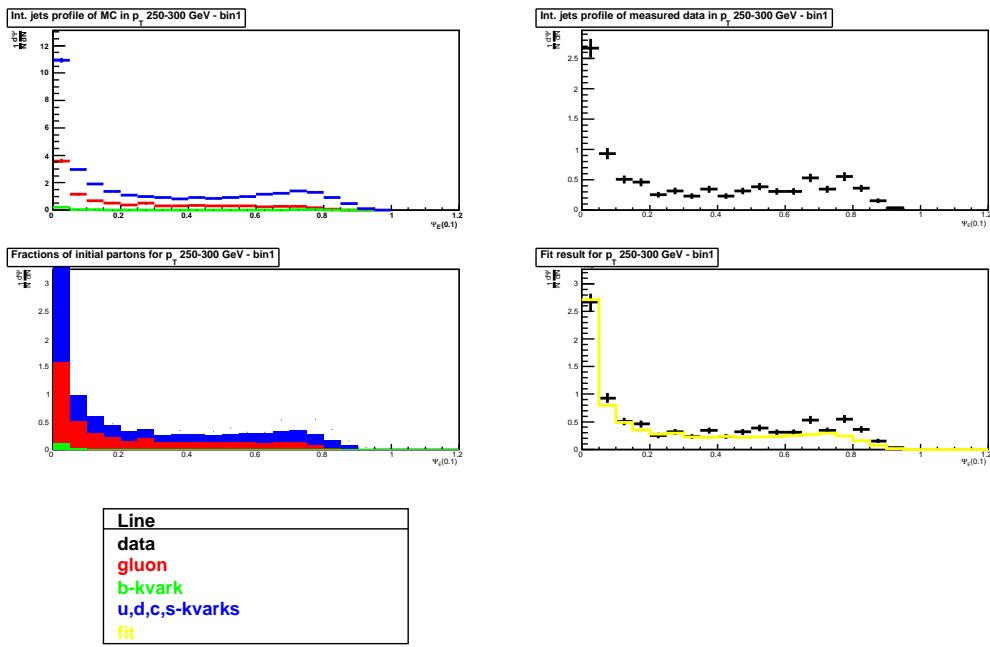
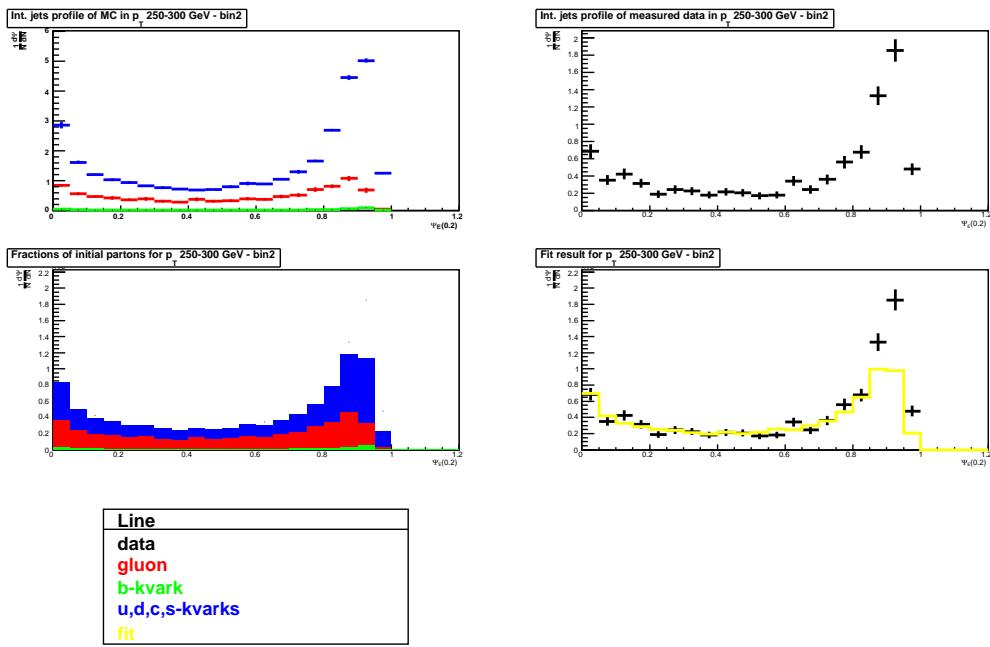


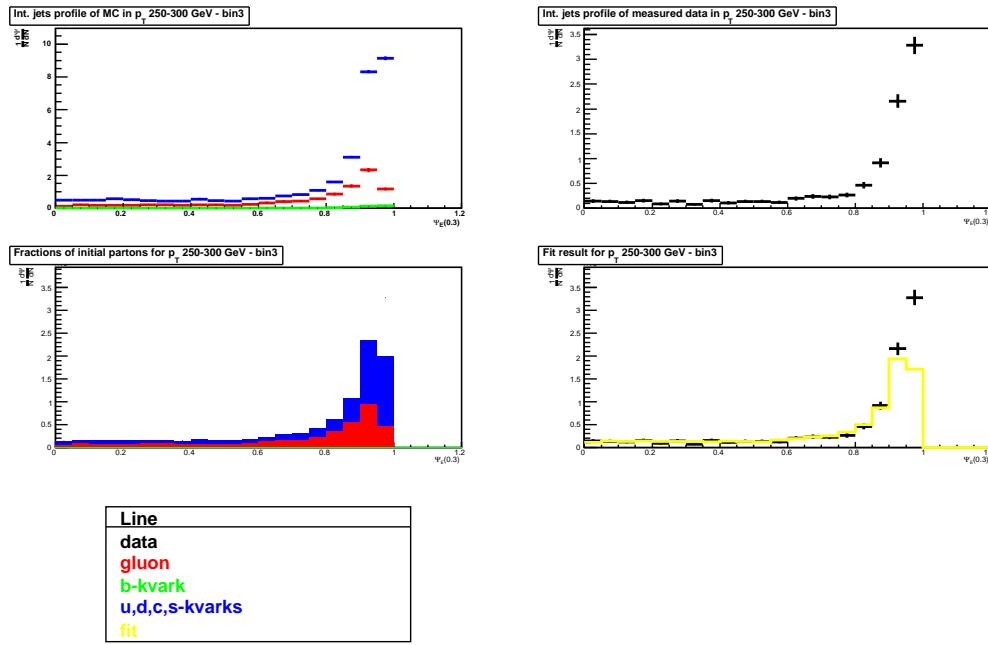
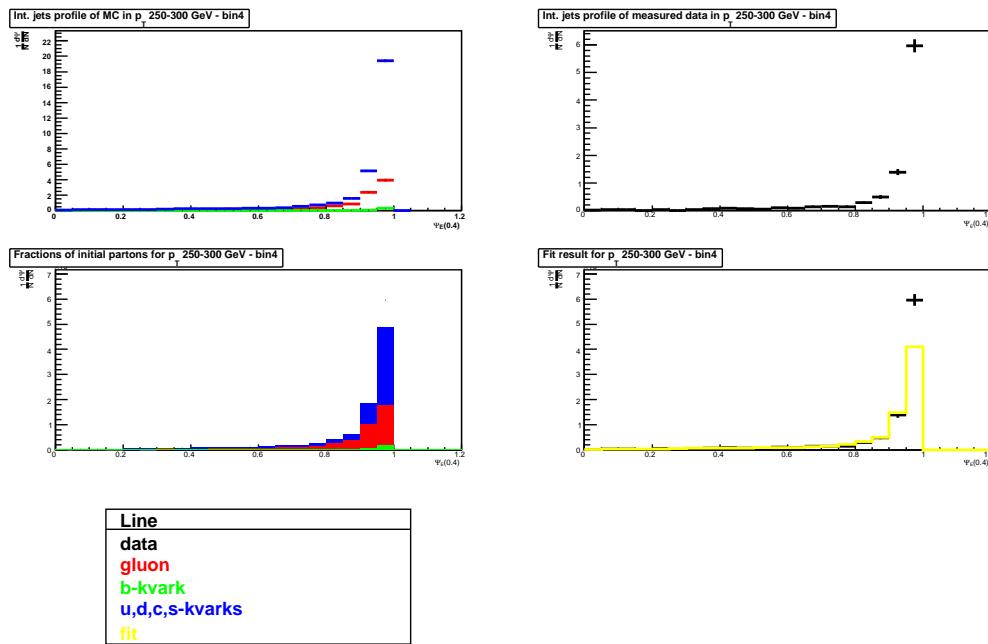
Obrázek 4.29: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 200-250 GeV - bin 1.



Obrázek 4.30: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 200-250 GeV - bin 2.

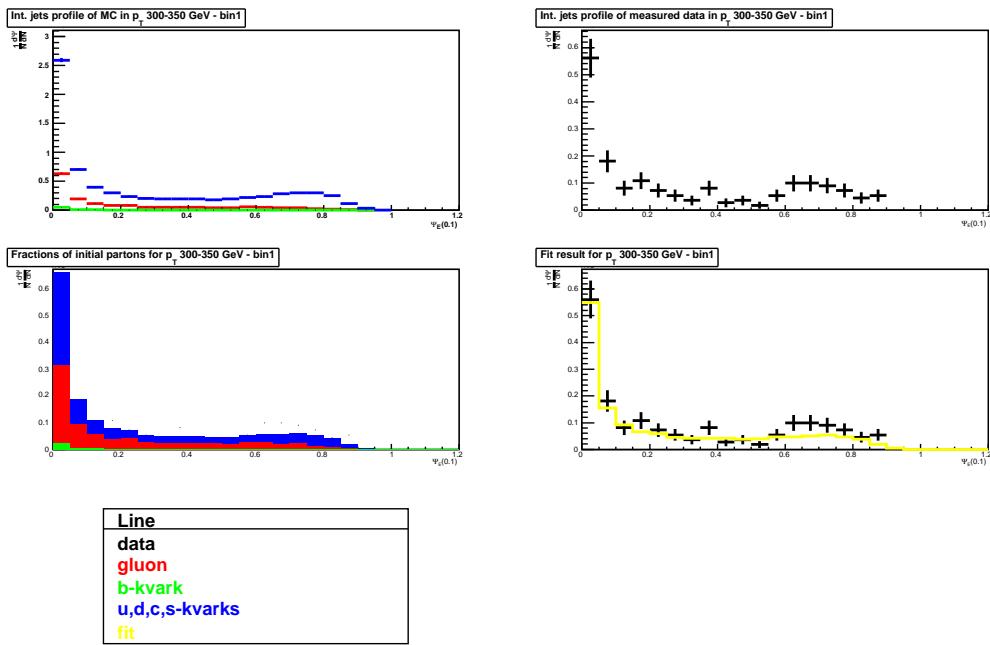
Obrázek 4.31: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 200-250 GeV - bin 3.Obrázek 4.32: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 200-250 GeV - bin 4.

