



Università degli Studi di Trieste

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA TRIENNALE

**Studio della produzione di bosoni vettori
nelle interazioni protone-protone a LHC**

Candidato:
Andrea Turcati

Relatore:
Dott. Giuseppe Della Ricca

Correlatore:
Dott. Fabio Cossutti

Introduzione

Nella fase attuale di acquisizione dati, LHC sta producendo collisioni protone-protone ad un'energia di 7 TeV nel centro di massa. A questa energia è possibile ottenere un segnale di bosoni vettori W^\pm e Z^0 di intensità tale da poterne studiare la produzione associata a getti adronici. Tale studio permette di ottenere informazioni utili per la calibrazione delle misure di energia dei leptoni di decadimento di W^\pm e Z^0 e per quelle di momento trasverso mancante. Queste analisi costituiscono inoltre un ulteriore e importante test per la fisica del Modello Standard, rappresentando allo stesso modo uno dei migliori strumenti per la scoperta di nuova fisica.

In questo lavoro di tesi verranno studiati e confrontati tra loro i dati prodotti con diverse configurazioni del generatore di eventi HERWIG++. Queste configurazioni avranno lo scopo di descrivere in maniera realistica le distribuzioni osservabili in relazione alla produzione di getti adronici e bosoni vettori Z^0 nell'esperimento CMS a LHC. Verrà illustrata inoltre la struttura del generatore, i suoi tratti principali e il possibile utilizzo di pacchetti aggiuntivi come HEPMC e FASTJET per ampliarne e migliorarne le caratteristiche nella descrizione di un evento di fisica delle alte energie.

Indice

1	Il Modello Standard a LHC	1
1.1	Il Large Hadron Collider	1
1.2	Il rivelatore CMS	2
1.2.1	Il tracciatore	2
1.2.2	Il calorimetro elettromagnetico	3
1.3	Il Modello Standard	4
1.3.1	Le interazioni protone-protone	5
1.3.2	Getti adronici	6
1.3.3	<i>Underlying Event</i>	7
2	Struttura ed esempi di generatori di eventi	8
2.1	I generatori di eventi	8
2.2	Il generatore HERWIG++	11
2.2.1	Il pacchetto THEPEG	11
2.2.2	Il formato di dati HEPMC	12
2.2.3	L'algoritmo FASTJET	13
3	Studio della produzione associata di bosoni Z^0 e getti adronici	15
3.1	La generazione di eventi con HERWIG++	15
3.2	L'analisi dati	15
3.2.1	L'analisi delle Z^0	16
3.2.2	L'analisi dei getti adronici	17
3.3	Studio dell' <i>Underlying Event</i>	20
3.3.1	Il <i>Tune</i> UE7-2	20
3.3.2	Il <i>Tune</i> UE-EE-3	24
3.4	Studio della dipendenza dalla costante α_s	28
3.4.1	Distribuzioni α_s^-	29
3.4.2	Distribuzioni α_s^+	32

Capitolo 1

Il Modello Standard a LHC

1.1 Il Large Hadron Collider

Il *Large Hadron Collider* (LHC) [1] è il più avanzato collisionatore di protoni finora realizzato. Inaugurato nell'ottobre 2008, esso si sviluppa in un tunnel sotterraneo di forma circolare della lunghezza di 27 km, situato ad una profondità variabile tra i 50 m e i 175 m nelle vicinanze della città di Ginevra (vedi Fig. 1.1).

Esso è progettato per far collidere due fasci di protoni a 7 TeV di energia, per un totale di 14 TeV nel centro di massa, oppure due fasci di ioni pesanti per un totale di 2.6 TeV/Nucleone nel centro di massa, con una luminosità di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Allo stato dell'arte LHC lavora con due fasci a 3.5 TeV di energia, cioè a 7 TeV nel centro di massa, con una luminosità che eccede i $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. È previsto che il collisionatore raggiunga l'energia massima nell'anno 2014.

Lungo tutto l'anello i fasci si incrociano in quattro punti distinti, in ognuno dei quali è collocato il detector di uno dei quattro principali esperimenti: ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) che studia le interazioni tra ioni pesanti, LHCb che si occupa della fisica del mesone B, CMS (*Compact Muon Solenoid*) e ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) che hanno il programma di fisica a più ampio spettro.



Figura 1.1: Visione aerea del sito occupato da LHC.

1.2 Il rivelatore CMS

Il *Compact Muon Solenoid* (CMS) [2] è un esperimento di fisica delle alte energie situato a Cessy, in Francia, e fa parte del *Large Hadron Collider* (LHC) al CERN.

La sua caratteristica principale è un solenoide in materiale superconduttore, in grado di produrre un campo magnetico di 3.8 T. All'interno del solenoide, che ha un diametro interno di 6 m, sono presenti un sistema di tracciamento a microstrip e pixel, un calorimetro elettromagnetico (ECAL) e un calorimetro adronico (HCAL). All'esterno di esso si trova invece il sistema di sottorivelatori responsabile della rivelazione dei muoni.

Per gestire l'enorme mole di eventi al secondo è inoltre presente un efficace sistema di *trigger*, che ha il compito di selezionare gli eventi più rilevanti e trascurare gli altri, al fine di non aumentare ulteriormente la quantità di dati da immagazzinare.

CMS utilizza un sistema destrorso di coordinate, con l'asse x che punta verso il centro di LHC, l'asse y diretto verso l'alto e l'asse z verso la direzione antioraria dell'anello. La simmetria cilindrica dell'esperimento tuttavia suggerisce l'utilizzo un set di coordinate pseudo-angolari (r, ϕ, η) dove r è la distanza dall'asse z , ϕ l'angolo azimutale misurato a partire dalla direzione positiva dell'asse x e la pseudorapidità η è definita dall'equazione:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (1.1)$$

dove θ è l'angolo polare (vedi Fig. 1.2).

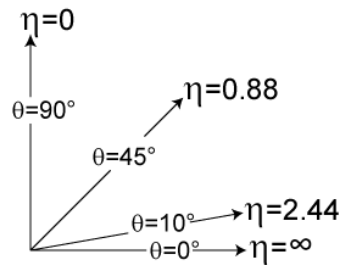


Figura 1.2: La pseudorapidità tende all'infinito quando l'angolo polare tende a zero.

I sottorivelatori che possono essere maggiormente utili per uno studio sperimentale delle osservabili discusse in questo lavoro di tesi sono quelli situati all'interno del solenoide. Andremo ora ad introdurli brevemente.

1.2.1 Il tracciatore

Il *tracker* interno, composto da 65 milioni di pixel e circa 10 milioni di micro-strisce in silicio, ha il compito di ricostruire le traiettorie delle particelle cariche (vedi Fig. 1.3). Essendo il rivelatore più interno, è costruito in modo da poter rivelare anche le tracce di particelle con brevissima vita media e sopportare l'enorme flusso di prodotti della collisione.

Nella regione più prossima al vertice d'interazione sono posizionati il *Pixel Barrel* (TPB)

e i *Pixel Endcap* (TPE), nella zona più vicina al calorimetro elettromagnetico si trova invece il rivelatore a micro-strisce, che si suddivide in una parte interna, divisa a sua volta in *Inner Barrel* (TIB) e *Inner Disc* (TID) e in una parte più esterna, composta da *Outer Barrel* (TOB) e *Endcap* (TEC).

L'intervallo di pseudorapidità coperto dallo strumento è $|\eta| < 2.5$.

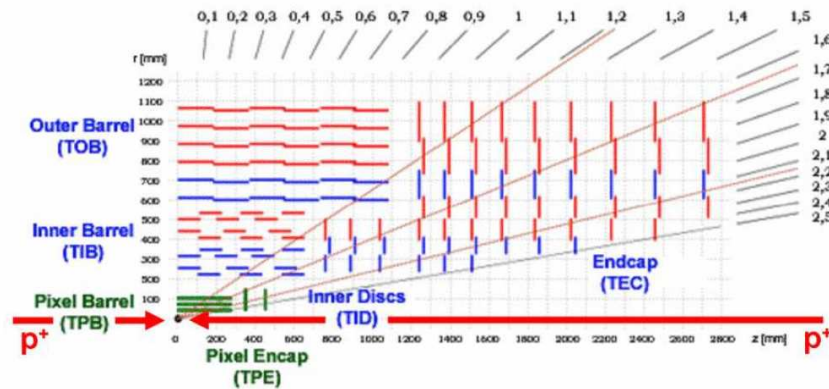


Figura 1.3: Schema in sezione del tracciatore. In verde il rivelatore a pixel, in rosso e in blu il rivelatore a micro-strisce.

1.2.2 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico permette di rivelare fotoni ed elettroni e di misurare la loro energia con un alto livello di accuratezza.

Esso è costituito da circa 76000 cristalli di tungstato di piombo ($PbWO_4$), che provvedono ad una copertura in pseudorapidità nell'intervallo $|\eta| < 3$ (vedi Fig. 1.4). La parte corrispondente a $0 < |\eta| < 1.479$ è coperta dalla parte principale del calorimetro: un cilindro dal raggio interno di 139 cm chiamato *Barrel* (EB). Mentre la parte restante ($1.479 < |\eta| < 3$) è coperta da tappi chiamati *Endcap* (EE).

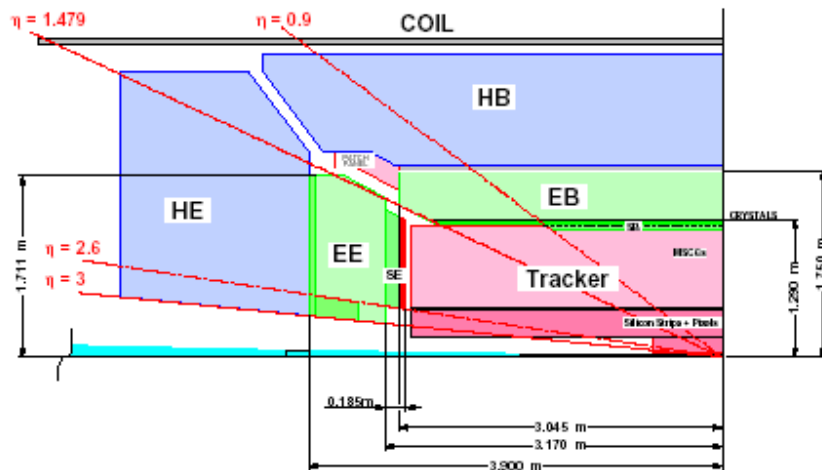


Figura 1.4: Sezione illustrativa del sistema tracciante, del calorimetro elettromagnetico (EE, EB) e del calorimetro adronico (HE, HB).

1.3 Il Modello Standard

Il Modello Standard [3–5] è una teoria dei campi quantistica che descrive tutte le particelle elementari scoperte fino ad oggi e tre delle quattro forze fondamentali presenti in natura: l'interazione forte, l'interazione debole e l'interazione elettromagnetica (queste ultime due unificate nella teoria dell'interazione elettrodebole). La forza gravitazionale rimane invece esclusa, lasciando spazio a teorie più ampie e complete non ancora verificate.

Nonostante questa mancanza, il Modello Standard risulta ad oggi essere la teoria che può vantare il maggior numero di conferme sperimentali.

In questo modello i costituenti della materia sono fermioni e vengono suddivisi in due categorie: i *quark* e i *leptoni*, a loro volta suddivise in tre famiglie, dette *generazioni* (vedi Fig. 1.5).

Le generazioni dei quark sono composte nel modo seguente:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

mentre le generazioni dei leptoni sono:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Le forze sono invece mediate da bosoni:

- i *fotoni* (γ), privi di massa e mediatori dell'interazione elettromagnetica,
- i *gluoni* (g), anche loro con massa nulla, mediatori dell'interazione forte,
- i bosoni vettori W^\pm e Z^0 , rispettivamente con massa $80.4 \text{ GeV}/c^2$ e $91.2 \text{ GeV}/c^2$, mediatori dell'interazione debole.

Three Generations of Matter (Fermions)				
	I	II	III	
mass→	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name→	u up	c charm	t top	γ photon
Quarks	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	d down	s strange	b bottom	g gluon
Leptons	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	Z weak force
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	± 1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	e electron	μ muon	τ tau	W$^\pm$ weak force

Figura 1.5: Le particelle elementari previste dal Modello Standard che sono finora state rivelate sperimentalmente.

Secondo la cromodinamica quantistica (QCD), una delle componenti del cosiddetto Modello Standard, i quark sono legati dalla forza forte, mediante lo scambio di un gluone. Questa forza aumenta con il crescere della distanza dei due quark, rendendo così impossibile il loro distacco. Questo fenomeno, chiamato *confinamento*, spiega il motivo per cui la materia ordinaria è formata da *adroni* (protoni, neutroni, pioni,...). Gli adroni sono singoletti di colore, e si suddividono in due categorie: i *barioni*, composti da tre quark di colore diverso, e i *mesoni*, composti da una coppia quark-antiquark.

1.3.1 Le interazioni protone-protone

La descrizione di un evento di collisione protone-protone è teoricamente possibile all'interno del Modello Standard, tuttavia ci si scontra con enormi difficoltà tecniche e computazionali che richiedono l'utilizzo di strategie e approssimazioni specifiche.

Elementi di Matrice

Gli elementi di matrice legati ai grafici di Feynman sono la base del calcolo esatto necessario per avere un'analisi completa del processo. Operando una convoluzione con lo spazio delle fasi è infatti possibile una stima della sezione d'urto, la cui precisione cresce di pari passo con l'aumentare dell'ordine perturbativo al quale si svolge il calcolo. Le tecniche attuali hanno permesso di effettuare calcoli esatti fino al primo ordine perturbativo, detto *Next to Leading Order* (NLO) (vedi Fig. 1.7), dove il *Leading Order* (LO) (vedi Fig. 1.6) è l'ordine portante del processo. In questi calcoli appaiono tuttavia diverse divergenze, che rendono necessario ricorrere ad un altro approccio.



Figura 1.6: Esempio di diagramma LO nella diffusione di due quark.

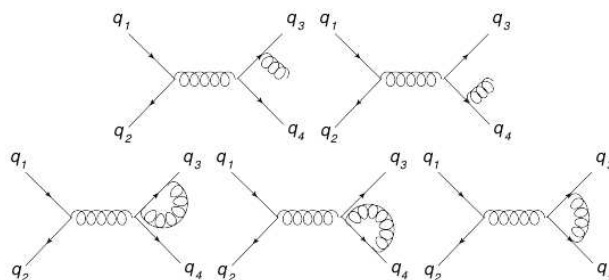


Figura 1.7: Esempi di diagrammi NLO relativi alla diffusione di due quark.

Sciami di partoni

Questo metodo è particolarmente adatto nella generazione di processi fisici tramite il metodo Monte Carlo.

Dopo aver effettuato il calcolo del processo duro al *Leading Order* esso consiste nel calcolo approssimato dei contributi degli ordini successivi mediante lo sviluppo delle linee esterne del diagramma. I calcoli, ovvero l'aggiunta di diramazioni successive al diagramma, vanno però interrotti quando si raggiunge il limite inferiore della scala di energie per il quale è considerata valida la teoria delle perturbazioni.

Questo metodo si adatta particolarmente ai casi in cui il momento trasverso trasferito è piccolo o il gluone è collineare al partone da cui è stato emesso, a differenza del calcolo di elementi di matrice, che risulta molto accurato nel descrivere l'emissione di gluoni ad alto momento e ben separati dal partone iniziale. Ciò rende i due metodi praticamente complementari per quanto riguarda lo spazio delle fasi che vanno a descrivere, rendendo il loro utilizzo combinato la scelta migliore per la descrizione di un processo.

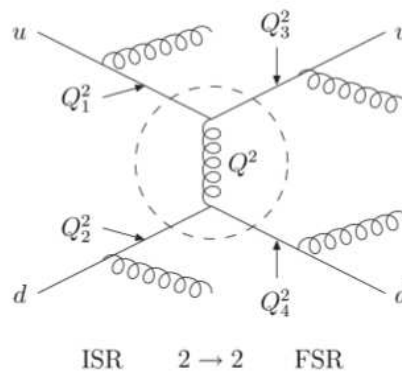


Figura 1.8: Esempio di *Parton Shower* con diramazione mediante emissione di gluoni nello stato iniziale e finale di un processo di diffusione di due quark.

1.3.2 Getti adronici

Una volta ottenuta una descrizione più o meno accurata della distribuzione dei partoni generati dalla collisione tra i protoni, si ferma la possibilità di continuare il calcolo del processo mediante teorie perturbative.

Il processo di adronizzazione, ovvero la creazione di un getto di adroni a partire da un partone isolato, la cui concentrazione è limitata ad una ristretta regione η - ϕ , deve essere infatti descritto a partire da modelli dipendenti da parametri. Questi parametri possono essere definiti con precisione solamente tramite il confronto con i dati sperimentali.

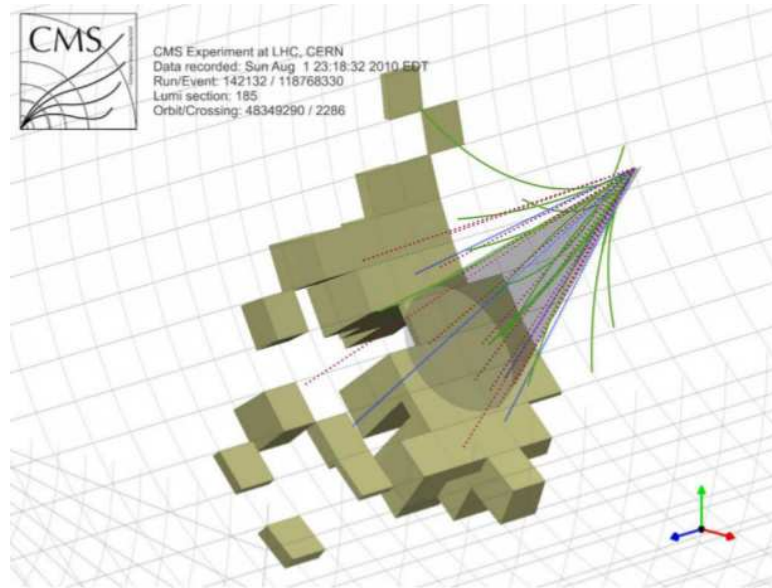


Figura 1.9: Ricostruzione di un getto adronico nell'esperimento CMS. Le tracce colorate indicano la traiettoria delle particelle che compongono il getto, in grigio vengono invece rappresentati i depositi di energia.

1.3.3 *Underlying Event*

Per descrivere il maniera completa l'evento devono infine essere effettuati i calcoli riguardanti tutti i fenomeni secondari e le interazioni partoniche multiple che si sviluppano in parallelo al fenomeno di diffusione principale e che vanno a modificare le distribuzioni dei getti adronici e del loro momento.

I residui della collisione protone-protone, che tendono a diventare singoletti di colore, sviluppano ulteriori getti adronici a basso momento. L'insieme di questi processi viene chiamato *Underlying Event*.

Capitolo 2

Struttura ed esempi di generatori di eventi

I programmi che simulano le interazioni subnucleari svolgono un ruolo indispensabile nella fisica delle alte energie. La loro importanza è data soprattutto dal fatto che sono l'unico mezzo in grado di fornire un ambiente virtuale controllato in cui esaminare passo dopo passo un particolare evento e in questo modo migliorare la conoscenza e comprendere nuovi aspetti dei fenomeni reali.

Questi programmi possono essere suddivisi in due categorie principali: i generatori di eventi, ad esempio HERWIG++ o PYTHIA 8, programmi che generano eventi di interazione tra particelle corrispondenti a quelli che avvengono nella collisione dei fasci in macchine come il Tevatron o l'LHC, e i programmi di simulazione d'interazione con la materia, ad esempio GEANT 4, che ricostruiscono gli eventi che accadono in rivelatori come ATLAS o CMS. Come nella realtà, queste strutture devono lavorare assieme per permettere di ricreare una simulazione realistica; tuttavia, quando si intraprendono studi più approssimati, è possibile trarre conclusioni interessanti anche dal solo utilizzo dei generatori.

2.1 I generatori di eventi

I generatori di eventi [6] risultano fondamentali in svariate analisi fisiche, essi infatti rendono possibile lo studio del segnale d'interesse e dei segnali di fondo, permettendo di separarli, forniscono parametri per ottimizzare i rivelatori e i *trigger* e permettono analisi sulla fattibilità di un dato esperimento prima di realizzarlo.

La maggioranza dei generatori utilizza il metodo Monte Carlo, che permette di sfruttare numeri casuali per riprodurre in maniera più realistica possibile le distribuzioni di probabilità risultanti dalla descrizione in teoria dei campi dei processi. Esso inoltre permette di considerare tutti i vari stadi dell'evento in maniera sequenziale, definendo per ognuno di essi vari modelli, che vengono utilizzati per costruire stati sempre più complessi fino ad arrivare alla descrizione finale di centinaia di particelle.