Obrázek 4.33: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 250-300 GeV - bin 1.Obrázek 4.34: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 250-300 GeV - bin 2.

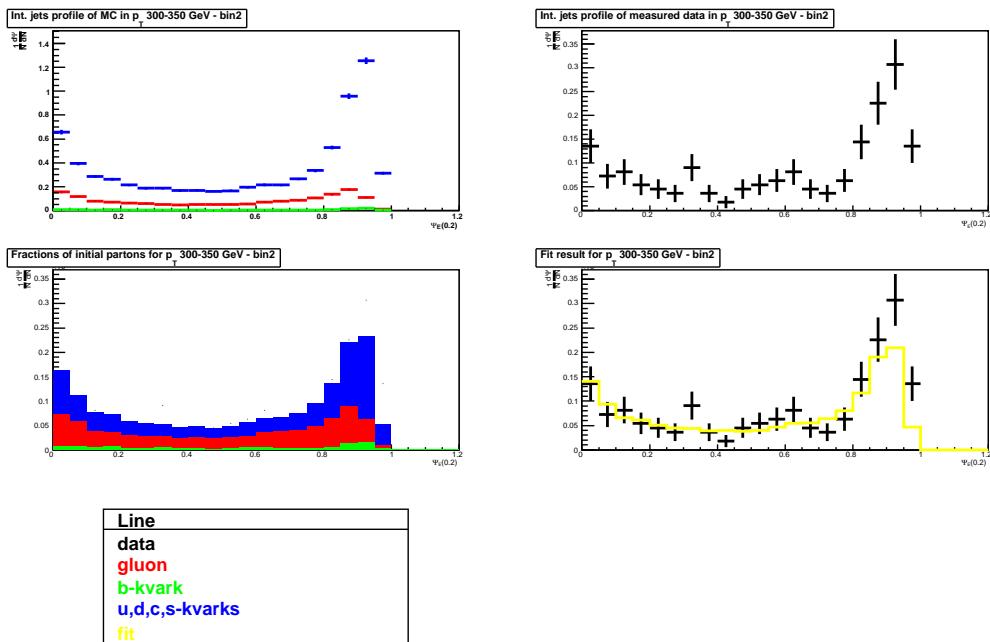
Obrázek 4.35: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 250-300 GeV - bin 3.Obrázek 4.36: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 250-300 GeV - bin 4.

4.3. VÝSLEDKY ANALÝZY

47

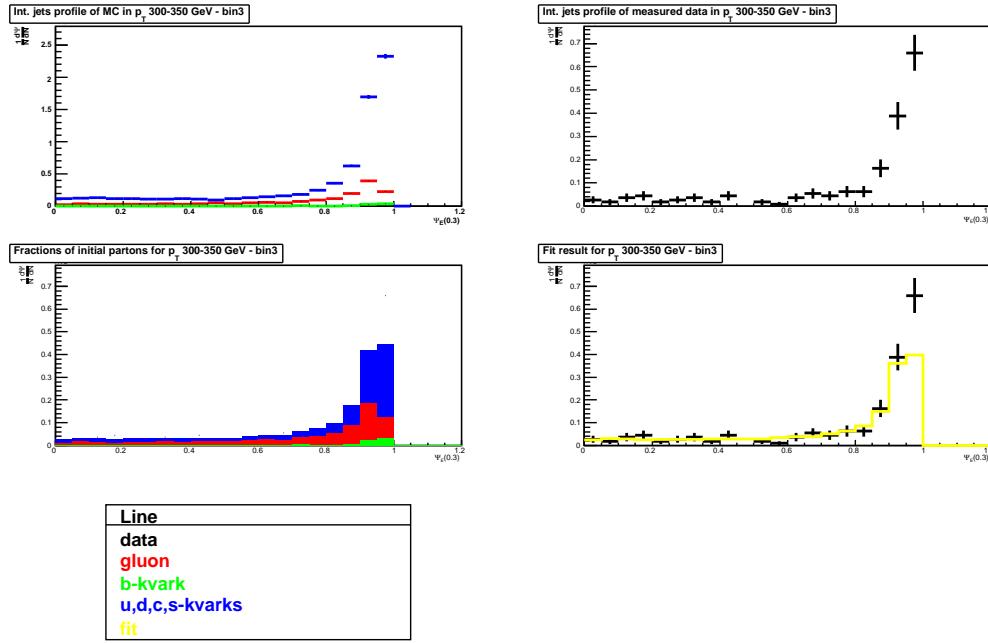
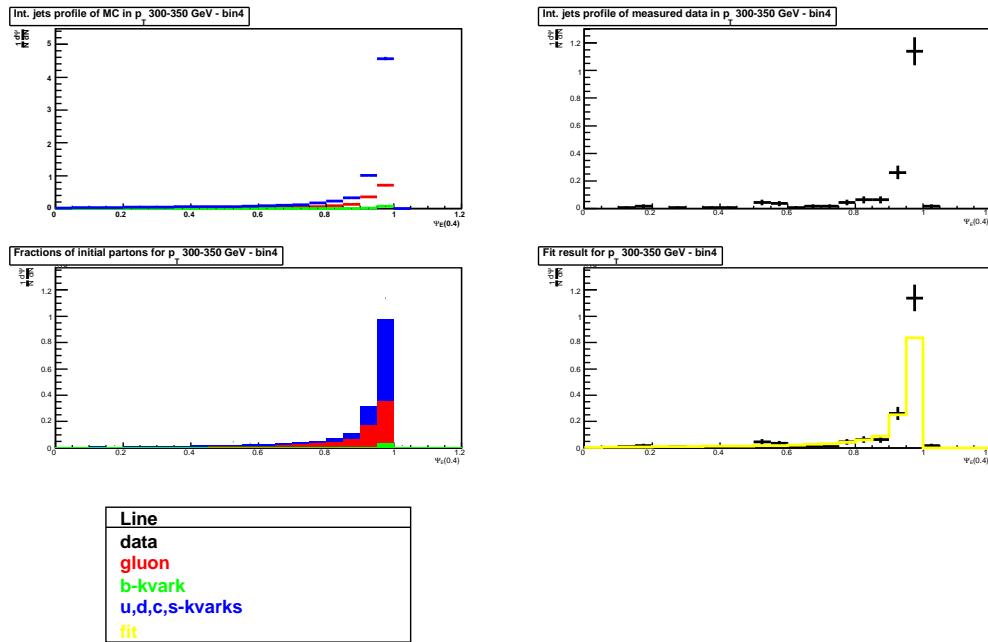


Obrázek 4.37: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 300-350 GeV - bin 1.



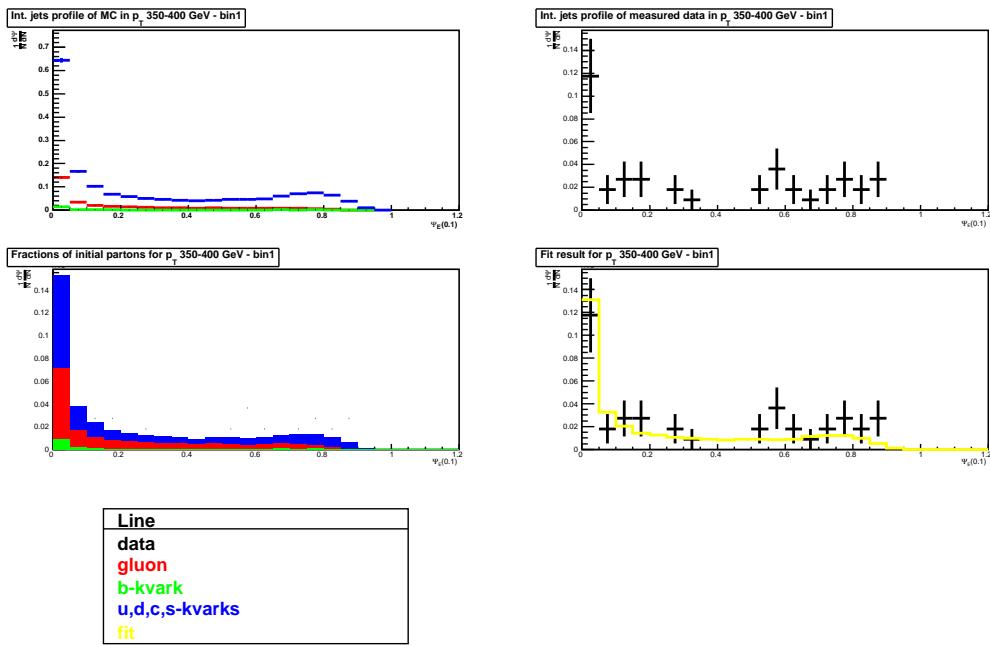
Obrázek 4.38: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 300-350 GeV - bin 2.