La caratteristica principale di un generatore di eventi è la descrizione dettagliata di tutta la storia dell'evento. Essa può essere suddivisa in vari stadi:

- Lo stato iniziale è dato da due leptoni o adroni che collidono, questi ultimi sono composti da un'opportuna distribuzione di quark e gluoni. In questa tesi si terrà conto delle collisioni protone-protone.
- I partoni con carica, sia elettrica che di colore, accelerati da varie forze, possono emettere radiazione (ad esempio $q \rightarrow qg$): la cosiddetta radiazione di stato iniziale (ISR).
- La collisione di due partoni provoca un processo duro, i cui esiti vengono calcolati a partire dagli elementi di matrice (*Matrix Elements*) mediante la teoria delle perturbazioni al primo ordine. Alcuni generatori sono in grado di fornire calcoli anche all'ordine successivo per determinati processi.
- I processi duri causano la produzione di varie risonanze a vita breve (quark top, bosoni W^\pm , Z^0) che decadono successivamente fino a prodotti stabili.
- Allo stesso modo di quelli entranti, i partoni uscenti sciamano. Questo fenomeno viene chiamato radiazione di stato finale (FSR). Queste diramazioni, assieme alle ISR vengono modellizzate negli sciami di partoni, che consistono nel far evolvere perturbativamente le particelle a partire dalla scala di energie del processo duro fino alla soglia dell'infrarosso.
- Con l'allontanamento reciproco tra due partoni diventano importanti le forze di confinamento proprie della QCD, la cui struttura non si è ancora riusciti a descrivere a partire da principi primi. Per questo motivo vengono introdotti dei modelli atti a descrivere il fenomeno. Tra essi il più utilizzato è quello di Lund, che prevede che un campo di colore colleghi quark e antiquark come una stringa elastica. L'aumentare della distanza tra le particelle contribuisce linearmente all'aumento dell'energia potenziale associata alla stringa e quando questa raggiunge il valore di soglia la stringa si rompe in una coppia quark-antiquark, creando così un adrone. Questo processo viene chiamato adronizzazione.

Nel generatore utilizzato per questo lavoro di tesi [7] è implementato un modello a *cluster* per la costruzione dei prodotti dell'adronizzazione. Questo modello riunisce in *cluster* di materia eccitata le coppie quark-antiquark prodotte dalla rottura dei gluoni. Questi elementi subiranno quindi fissioni e decadimenti i cui prodotti saranno gli adroni.

- Tra le particelle prodotte dall'adronizzazione solo alcune risultano stabili, mentre le altre decadono in tempi più o meno brevi. Le particelle più pesanti, come il quark top, i bosoni W, Z e Higgs e molte altre particelle oltre il modello standard, spesso decadono in tempi comparabili a quelli propri della QCD, dando luogo a sciami di partoni sia prima che dopo il loro decadimento.

- Bisogna inoltre tenere in considerazione che in un singolo evento le coppie di partoni a collidere possono essere più di una, oppure i prodotti di una collisione possono interagire con altri partoni, dando luogo ad interazioni multipartoniche (MPI). La probabilità che tali interazioni accadano aumenta con grandi energie nel centro di massa, rendendo la diffusione multipla il protagonista principale dei processi di fondo che accompagnano l'interazione dura principale. Tali processi possono dare luogo a sciami di partoni che vengono calcolate mediante teoria delle perturbazioni.
- I partoni uscenti portano con sé solamente una parte dell'energia iniziale degli adroni. La maggior parte di essa rimane nelle particelle confinate in un intervallo di pseudorapidità elevata, assieme alla carica e al colore necessari a compensare le quantità proprie dei prodotti del processo.
- A questo punto è infine possibile interagire con i programmi di simulazioni fisica, o analizzare i risultati per ricostruire la storia dell'evento.

Ogni particella che raggiunge lo stato finale è quindi il prodotto di una specifica serie di diramazioni che la collegano al processo duro iniziale. L'obiettivo del Monte Carlo è rendere la scelta di questi percorsi più realistica possibile, in modo che sia la distribuzione media che le fluttuazioni attorno ad essa descrivano propriamente le evidenze sperimentali.

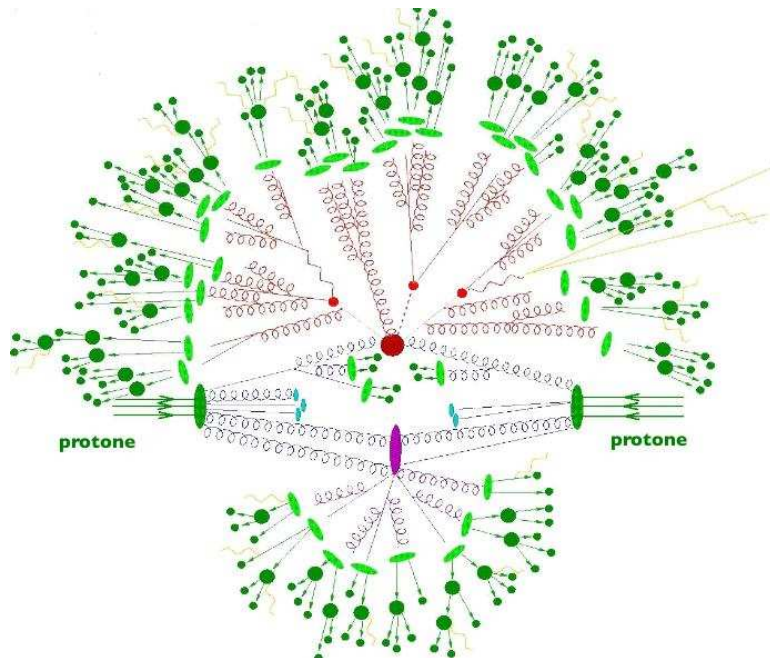


Figura 2.1: Struttura teorica di una generica collisione protone-protone

2.2 Il generatore HERWIG++

HERWIG++ [7] è un generatore di eventi *general-purpose* costruito per fornire una simulazione completa di collisioni ad alta energia, con particolare attenzione alla radiazione QCD. È possibile simulare collisioni del tipo leptone-leptone, adrone-adrone e leptone-adrone.

Il codice del programma è una riscrittura in C++ di HERWIG, originariamente scritto in FORTRAN. La nuova versione contiene tuttavia diverse caratteristiche più avanzate rispetto alla precedente. Il nuovo linguaggio permette di interagire con classi e oggetti e quindi rende possibile sviluppare in modo più semplice la struttura del programma. HERWIG++ rende possibile una simulazione dettagliata degli eventi grazie alla particolare cura di diverse caratteristiche:

- Un modello a *cluster* dell'adronizzazione dei *jet*. I *cluster* sono stati di singoletto formati da una coppia di partoni del tipo colore-anticolore, che si trovano vicini nello spazio dei momenti. Essi decadono in adroni e risonanze adroniche.
- Evoluzione del *QCD jet* tenendo conto delle interferenze dei gluoni sia nello stato iniziale che in quello finale.
- Trattamento dettagliato della soppressione della radiazione QCD da parte di particelle massive, il cosiddetto effetto *dead-cone*.
- La simulazione di fisica oltre il modello standard (BSM) includendo le correlazioni tra decadimenti e produzioni di particelle BSM.
- La possibilità di aggiungere nuovi modelli semplicemente scrivendo il codice delle rispettive regole di Feynman.
- Un modello che riproduce la diffusione multipla dei partoni, utile per descrivere il fondo dell'evento.
- Un modello del decadimento di tau e adroni che utilizza elementi di matrice per fornire una realistica distribuzione dei prodotti di decadimento, assieme ai loro momenti e tenendo conto di effetti *off-shell* e correlazioni di spin.

2.2.1 Il pacchetto THEPEG

HERWIG++ è interamente basato sulle librerie di THEPEG (*Toolkit for High Energy Physics Event Generation*) [7], che fornisce tutti gli elementi di una struttura sui quali implementare generatori di eventi basati sul metodo Monte Carlo, tranne i modelli fisici. I modelli specifici di HERWIG++ vengono implementati all'interno di questa struttura come classi C++ all'interno di una classe principale di THEPEG. Ciò rende molto semplice lo scambio o la modifica dei vari modelli implementati.

Il nucleo di THEPEG si chiama **Repository**, esso contiene sotto forma di oggetti C++ tutti gli elementi necessari a generare l'evento. È possibile modificarne i parametri,

collegarli tra di loro o sostituirli a piacimento.

L'oggetto realmente responsabile di tutti i passi della simulazione è invece denominato **EventGenerator**. Esso è composto da oggetti contenuti nel **Repository**, selezionati appositamente per determinare le caratteristiche della simulazione. Gli oggetti più importanti sono quelli necessari alla generazione di numeri casuali, quelli contenenti le informazioni sulle particelle (chiamati **ParticleData**) e l' **EventHandler**, che si occupa materialmente dell'evoluzione dell'evento tramite cinque **StepHandler**:

- **SubProcessHandler**: si occupa della generazione del processo duro.
- **CascadeHandler**: genera le *parton showers* a partire dal processo duro.
- **MultipleInteractionHandler**: produce ulteriori processi dure che vanno ad arricchire il fondo dell'evento.
- **HadronizationHandler**: è responsabile della generazione degli adroni.
- **DecayHandler**: si occupa del decadimento degli adroni prodotti dall'**HadronizationHandler** e di tutte le altre particelle che possono essere state create nei vari passi dell'evento.

Oltre ai cinque **StepHandler** principali, HERWIG++ permette l'inserimento di altri **Handler** prima o dopo il singolo passo della generazione dell'evento. Ciò permette ad esempio di inserire un **Handler** che si occupi del decadimento di tutte le particelle instabili prima che avvengano le *parton showers*, oppure di inserire delle ulteriori analisi (**AnalysisHandler**) dell'evento, come è stato fatto in questa tesi.

2.2.2 Il formato di dati HEPMC

HEPMC [8] è un formato per la memorizzazione e l'analisi degli eventi scritto in C++. Il suo obiettivo è diventare lo standard per le famiglie di generatori Monte Carlo ed è per questo motivo che è stato utilizzato in questo lavoro di tesi, sostituendo il formato proprio delle librerie di THEPEG.

Il principale vantaggio di questo formato è la portabilità: un'analisi scritta per un determinato generatore, HERWIG++ ad esempio, può essere facilmente utilizzata per analizzare eventi di altri generatori (PYTHIA, ARIADNE, etc.). HEPMC può inoltre gestire più di uno in contemporanea, controllando separatamente le singole componenti degli stessi per sfruttarne al meglio i punti di forza.

In secondo luogo è da menzionare la semplicità con cui viene memorizzato l'evento, che

ricalca esattamente la struttura grafica con cui viene descritto teoricamente.

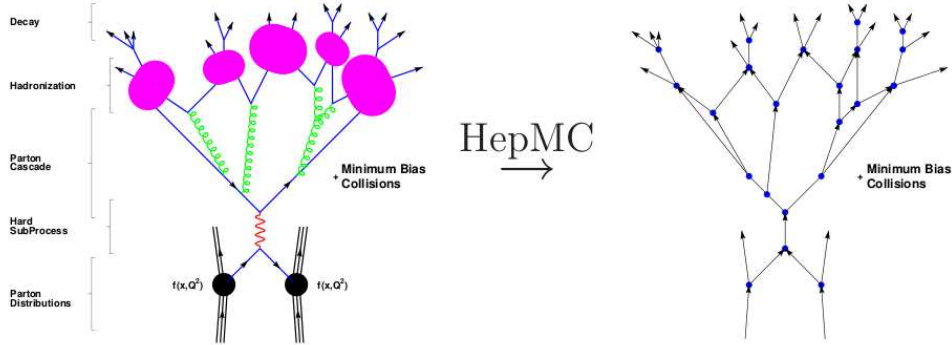


Figura 2.2: Rappresentazione grafica di un processo duro paragonata alla sua memorizzazione in formato HEPMC.

2.2.3 L'algoritmo FASTJET

Il pacchetto FASTJET [9] implementa in maniera efficiente diversi algoritmi per la ricostruzione su base geometrica dei getti rendendo anche possibile il recupero di diverse informazioni su di essi, fornendo gli elementi per un'analisi accurata o per l'utilizzo di varie estensioni per processarli.

FASTJET è costituito da tre classi principali:

- PseudoJet
- JetDefinition
- ClusterSequence

La prima classe crea gli elementi che andranno a far parte del jet finale, definendo per ognuno di essi un quadrimomento e tutte le informazioni necessarie ad un successivo raggruppamento (*clustering*). Potenzialmente ogni particella nello stato finale è un pseudo-getto.

È invece la **ClusterSequence** ad occuparsi dell'effettiva ricostruzione del getto, basandosi sulle definizioni e sugli algoritmi che vengono forniti nella **JetDefinition**.

In quest'ultima classe vengono infatti definiti uno o più parametri geometrici: un valore R che indica il raggio entro il quale viene ricostruito il getto, gli schemi di ricombinazione, che possono basarsi sull'energia o sul momento degli pseudo-getti, ed un algoritmo di ricostruzione scelto tra uno dei tre implementati:

- **Algoritmo k_t** : il modello inclusivo dell'algoritmo è composto da tre stadi principali:

1. Per ogni coppia di particelle i, j si calcola la distanza d_{ij} :

$$d_{ij} = \min(k_{t_i}^2, k_{t_j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (2.1)$$

con $\Delta R^2 = (y_i - y_j)^2 + (\Phi_i - \Phi_j)^2$, dove k_{ti}, y_i, Φ_i sono rispettivamente il momento trasverso, la rapidità e l'angolo azimutale dell' i -esima particella. Per ognuna di esse viene inoltre calcolata la distanza dal fascio $d_{iB} = k_{ti}$.

2. Viene in seguito scelto il valore minimo d_{min} tra d_{ij} e d_{iB} . Se il minimo è d_{ij} le due particelle vengono sovrapposte, sommando i rispettivi quadrimomenti, se invece il minimo risulta essere d_{iB} la particella viene rimossa dalla lista di pseudo-getti, diventando un getto allo stato finale.
3. Il procedimento viene ripetuto per ogni particella della collezione, finchè essa non rimane vuota.

Il modello esclusivo dell'algoritmo invece rimuove definitivamente dalla collezione le particelle per cui d_{iB} risulta il valore minimo, e il raggruppamento viene fermato quando entrambi i valori d_{ij} e d_{iB} superano un valore massimo d_{cut} .

- **Algoritmo Anti- k_t** : questo algoritmo funziona esattamente come il precedente, tranne per la definizione delle quantità calcolate:

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{k_{ti}}, \frac{1}{k_{tj}}\right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (2.2)$$

$$d_{iB} = \frac{1}{k_{ti}} \quad (2.3)$$

I jet ricostruiti mediante questo algoritmo risultano perfettamente circolari nel cilindro $y - \Phi$.

- **Cambridge/Aachen** : anche la formulazione di questo algoritmo è identica al primo dei tre analizzati, ma in questo caso le definizioni risultano essere:

$$d_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R} \quad (2.4)$$

$$d_{iB} = 1 \quad (2.5)$$

Al momento questo algoritmo viene implementato solamente nella sua versione inclusiva.

Capitolo 3

Studio della produzione associata di bosoni Z^0 e getti adronici

3.1 La generazione di eventi con HERWIG++

Per ottenere i dati necessari a questo lavoro di tesi si è innanzitutto dovuto configurare le condizioni ed i parametri più appropriati per l'analisi che si desiderava effettuare. Partendo da una configurazione di base per la descrizione di LHC, fornita dagli stessi sviluppatori del programma, si sono inserite le dovute correzioni e modifiche per rendere l'evento generato confrontabile con quelli rivelati nell'esperimento CMS dal tracciatore e dal calorimetro elettromagnetico.

I parametri che si è andati a modificare sono i seguenti [7]:

- Si è posta l'energia nel centro di massa a 7 TeV.
- Si è modificata la densità di partoni nei protoni incidenti, *Parton Density Function* (PDF), inserendo quella che viene attualmente utilizzata a CMS.
- Si sono selezionate le ulteriori particelle da considerare stabili per il rivelatore considerato nell'analisi.
- Si è utilizzato l'elemento di matrice appropriato: `MEZJet`.
- Si è selezionato il canale di decadimento della Z in elettrone e positrone.
- Si è imposto un taglio inferiore sulla massa invariante di elettrone e positrone a 50 GeV.
- Si è infine inserito l'`AnalysisHandler` scritto per lo studio dei dati prodotti.

3.2 L'analisi dati

Per svolgere l'analisi dei dati è stato utilizzato il programma ROOT [10], un software nato al CERN e scritto in linguaggio C++ che viene oggi sviluppato e mantenuto da

una larga comunità di ricercatori in fisica delle alte energie.

I dati prodotti dal generatore sono stati salvati in appositi file in formato ROOT chiamati *root-uple*, tramite le quali è stato possibile produrre degli istogrammi mediante l'utilizzo di una apposita classe.

3.2.1 L'analisi delle Z^0

Nonostante HERWIG++ permetta la conoscenza dell'intera storia dell'evento, si è scelto un approccio realistico all'analisi dei dati prodotti, cercando di ricostruire il bosone vettore partendo da quantità misurabili nei rivelatori di CMS.

Si sono quindi andati a ricercare, tra le particelle stabili dello stato finale, l'elettrone e il positrone con il maggior momento trasverso, costruendone i rispettivi quadrivettori. Tramite questi si è potuto ricostruire il bosone Z^0 , calcolarne la massa, la cui distribuzione è rappresentata nella Figura 3.1, il momento trasverso (Figura 3.2) e la pseudorapidità (Figura 3.3).

Si sono inoltre inseriti i seguenti tagli sull'energia delle particelle e sulla geometria delle loro traiettorie, in modo da riprodurre le caratteristiche dei rivelatori di CMS [11]:

- È richiesto che gli elettroni abbiano pseudorapidità $|\eta| < 2.5$, con l'intervallo $1.44 < |\eta| < 1.57$ escluso.
- È richiesto che gli elettroni abbiano energia maggiore di 20 GeV.
- È richiesto che la Z^0 abbia massa compresa tra $60 \text{ GeV}/c^2$ e $120 \text{ GeV}/c^2$.

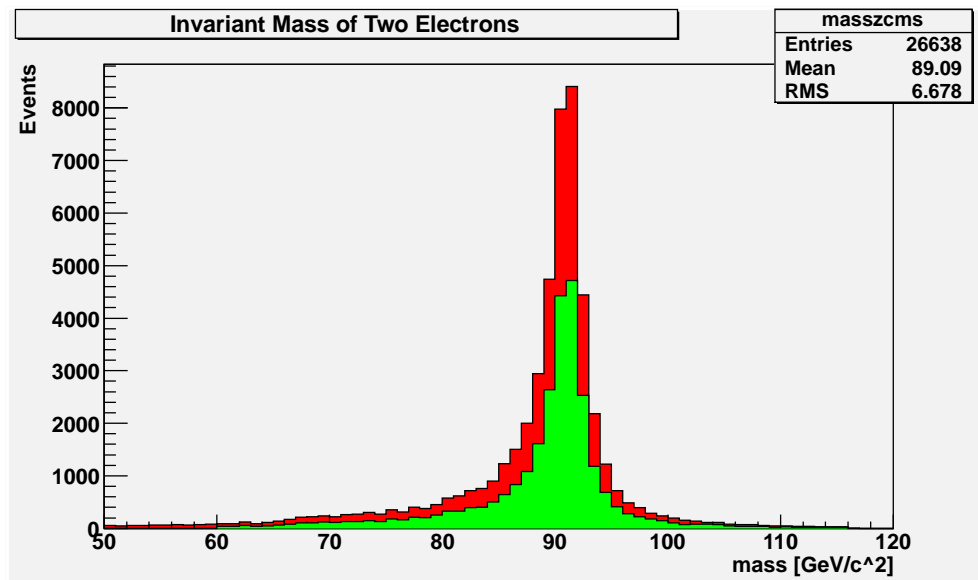


Figura 3.1: Distribuzione della massa invariante dell'elettrone e del positrone con maggior momento trasverso. In rosso la distribuzione fornita dal generatore, in verde la stessa distribuzione dopo aver applicato i tagli di CMS.

La distribuzione risulta avere un picco a 90 GeV, valore della massa della Z^0 , e una coda sinistra più accentuata rispetto a quella destra, effetto dato dalla possibile perdita di energia per radiazione da parte dei due elettroni.

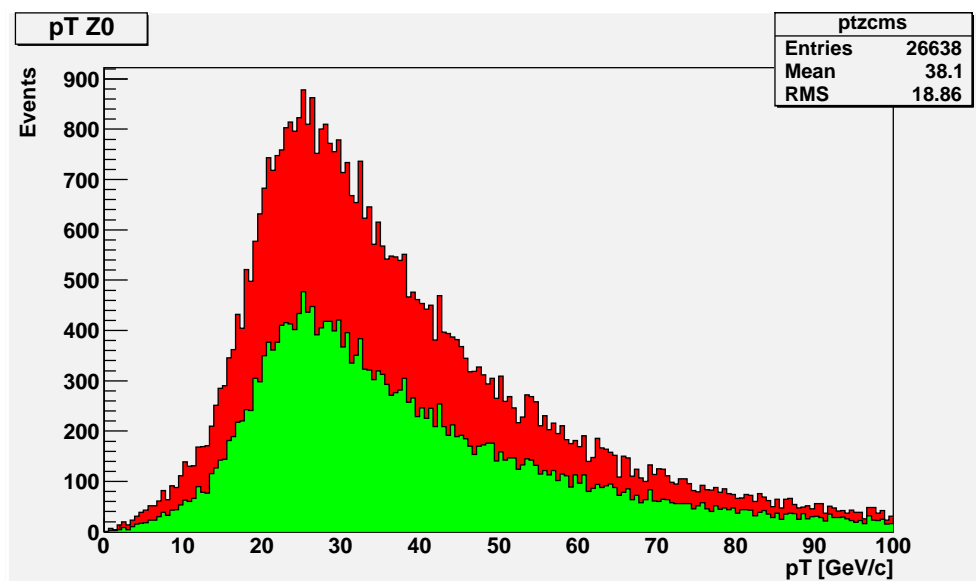


Figura 3.2: Distribuzione della momento trasverso del bosone Z^0 ricostruito. In rosso la distribuzione fornita dal generatore, in verde la stessa distribuzione dopo aver applicato i tagli di CMS.