KAPITOLA 4. ANALÝZA ROZDĚLENÍ ENERGIE V JETU

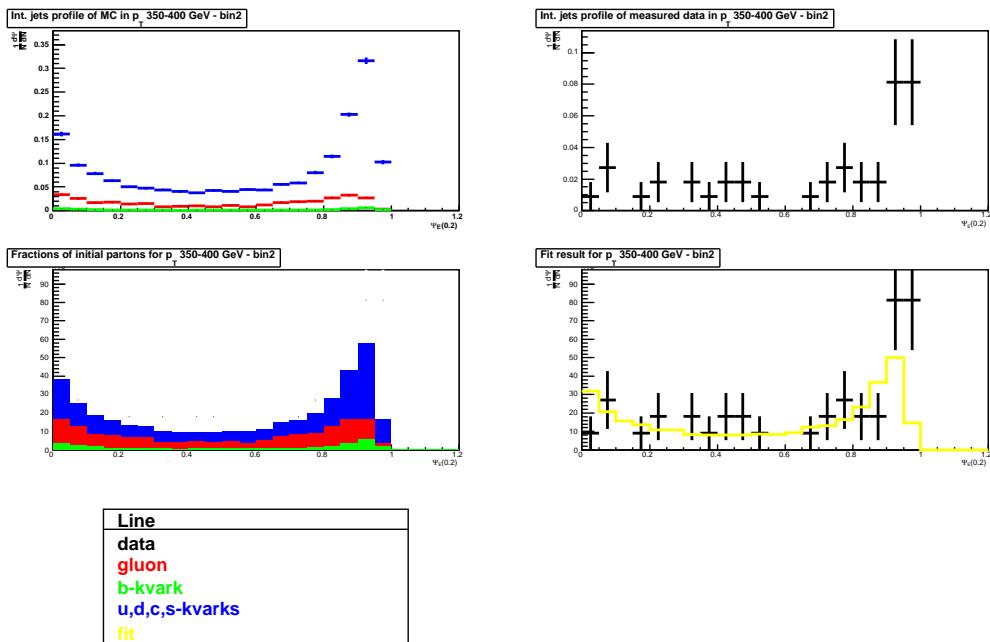
Obrázek 4.39: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 300-350 GeV - bin 3.Obrázek 4.40: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 300-350 GeV - bin 4.

4.3. VÝSLEDKY ANALÝZY

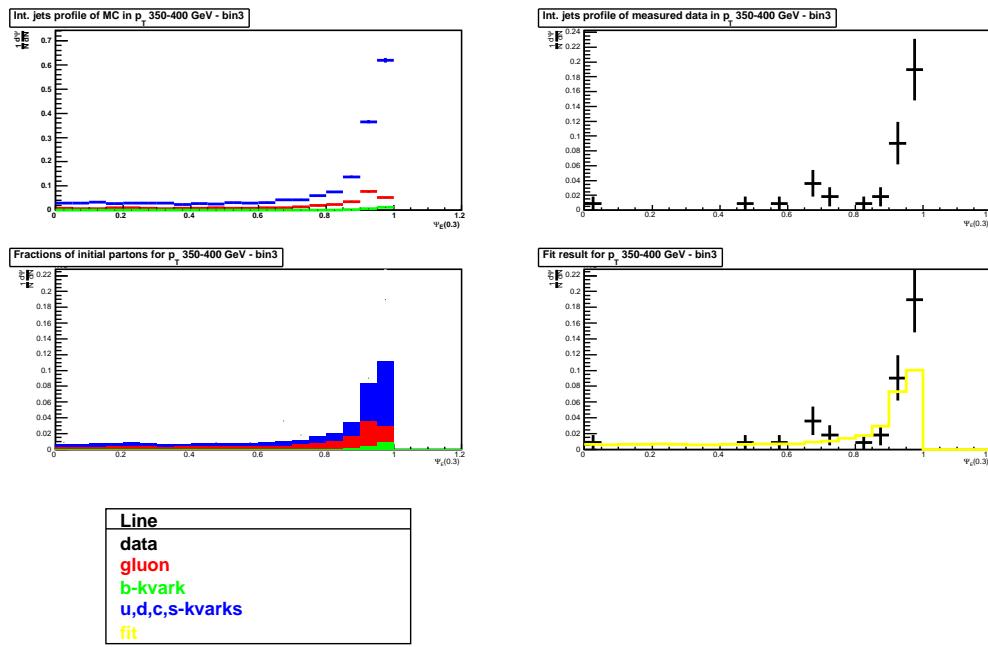
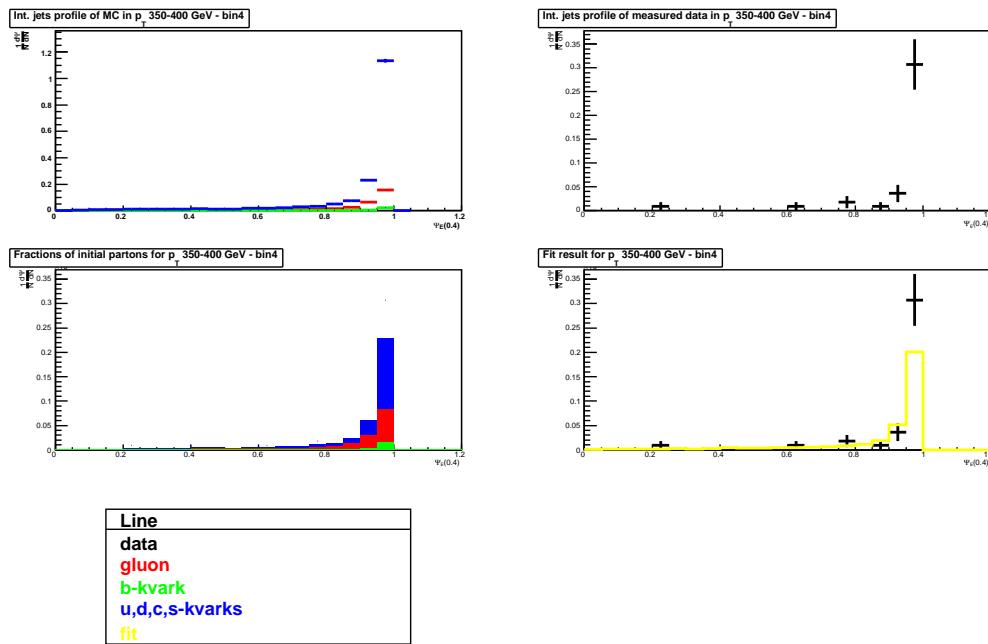
49



Obrázek 4.41: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 350-400 GeV - bin 1.

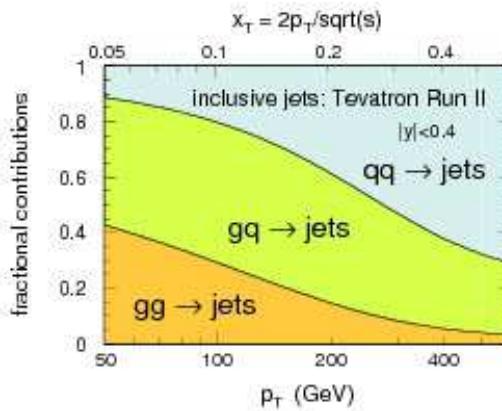


Obrázek 4.42: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 350-400 GeV - bin 2.

Obrázek 4.43: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 350-400 GeV - bin 3.Obrázek 4.44: Fit MC šablon na data v p_T rozsahu: 350-400 GeV - bin 4.

4.3.3 Diskuze výsledků

Výsledky v Tabulkách 4.2 až 4.9 zhruba odpovídají očekávánemu poměru mezi jety z gluonů, lehkých kvarků a b -kvarků. Množství gluonových jetů, které s rostoucí příčnou hybností p_T klesá, zhruba odpovídá predikci z Pythie, viz Obrázek 4.45.



Obrázek 4.45: Odhad pro centrální (di)jety dle Pythie.

Dále by se dalo zapracovat i na vytvoření lepších profilů jetů. Jedním z významných zpřesnění by bylo, kdyby naměřená i Monte Carlo data v sobě obsahovali informaci, které buňka kalorimetru byla použita pro výpočet 4-vektoru daného jetu. Tím pádem bychom do našeho jet shape nemuseli počítat všechny buňky v cone, ale jen ty, které opravdu přispěly. Z důvodu blížícího se konce nabírání dat je nepravděpodobné, že tato data budou k dostání, pokračovat by se muselo například na experimentu ATLAS na LHC.

Další možnost by bylo porovnat profily získané z kalorimetru s podobnými profily získanými z drah nabitých částic.

Také by bylo vhodné najít nějaký jiný jet shape, který by měl větší rozlišovací schopnost mezi kvarkovými a gluonovými jety a sestrojit lepší porovnávací algoritmus - neurální síť. Také by byla vhodná i JES korekce pro jednotlivé buňky kalorimetru. Také je potřeba detailněji prostudovat příčiny různých hodnot v profilu jetu pro podobné parametry energie a příčné hybnosti, viz Kapitola 4.2.

Dalším prvkem, který může ovlivnit profily jetu je rozlišení detektoru DØ v E (které je typicky desítky procent), vliv modelování hadronizace a underlying eventu v MC a také vlivem pile-up efektů (při vyšší luminozitě je větší pravděpodobnost že nastanou dvě hard srážky je malá, ale k naší jedné hard srážce může svou energií přispět několik soft srážek).

Studium těchto efektů by si vyžádalo delší čas a jednotlivé efekty by se musely mo-

delovat zvlášť v Monte Carlo simulacích. je nepravděpodobné, že tyto simulace budou někdy na DØ k dispozici.

5 Závěr

Cílem této práce bylo se seznámit se základy QCD, zvláště pak jety, které vznikají při vysokoenergetických srážkách částic. Autor se zaměřil na vlastnost jetů - jet shape, která popisuje rozdělení energie uvnitř jetu. Podle předpovědi QCD by tato rozdělení měla být různá pro lehké kvarky, těžké kvarky a gluony. Cílem práce bylo zjistit, jestli se pomocí jednoduché definice jet shape dá určit procentuální zastoupení lehkých kvarků, těžkých kvarků a gluonů ve skutečných datech. Dále práce obsahuje základní popis urychlovačů ve Fermilabu a detailněji popisuje i experiment DØ, jehož data byly použity.

Prvním cílem bylo změřit rozdělení energie uvnitř jetu v Monte Carlo simulacích. Z těchto měření se autorovi podařilo vytvořit referenční data pro porovnání naměřených jetů a jetů z Monte Carla dat za účelem odpovědět z jakého původního partonu s jakou pravděpodobností daný jet pochází. Pro každý jet byl změřen integrovaný profil $\Psi_E(r)$ ($r = 0 - 0.7$, 7 kroků po 0.1) určující frakci jetové energie v kuželu o poloměru r od středu jetu. Všechna tato referenční data jsou k dispozici v Příloze A.