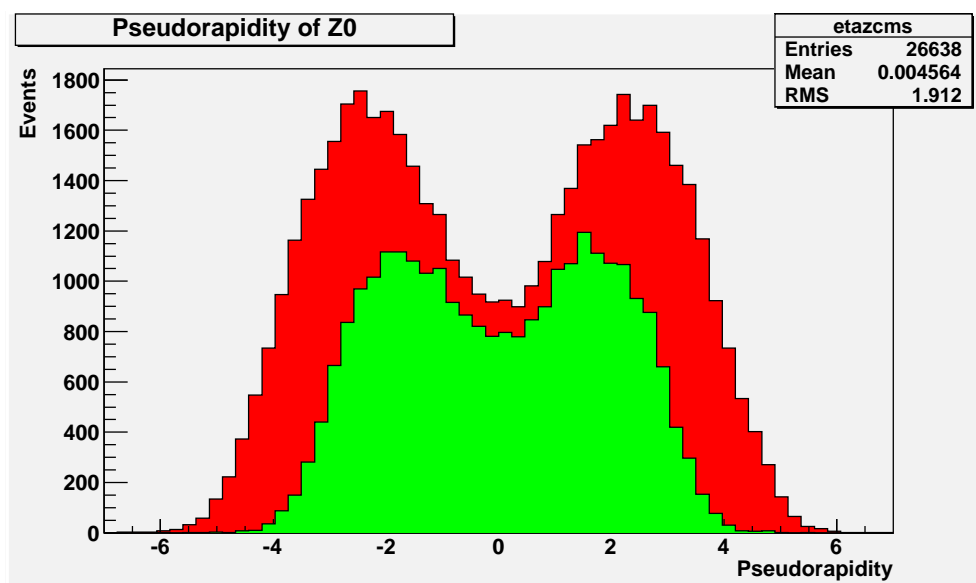


Figura 3.3: Distribuzione della pseudorapidità del bosone Z^0 ricostruito. In rosso la distribuzione fornita dal generatore, in verde la stessa distribuzione dopo aver applicato i tagli di CMS.

3.2.2 L'analisi dei getti adronici

Si è quindi utilizzato il pacchetto FASTJET per ricostruire i getti prodotti in associazione al bosone Z^0 , e se ne è studiata la molteplicità (Figura 3.4), la distribuzione in pseudorapidità (Figura 3.5) e la distribuzione del momento trasverso separatamente nel Barrel e nell'Endcap (Figura 3.6 e Figura 3.7).

I getti vengono ricostruiti mediante l'algoritmo Anti- k_t con un parametro $R = 0.5$ e lo schema di ricombinazione `E_scheme` a partire dalla collezione di particelle prodotta da HERWIG++ [9]. Poiché i leptoni isolati possono venire ricostruiti come getti, pri-

ma iniziarne la ricostruzione la collezione viene processata da un'apposita funzione per rimuoverli. Dalla collezione creata dalla `ClusterSequence` vengono quindi estratti i getti inclusivi con momento trasverso maggiore di 5 GeV che cadono in un intervallo $|\eta| < 2.5$.

Gli ulteriori tagli applicati per rendere i dati prodotti simili ad un'analisi di CMS sono i seguenti [11]:

- Il getto deve ricadere in un intervallo $|\eta| < 2.4$.
- Il momento trasverso del getto deve essere maggiore di 30 GeV.
- La distanza del getto rispetto agli elettroni di decadimento della Z^0 , calcolata come ΔR , deve essere maggiore di 0.3.

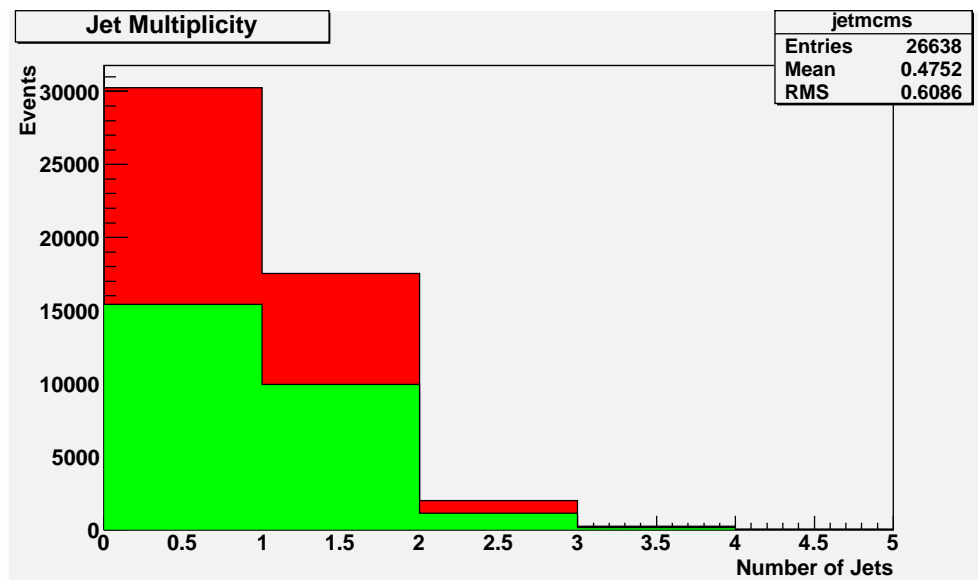


Figura 3.4: Distribuzione della molteplicità dei getti. In rosso la distribuzione fornita dal generatore, in verde la stessa distribuzione dopo aver applicato i tagli di CMS.

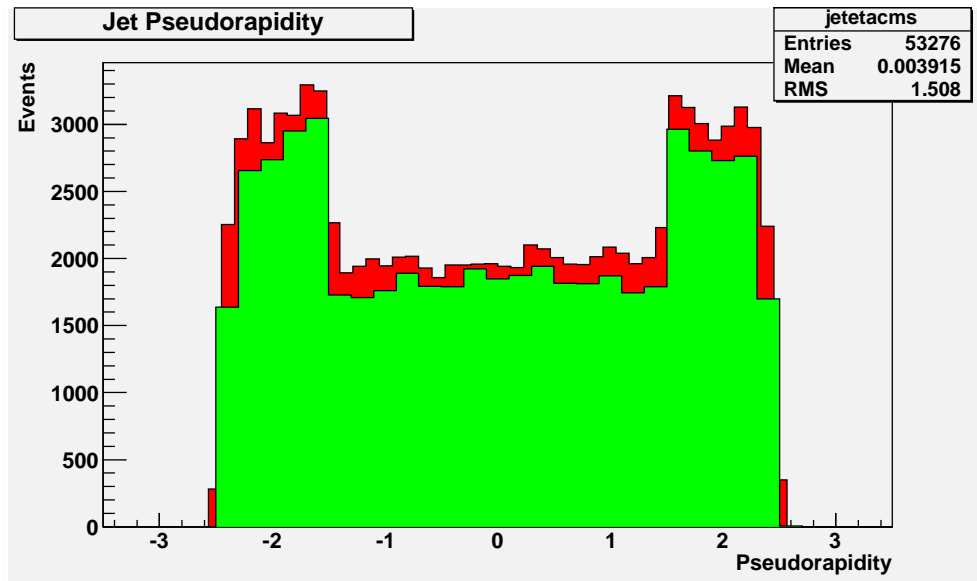


Figura 3.5: Distribuzione della pseudorapidità del primo getto. In rosso la distribuzione fornita dal generatore, in verde la stessa distribuzione dopo aver applicato i tagli di CMS.

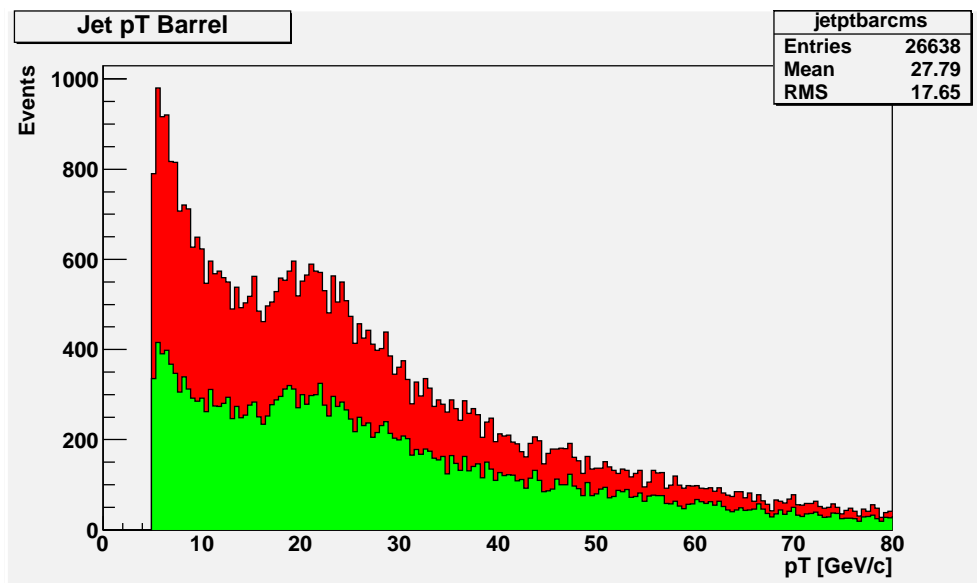


Figura 3.6: Distribuzione del momento trasverso del primo getto nel Barrel. In rosso la distribuzione fornita dal generatore, in verde la stessa distribuzione dopo aver applicato i tagli di CMS.

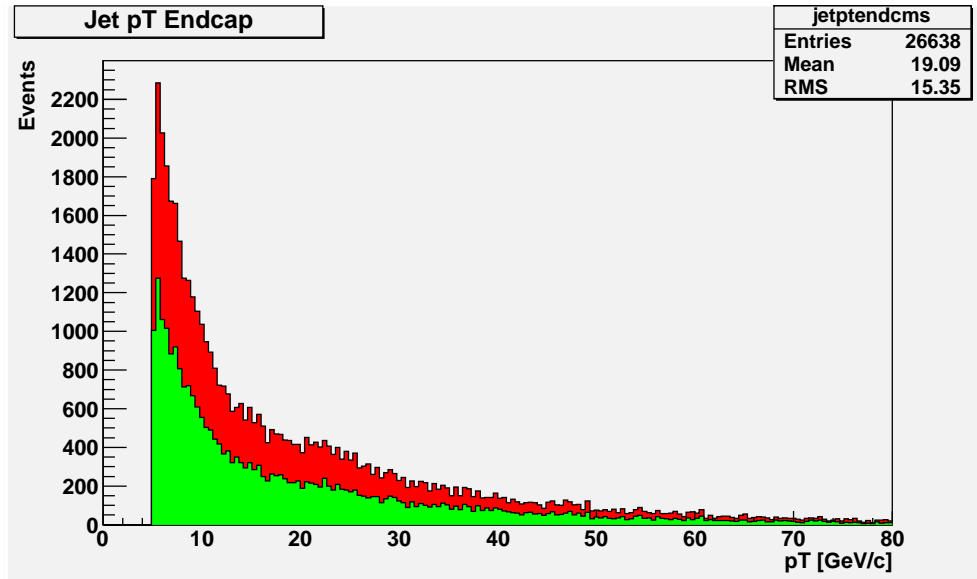


Figura 3.7: Distribuzione del momento trasverso del primo getto nell'Endcap. In rosso la distribuzione fornita dal generatore, in verde la stessa distribuzione dopo aver applicato i tagli di CMS.

3.3 Studio dell'*Underlying Event*

Si è in seguito andati a modificare la descrizione dell'*Underlying Event* tramite l'inserimento di due *Tunes* diversi nei parametri iniziali per la generazione degli eventi.

Questi dati sono stati confrontati con i precedenti dopo aver eseguito una rinormalizzazione dell'istogramma di un fattore $\frac{\sigma_{tune}}{\sigma_{standard}}$.

Gli istogrammi presenti sotto ogni distribuzione rappresentano per ogni *bin* la quantità $\frac{(N_{tune} - N_{standard})}{N_{standard}}$, dove N rappresenta il numero di eventi del *bin*.

3.3.1 Il *Tune* UE7-2

I parametri inseriti per il *Tune* UE7-2, che vanno a modificare le interazioni multipartoniche standard di HERWIG++ sono stati ricavati da dati sperimentali di interazioni protone-protone a 7 TeV nel centro di massa nell'esperimento ATLAS. Le analisi sull'*Underlying Event* sono state eseguite studiando la densità e la somma dei momenti trasversi di particelle cariche, la loro deviazione standard e la media del momento trasverso in funzione della traccia principale [12].

I valori numerici modificati sono i seguenti [7]:

- Momento trasverso minimo delle ulteriori diffusioni: $ptMin = 3.36$
- Raggio inverso al quadrato delle particelle del fascio: $mu = 0.81$
- Probabilità una diffusione dura addizionale di essere sconnessa dagli altri sottoprocessi: $CD = 0.35$
- Probabilità di riconnessione di colore: $RP = 0.62$

Il fattore di rinormalizzazione è $\frac{\sigma_{tune}}{\sigma_{standard}} = \frac{0.214 \pm 0.001 \text{ nb}}{0.213 \pm 0.001 \text{ nb}} = 1.00 \pm 0.01$.

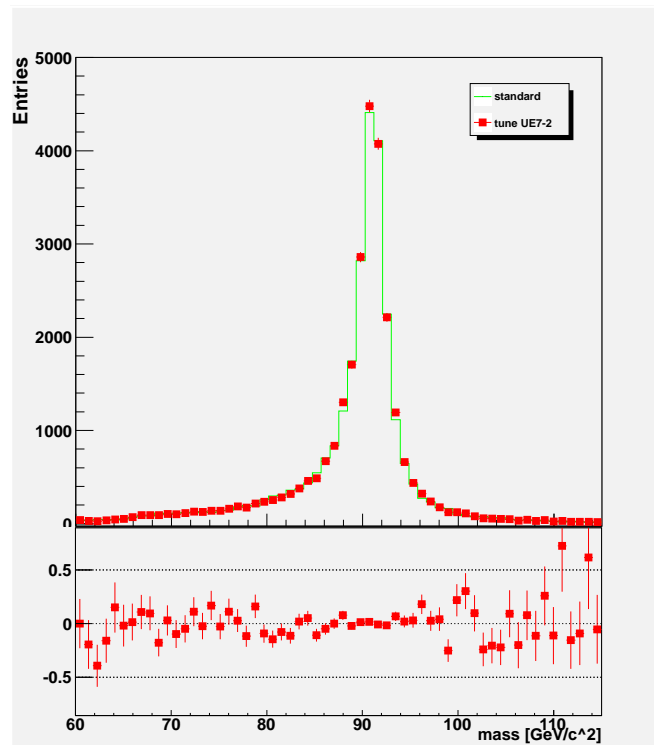


Figura 3.8: Confronto tra le distribuzioni della massa della Z^0 . In rosso i dati del *tune*, in verde i dati standard.

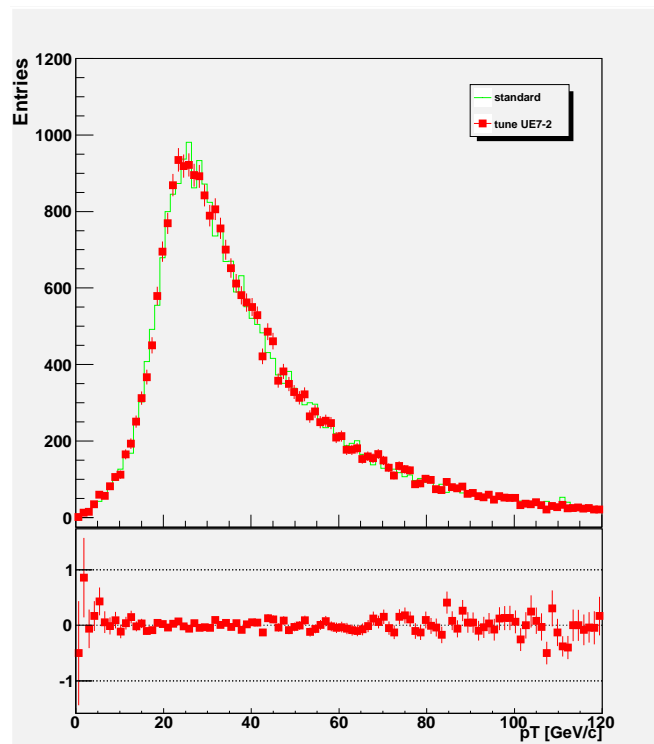


Figura 3.9: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso della Z^0 . In rosso i dati del *tune*, in verde i dati standard.

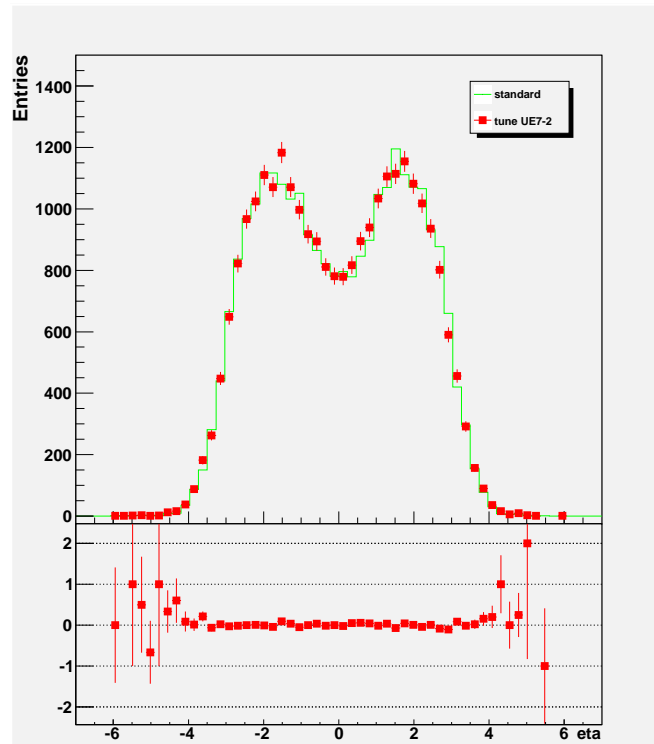


Figura 3.10: Confronto tra le distribuzioni della pseudorapidità della Z^0 . In rosso i dati del *tune*, in verde i dati standard.

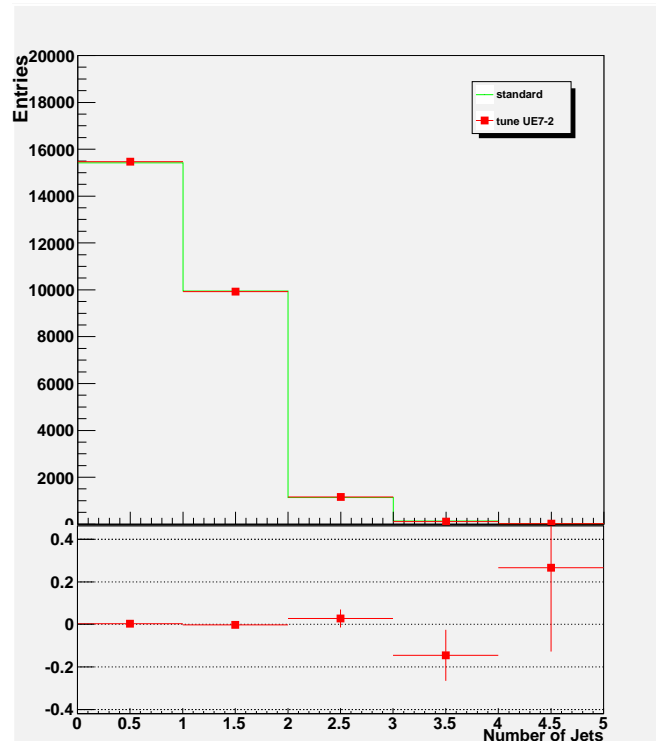


Figura 3.11: Confronto tra le molteplicità dei getti. In rosso i dati del *tune*, in verde i dati standard.

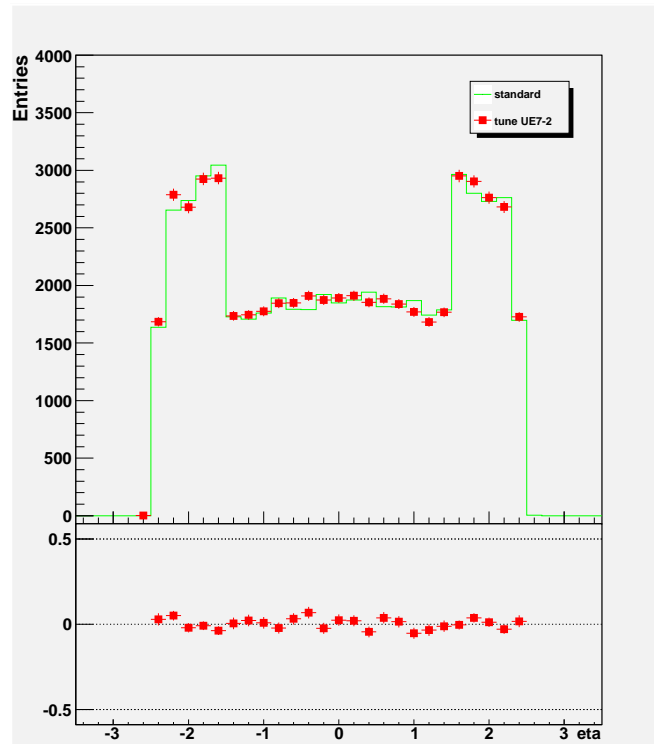


Figura 3.12: Confronto tra le distribuzioni della pseudorapidità dei getti. In rosso i dati del *tune*, in verde i dati standard.