V práci jsou popsána různá selekční kritéria pro výběr jetů a je zde popsáno, co by bylo potřeba pro přesnější analýzu. Vhodné by například bylo, kdyby data obsahovala informaci o tom, které buňka z kalorimetru přispěla svou energií do daného jetu. Rovněž je zde nastíněn problém vzdálenosti středu jetu (vektor jetu) a lokálními maximy v cone, viz kapitola 4.2. Na základě vytvořených profilů se povedlo ukázat, že gluonové jety jsou opravdu širší než jety, které pocházejí z kvarků.

Autor připravil i vzorek naměřených dat a pokusil se pomocí třídy TFractionFitter (knihovna ROOT) statisticky určit, kolik kterých jetů daný vzorek obsahuje. Výsledek odpovídá předpokládaným hodnotám a množství gluonových jetů, které s rostoucí příčnou hybností p_T klesá, je v dobré shodě s předpovědí z Pythie pro Tevatron Run II.

Literatura

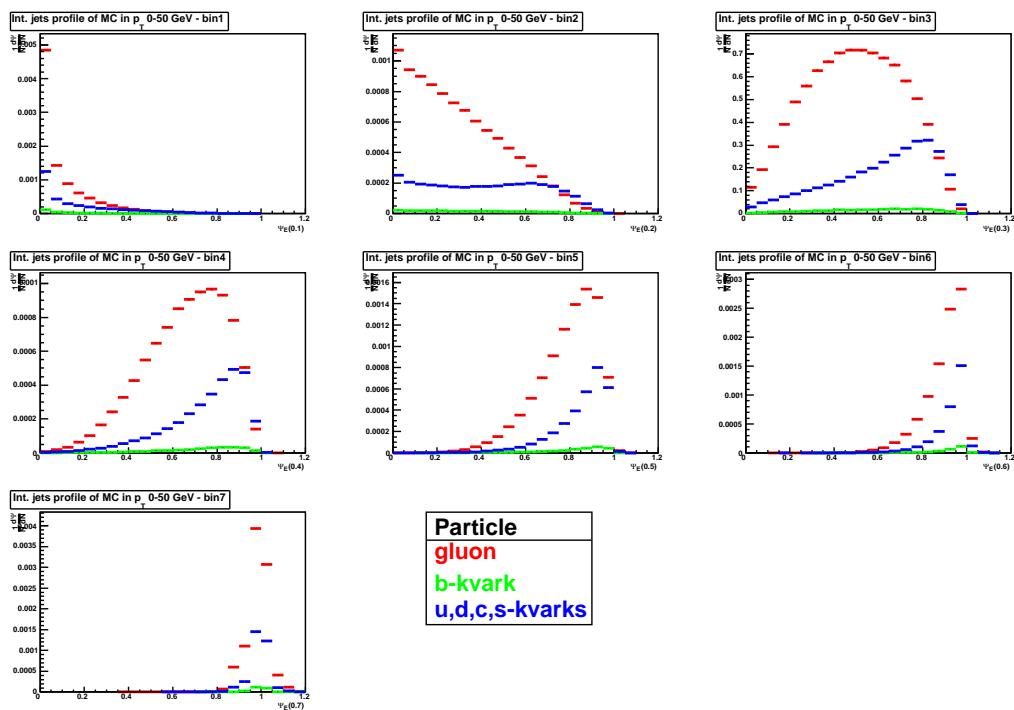
- [1] P. Dirac, Proc. R. Soc. Lond. A 117, 610–624 (1928).
- [2] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. 17, 48–57. (1935).
- [3] M. Gell-Mann, The eightfold way: A theory of strong interaction symmetry, California Institute of Technology Report CTSL-20, 1961.
- [4] M. Gell-Mann, Acta Phys. Austriaca Suppl. **9**, 733 (1972).
- [5] G. Zweig, p. 24 p (1964).
- [6] G. Zweig, p. 80 p (1964).
- [7] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995), arXiv:hep-ex/9503003.
- [8] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995), arXiv:hep-ex/9503002.
- [9] K. N. et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 37, 075021 (2011).
- [10] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. **D8**, 3633 (1973).
- [11] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [12] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [13] H. D. Politzer, Phys. Rept. **14**, 129 (1974).
- [14] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, Eur. Phys. J. **C63**, 189 (2009), arXiv:0901.0002.
- [15] H.-L. Lai *et al.*, Phys. Rev. **D82**, 074024 (2010), arXiv:1007.2241.

- [16] R. D. Ball *et al.*, Nucl. Phys. **B849**, 296 (2011), arXiv:1101.1300.
- [17] P. Schieferdecker, Jet algorithms, [online], navštíveno 10. 8. 2011, https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewfile/Sandbox/Lecture?rev=1;filename=Philipp_Schieferdeckers_Lecture.pdf.
- [18] G. P. Salam and G. Soyez, JHEP **05**, 086 (2007), arXiv:0704.0292.
- [19] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, JHEP **2008**, 063 (2008).
- [20] Z. Hubáček, *Measurement of the Three-jet Mass Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$* , PhD thesis, Czech Technical University in Prague, 2010.
- [21] E. Busato and B. Andrieu, D0 Note 4457 (2004).
- [22] Z. L. Marshall, *A Measurement of Jet Shapes in Proton-Proton Collisions at 7.0 TeV Center-of-Mass Energy with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider*, PhD thesis, California Institute of Technology, 2011.
- [23] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. **C11**, 217 (1999), arXiv:hep-ex/9903027.
- [24] D. Krohn, J. Thaler, and L.-T. Wang, JHEP **02**, 084 (2010), arXiv:0912.1342.
- [25] J. M. Butterworth, A. R. Davison, M. Rubin, and G. P. Salam, Phys. Rev. Lett. **100**, 242001 (2008), arXiv:0802.2470.
- [26] S. D. Ellis, C. K. Vermilion, and J. R. Walsh, Phys. Rev. **D81**, 094023 (2010), arXiv:0912.0033.
- [27] B. Worthel, Accelerator Concepts, [online], navštíveno 10. 7. 2011, http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Concepts_v3.6.pdf.
- [28] DØ Luminosity ID Group, Run II Integra-ted Luminosity, [online], navštíveno 10. 7. 2011, http://d0server1.fnal.gov/Projects/Operations/D0RunII_DataTaking_files/image005.png.
- [29] DØ Collaboration, Nucl.Instrum.Meth.A565:463-537 (2006).
- [30] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, JHEP **05**, 026 (2006), arXiv:hep-ph/0603175.

- [31] ROOT Development Team, ROOT, [online], navštíveno 28. 7. 2011,
<http://root.cern.ch/>.

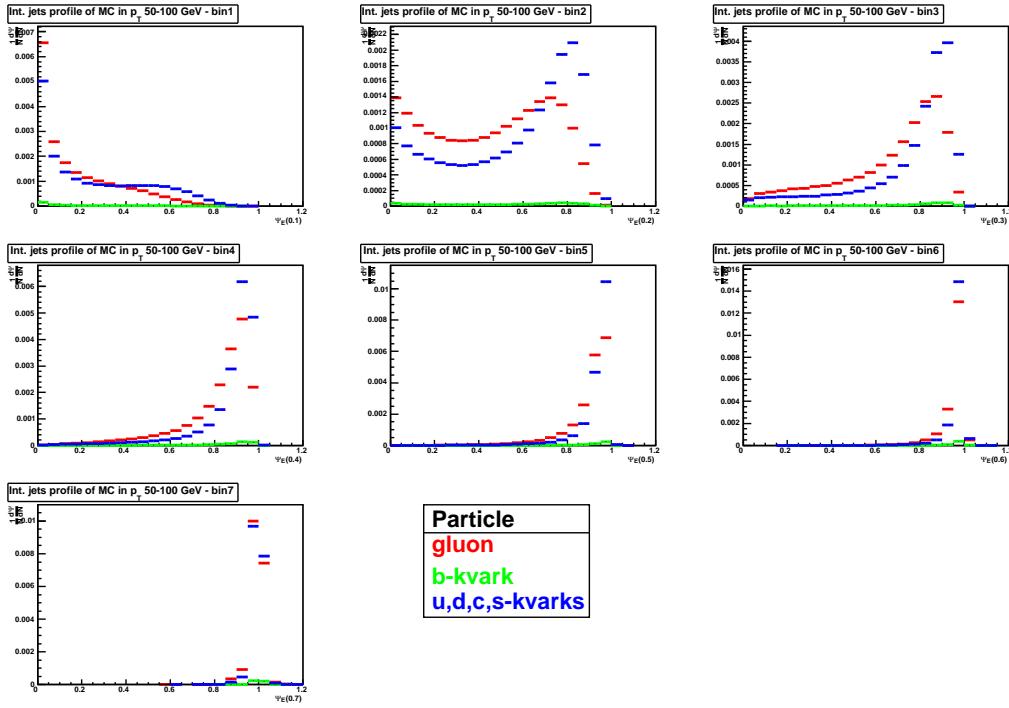
A Příloha 1 - biny profilů jetů z MC

V této příloze jsou nakreslena všechna rozdělení jednotlivých binů z profilu jetu. Histogramy jsou vygenerované pro každou částici (gluon, b -kvark a lehké kvarky) a s p_T rozsahem s krokem 50 GeV. Z důvodů malé statistiky jsou v této příloze přiloženy jen histogramy do energie 400 GeV.