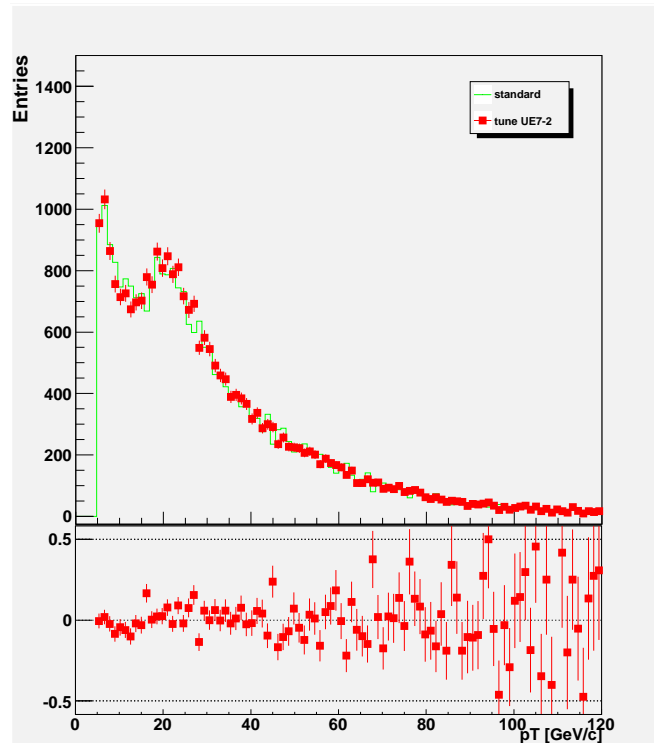


Figura 3.13: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso dei getti nel Barrel. In rosso i dati del *tune*, in verde i dati standard.

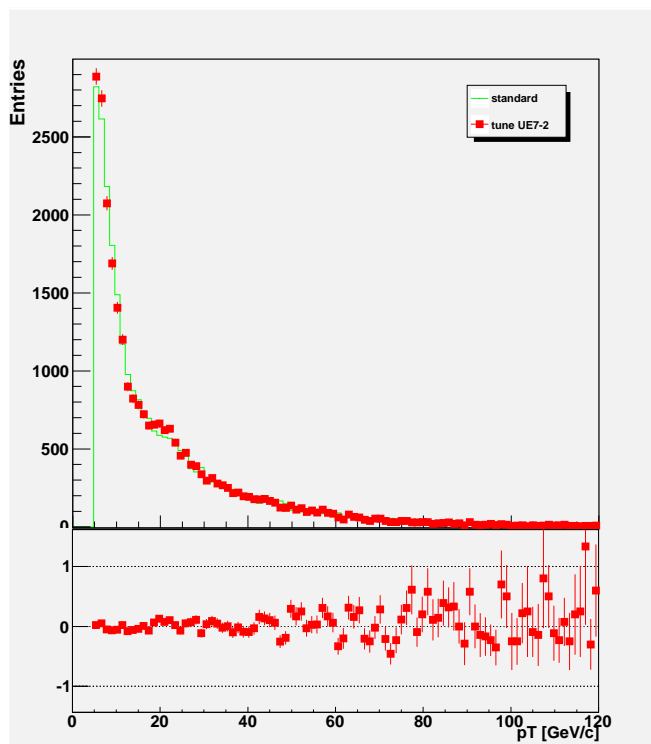


Figura 3.14: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso dei getti nell'Endcap. In rosso i dati del *tune*, in verde i dati standard.

3.3.2 Il *Tune* UE-EE-3

I parametri di questo *tune* derivano, oltre che dai dati utilizzati per il *Tune* LHC-UE7-2, da studi precedenti eseguiti negli esperimenti ATLAS e CDF. Per la definizione dei parametri sono stati utilizzati i dati raccolti da ATLAS a 0.9 TeV e a 7 TeV [12] e quelli raccolti da CDF al Tevatron studiando le collisioni protone-antiprotone ad un'energia nel centro di massa di 1.8 TeV [13]. I valori numerici risultano essere:

- Momento trasverso minimo delle ulteriori diffusioni: $ptMin = 3.06$
- Raggio inverso al quadrato delle particelle del fascio: $\mu = 1.11$
- Probabilità una diffusione dura addizionale di essere sconnessa dagli altri sottoprocessi: $CD = 0.80$
- Probabilità di riconnessione di colore: $RP = 0.54$

Il fattore di rinormalizzazione è $\frac{\sigma_{tune}}{\sigma_{standard}} = \frac{0.213 \pm 0.001 \text{ nb}}{0.213 \pm 0.001 \text{ nb}} = 1.00 \pm 0.01$.

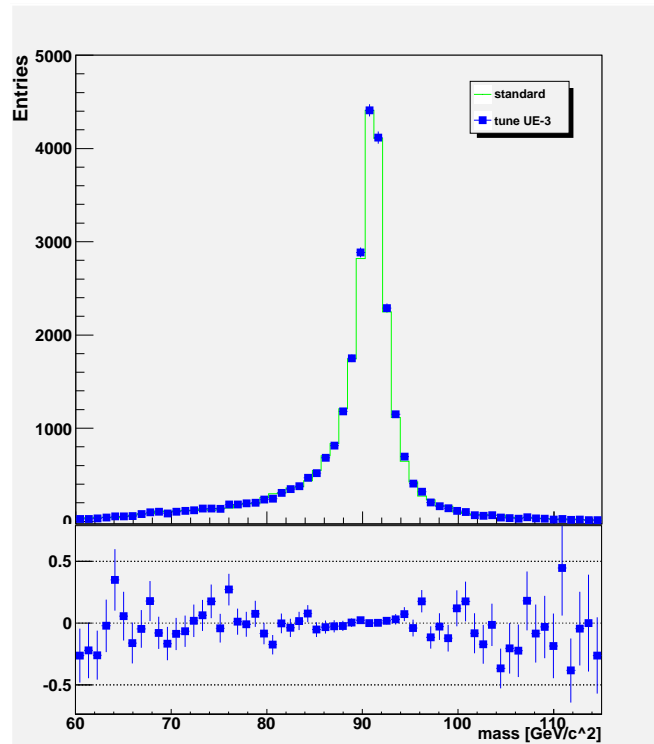


Figura 3.15: Confronto tra le distribuzioni della massa della Z^0 . In blu i dati del *tune*, in verde i dati standard.

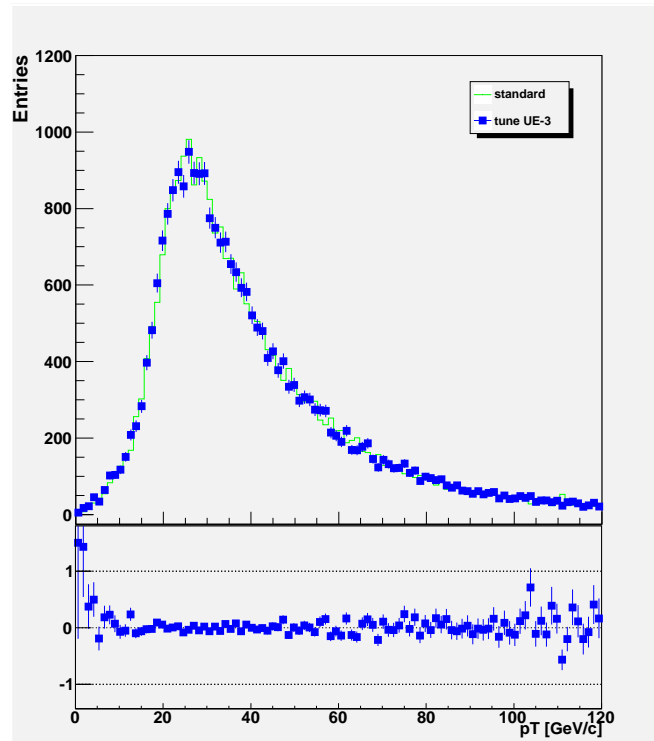


Figura 3.16: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso della Z^0 . In blu i dati del *tune*, in verde i dati standard.

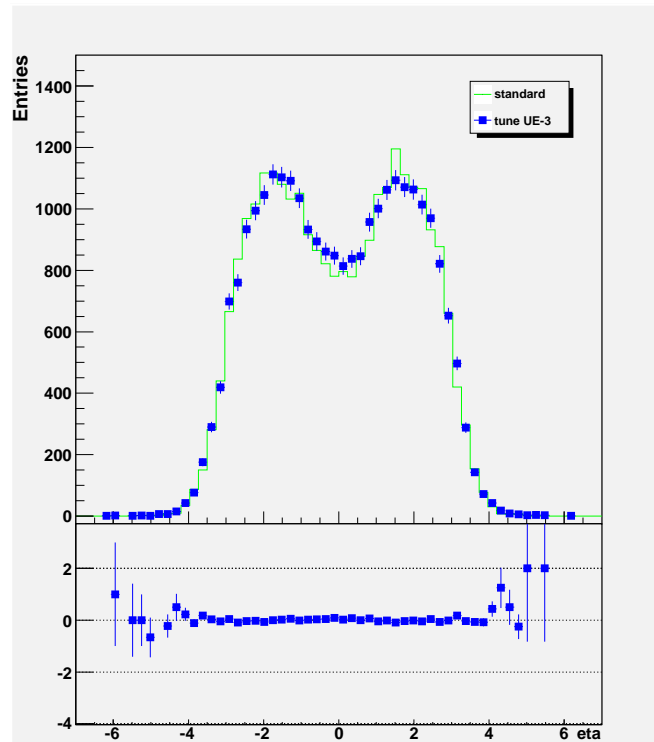


Figura 3.17: Confronto tra le distribuzioni della pseudorapidità della Z^0 . In blu i dati del *tune*, in verde i dati standard.

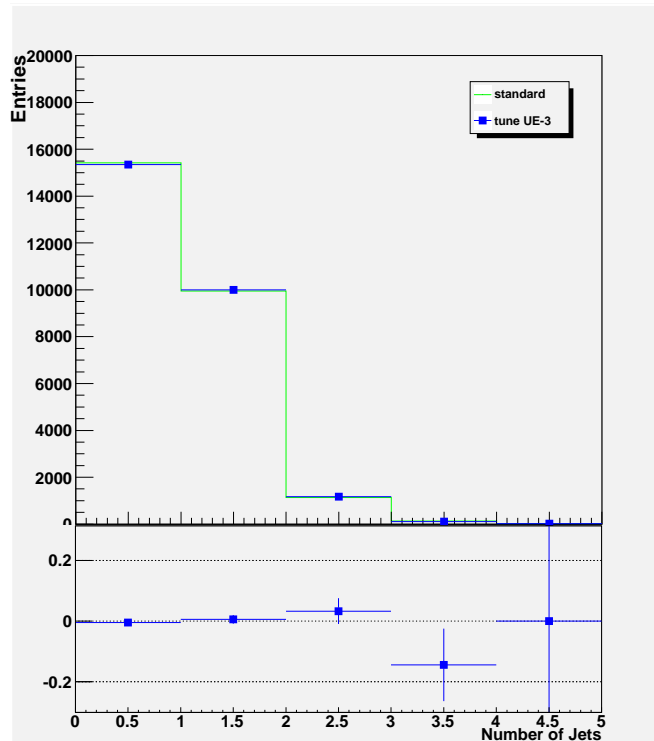


Figura 3.18: Confronto tra le molteplicità dei getti. In blu i dati del *tune*, in verde i dati standard.