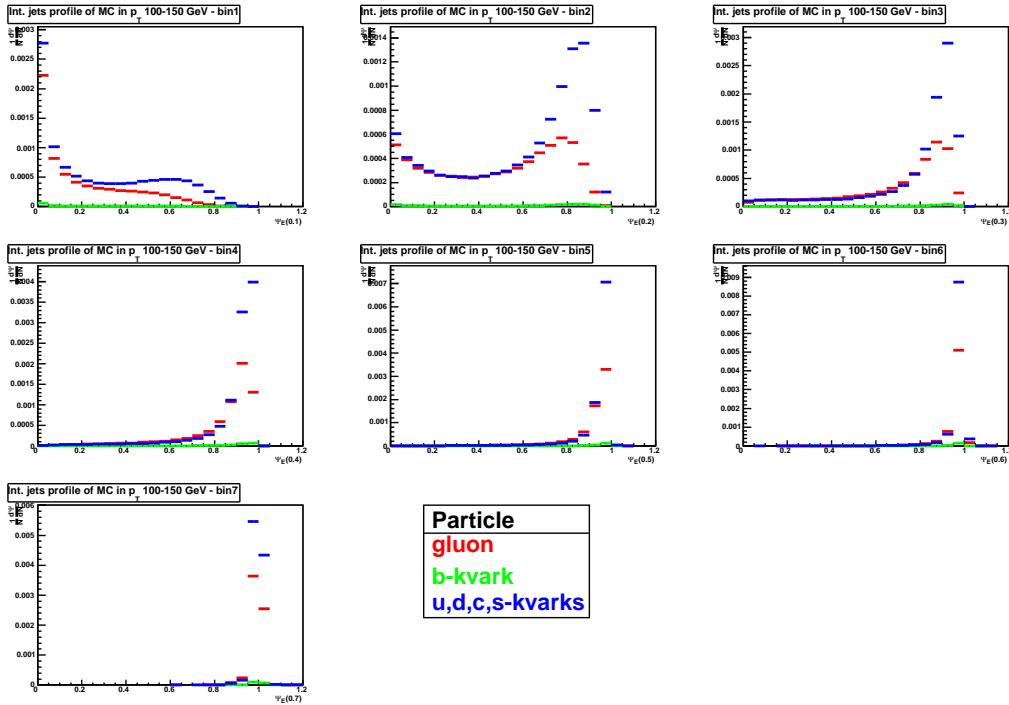


Obrázek A.1: Porovnání jednotlivých rozdělení $\Psi_E(r)$ pro gluony, b -kvarky a lehké kvarky v p_T rozsahu: 0-50 GeV.

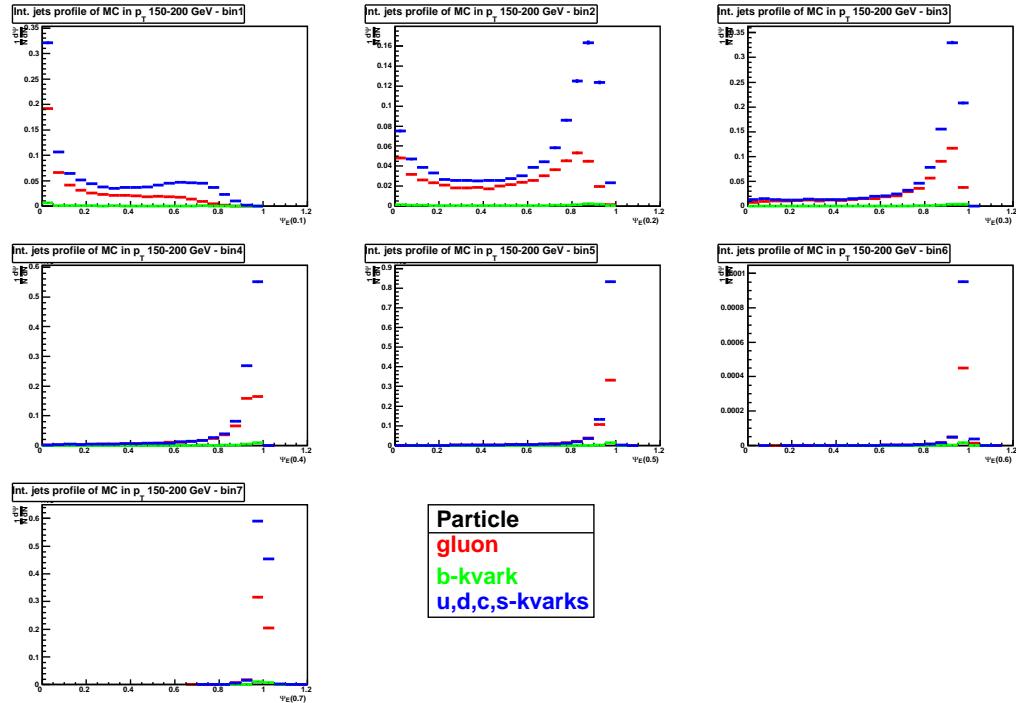
PŘÍLOHA A. PŘÍLOHA 1 - BINY PROFILŮ JETŮ Z MC



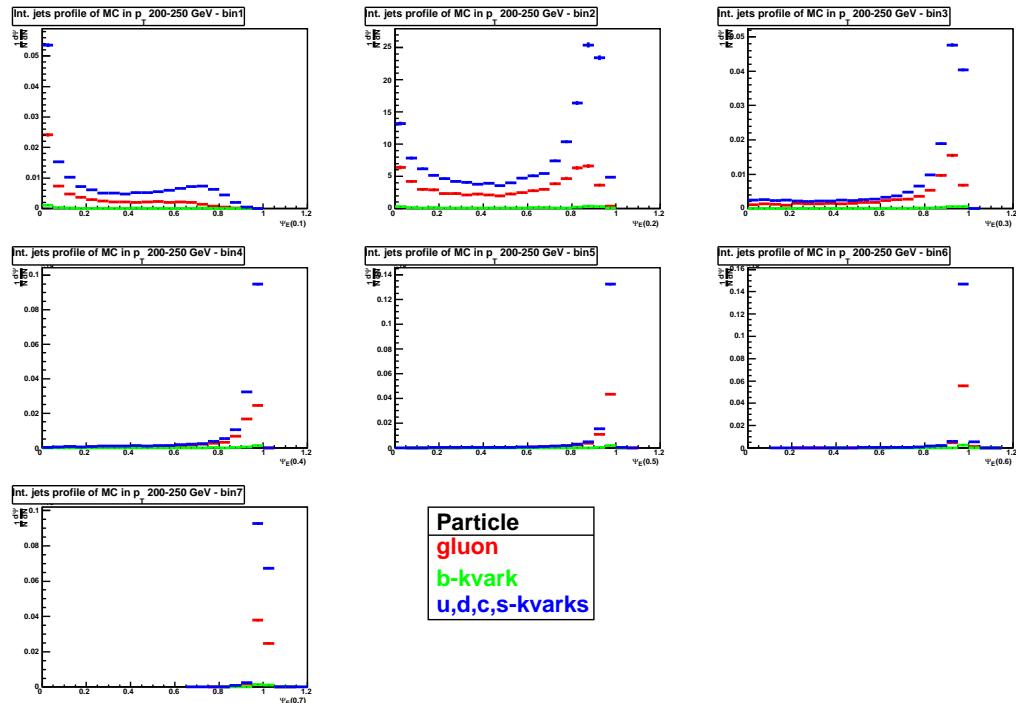
Obrázek A.2: Porovnání jednotlivých rozdělení $\Psi_E(r)$ pro gluony, b-kvarky a lehké kvarky v p_T rozsah: 50-100 GeV.



Obrázek A.3: Porovnání jednotlivých rozdělení $\Psi_E(r)$ pro gluony, b-kvarky a lehké kvarky v p_T rozsah: 100-150 GeV.

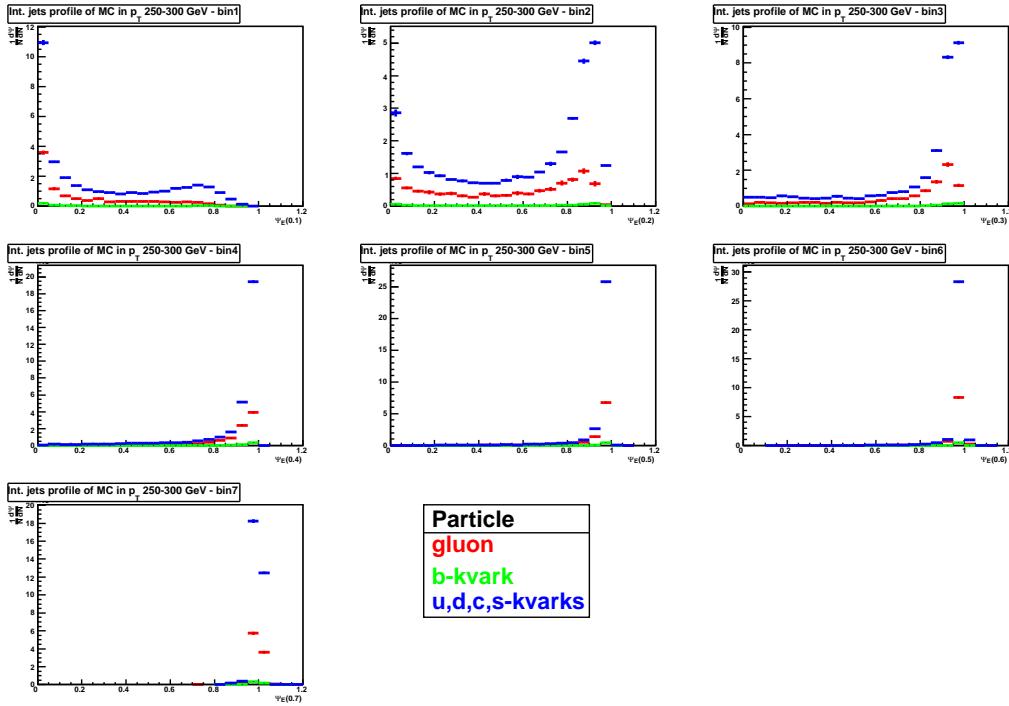


Obrázek A.4: Porovnání jednotlivých rozdělení $\Psi_E(r)$ pro gluony, b-kvarky a lehké kvarky v p_T rozsah: 150-200 GeV.

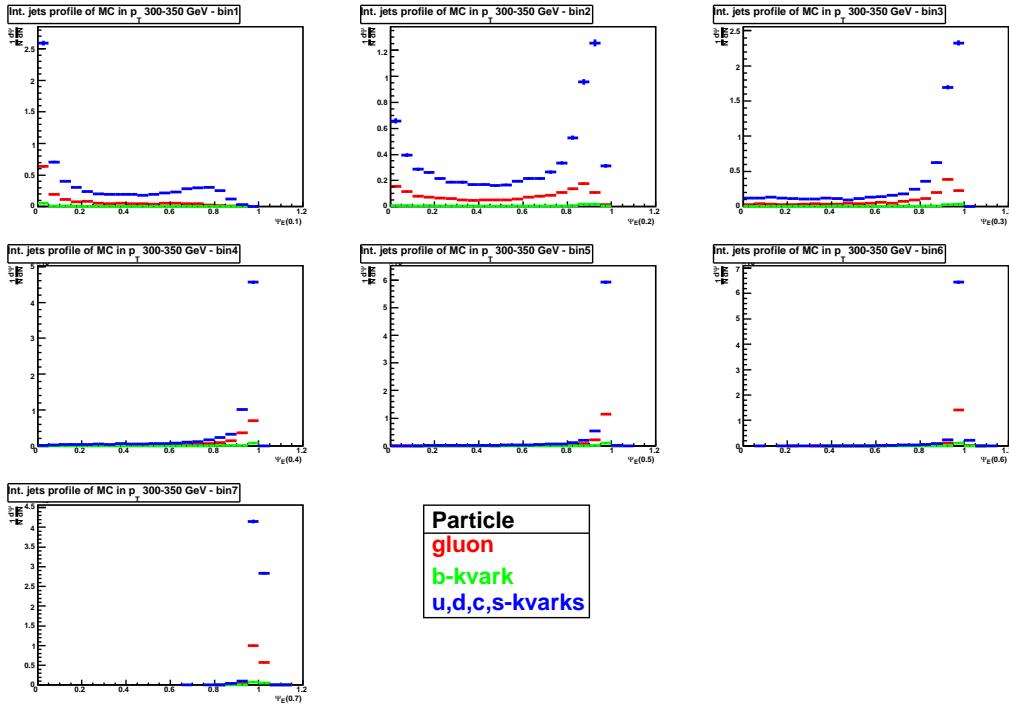


Obrázek A.5: Porovnání jednotlivých rozdělení $\Psi_E(r)$ pro gluony, b-kvarky a lehké kvarky v p_T rozsah: 200-250 GeV.

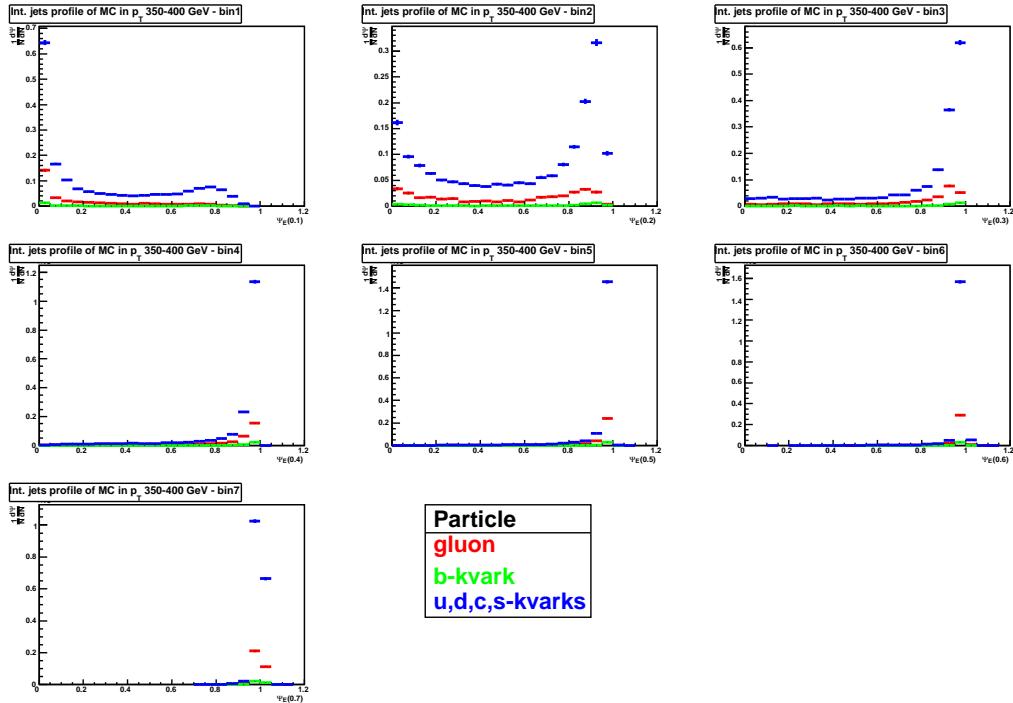
PŘÍLOHA A. PŘÍLOHA 1 - BINY PROFILŮ JETŮ Z MC



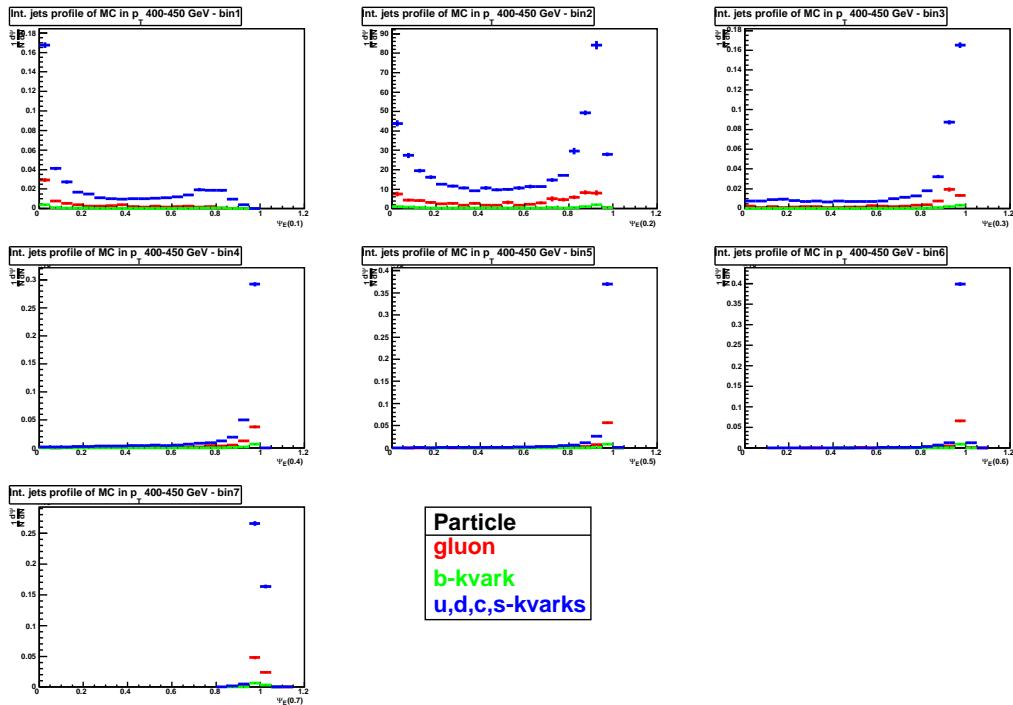
Obrázek A.6: Porovnání jednotlivých rozdělení $\Psi_E(r)$ pro gluony, b-kvarky a lehké kvarky v p_T rozsahu: 250-300 GeV.



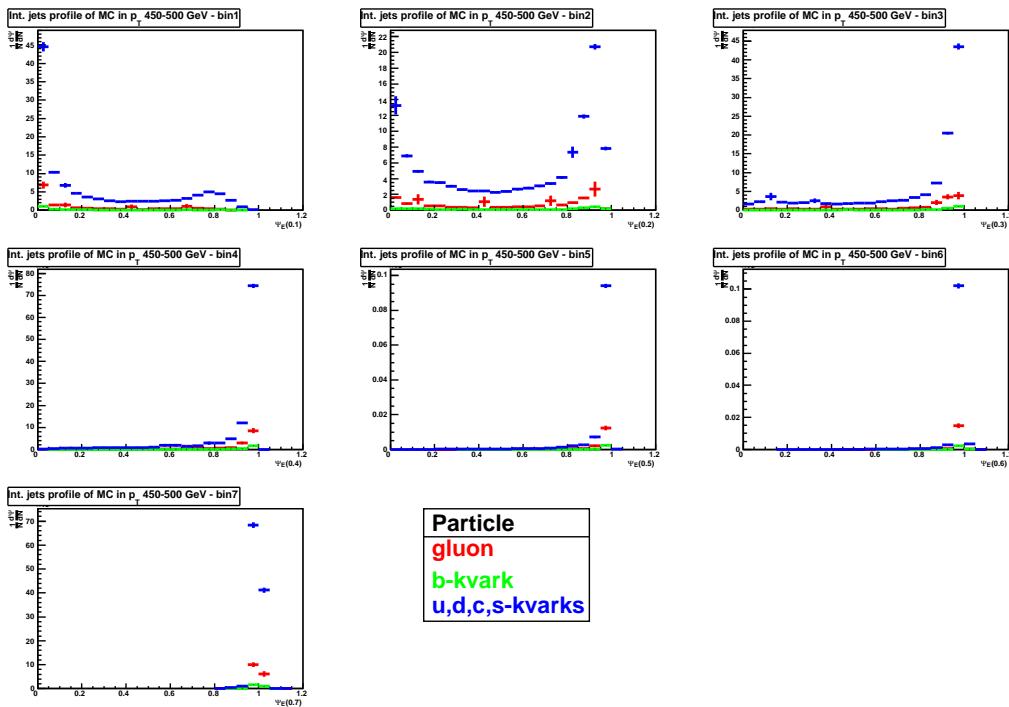
Obrázek A.7: Porovnání jednotlivých rozdělení $\Psi_E(r)$ pro gluony, b-kvarky a lehké kvarky v p_T rozsahu: 300-350 GeV.



Obrázek A.8: Porovnání jednotlivých rozdělení $\Psi_E(r)$ pro gluony, b-kvarky a lehké kvarky v p_T rozsah: 350-400 GeV.



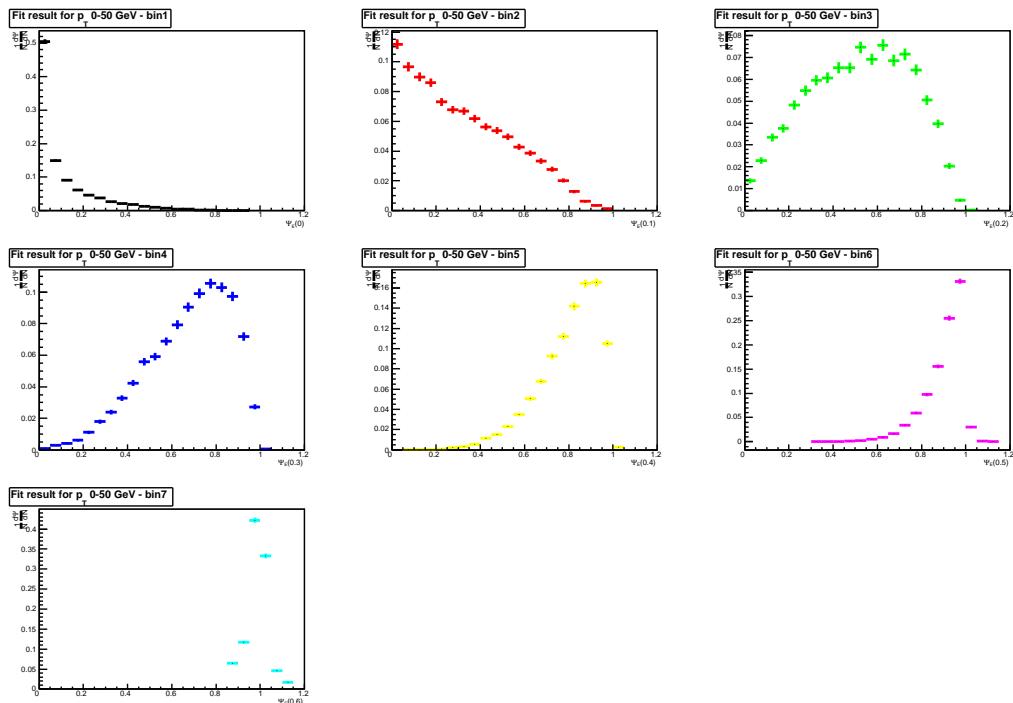
Obrázek A.9: Porovnání jednotlivých rozdělení $\Psi_E(r)$ pro gluony, b-kvarky a lehké kvarky v p_T rozsah: 400-450 GeV.



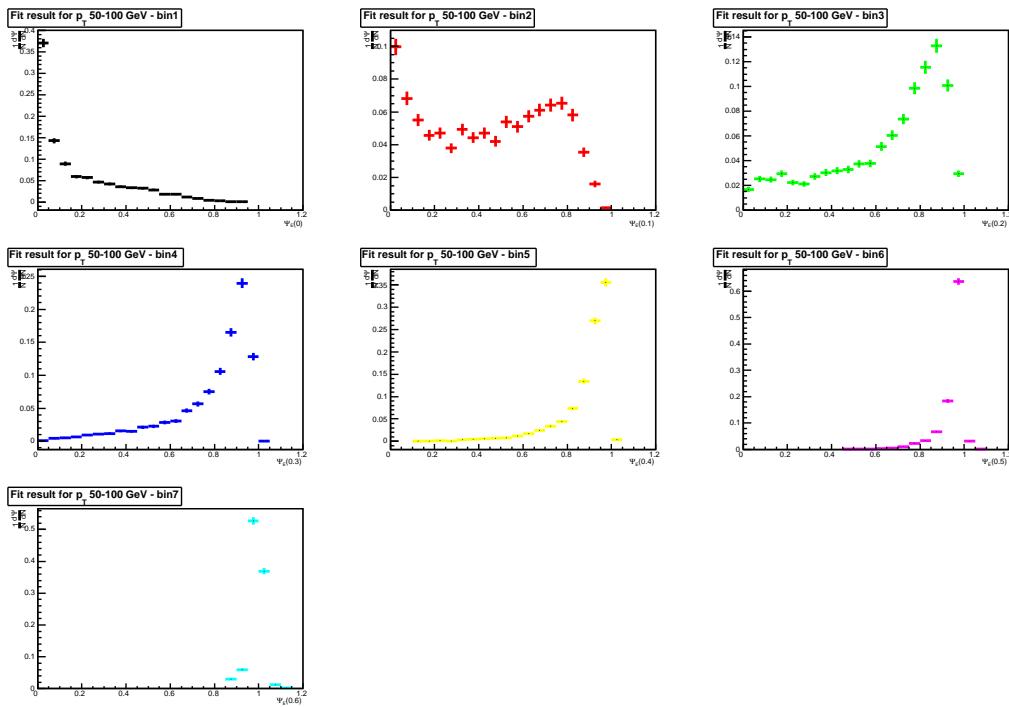
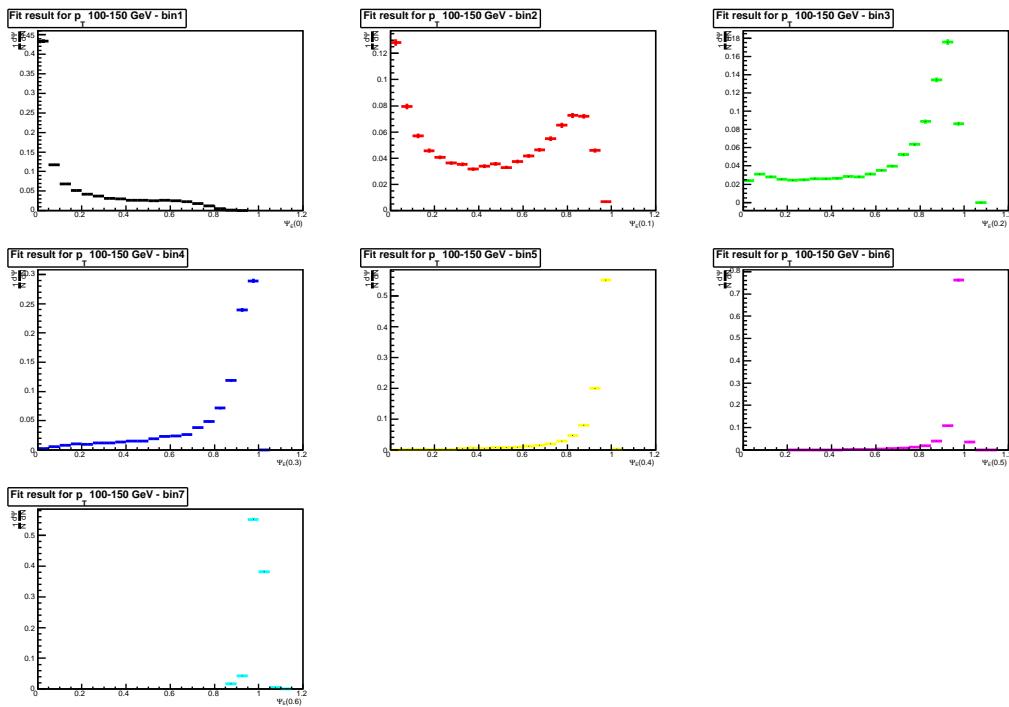
Obrázek A.10: Porovnání jednotlivých rozdělení $\Psi_E(r)$ pro gluony, b-kvarky a lehké kvarky v p_T rozsah: 450-500 GeV.

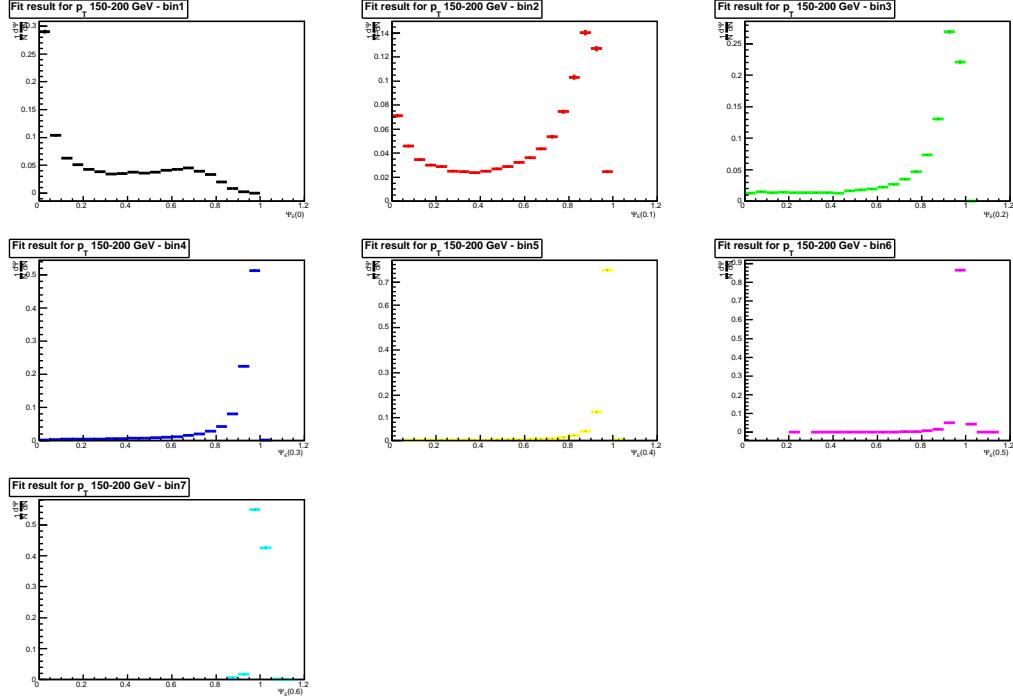
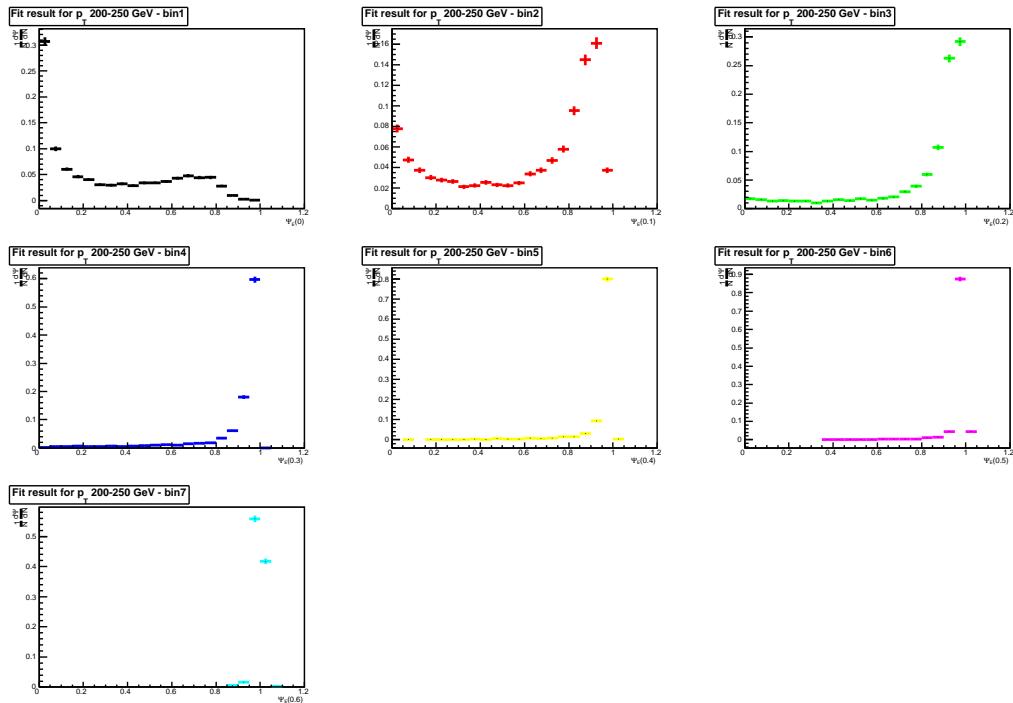
B Příloha 2 - biny profilů jetů z dat

V této příloze jsou nakreslena všechna rozdělení jednotlivých binů z profilu jetu. Histogramy jsou vygenerované pro každou částici (gluon, b -kvark a lehké kvarky) a s p_T rozsahem s krokem 50 GeV. Z důvodů malé statistiky jsou v této příloze přiloženy jen histogramy do energie 500 GeV.

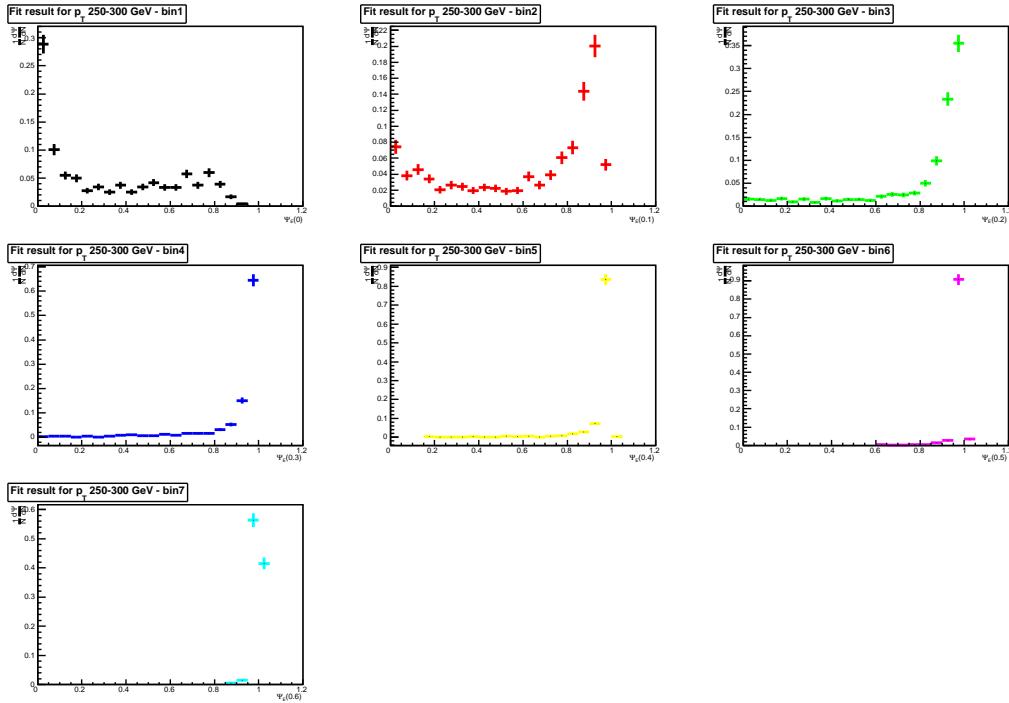


Obrázek B.1: Tvar $\Psi_E(r)$ v p_T rozsahu: 0-50 GeV.

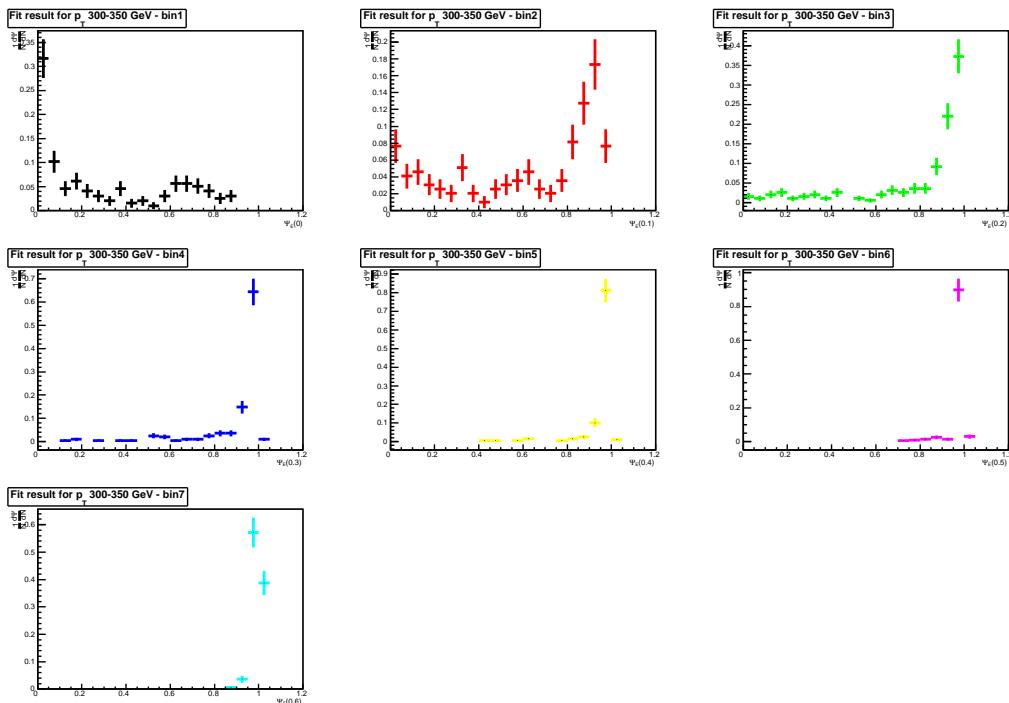
Obrázek B.2: Tvar $\Psi_E(r)$ v p_T rozsahu: 50-100 GeV.Obrázek B.3: Tvar $\Psi_E(r)$ v p_T rozsahu: 100-150 GeV.

Obrázek B.4: Tvar $\Psi_E(r)$ v p_T rozsahu: 150-200 GeV.Obrázek B.5: Tvar $\Psi_E(r)$ v p_T rozsahu: 200-250 GeV.

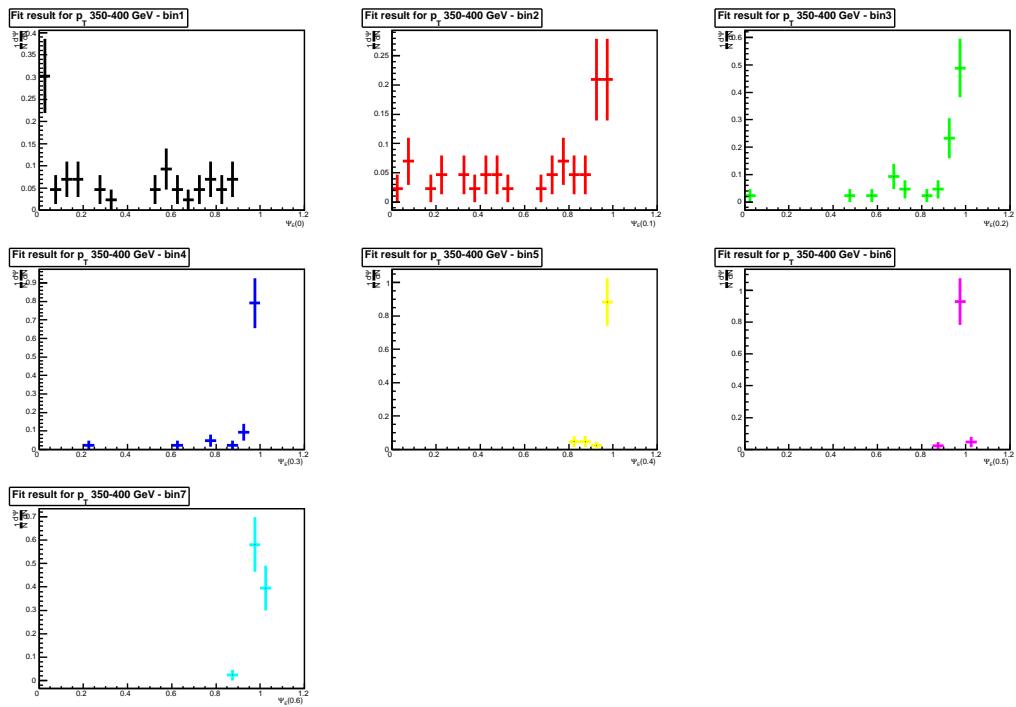
PŘÍLOHA B. PŘÍLOHA 2 - BINY PROFILŮ JETŮ Z DAT



Obrázek B.6: Tvar $\Psi_E(r)$ v p_T rozsahu: 250-300 GeV.



Obrázek B.7: Tvar $\Psi_E(r)$ v p_T rozsahu: 300-350 GeV.



Obrázek B.8: Tvar $\Psi_E(r)$ v p_T rozsahu: 350-400 GeV.