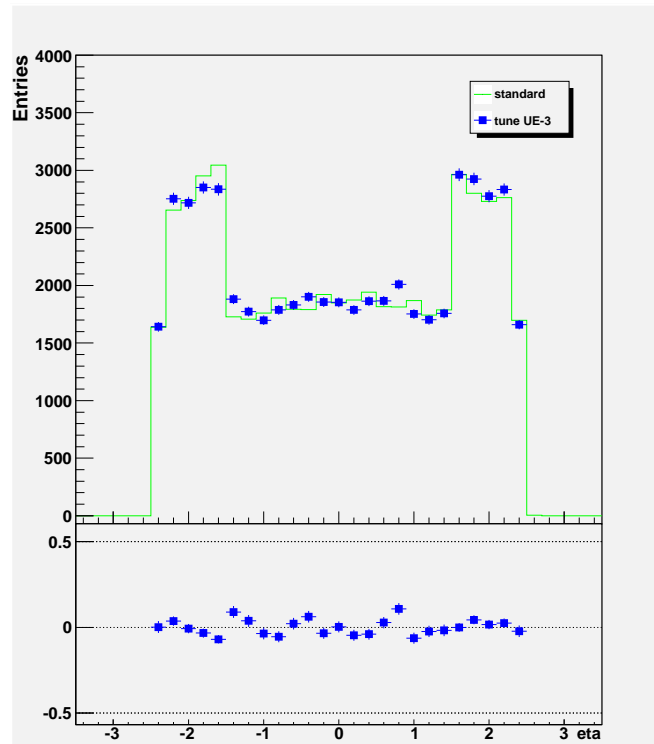


Figura 3.19: Confronto tra le distribuzioni della pseudorapidità dei getti. In blu i dati del *tune*, in verde i dati standard.

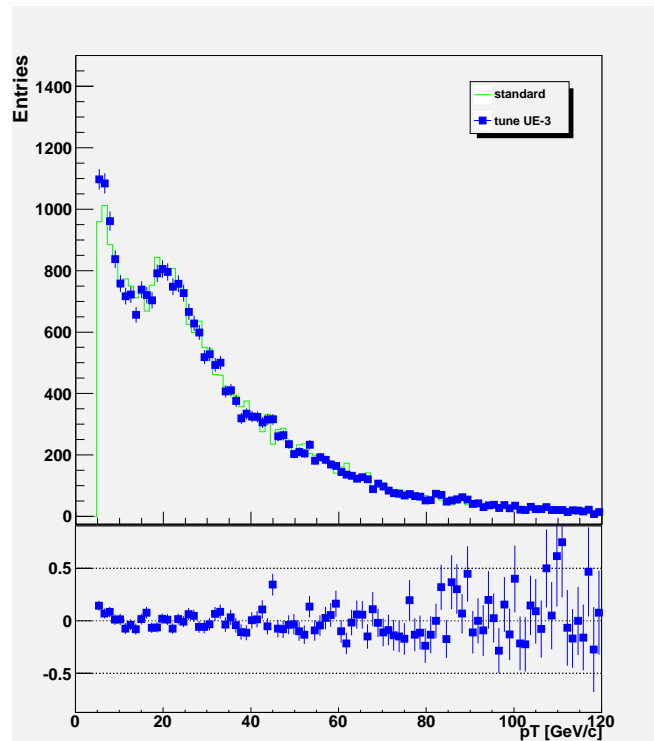


Figura 3.20: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso dei getti nel Barrel. In blu i dati del *tune*, in verde i dati standard.

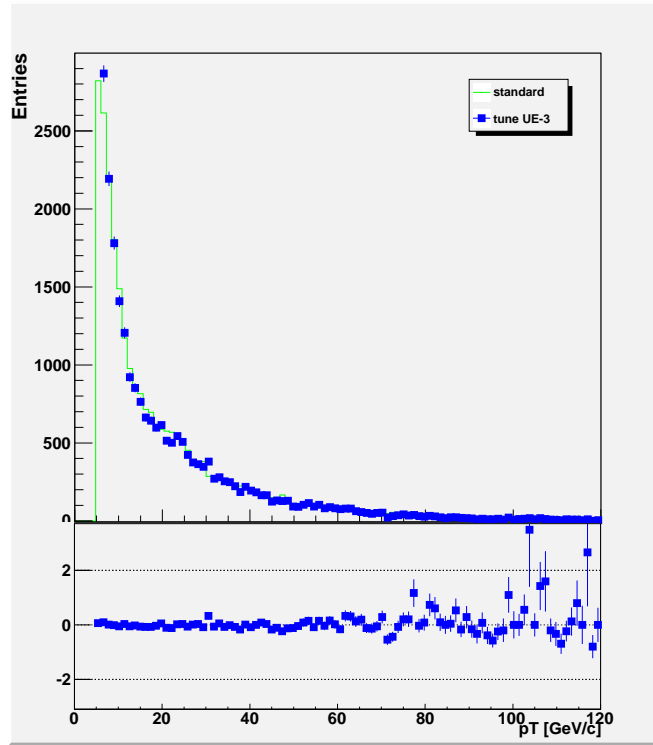


Figura 3.21: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso dei getti nel Barrel. In blu i dati del *tune*, in verde i dati standard.

3.4 Studio della dipendenza dalla costante α_s

Si è andati quindi a modificare la costante di accoppiamento forte α_s e ad analizzare le stesse distribuzioni considerate negli studi precedenti. La modifica apportata si traduce in una variazione della Λ_{QCD} , da cui α_s dipende secondo la formula:

$$\alpha_s \sim \frac{1}{\ln \frac{\mu^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \quad (3.1)$$

Il parametro modificabile nella configurazione iniziale di HERWIG++ è Λ_{QCD} , il cui valore predefinito è $\Lambda_{QCD} = 0.25$ GeV [7]. Per eseguire lo studio si è scelto di attenersi allo standard ed eseguire uno studio con Λ_{QCD}^2 raddoppiata e uno con Λ_{QCD}^2 dimezzata. I valori numerici inseriti nella generazione sono:

- Per α_s^- : $\Lambda_{QCD} = \frac{0.25}{\sqrt{2}} = 0.177$ GeV
- Per α_s^+ : $\Lambda_{QCD} = 0.25\sqrt{2} = 0.354$ GeV

Gli istogrammi presenti sotto ogni distribuzione rappresentano per ogni *bin* la quantità $\frac{(N_{tune} - N_{standard})}{N_{standard}}$, dove N rappresenta il numero degli eventi del *bin*.

3.4.1 Distribuzioni α_s^-

Gli istogrammi sono stati rinormalizzati con un fattore di scala $\frac{\sigma_{\alpha_s^-}}{\sigma_{standard}} = \frac{0.201 \pm 0.001 \text{ nb}}{0.213 \pm 0.001 \text{ nb}} = 0.94 \pm 0.01$.

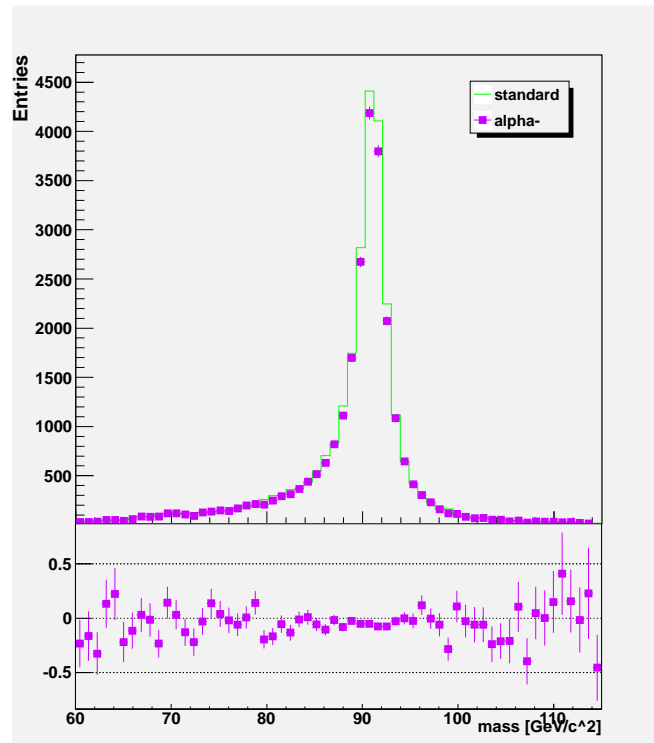


Figura 3.22: Confronto tra le distribuzioni della massa della Z^0 . In viola i dati di α_s^- , in verde i dati standard.

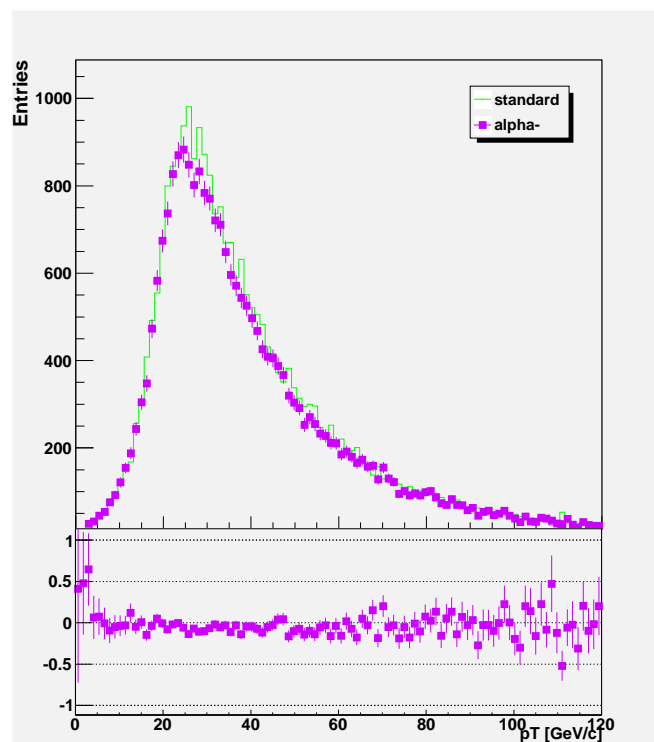


Figura 3.23: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso della Z^0 . In viola i dati di α_s^- , in verde i dati standard.

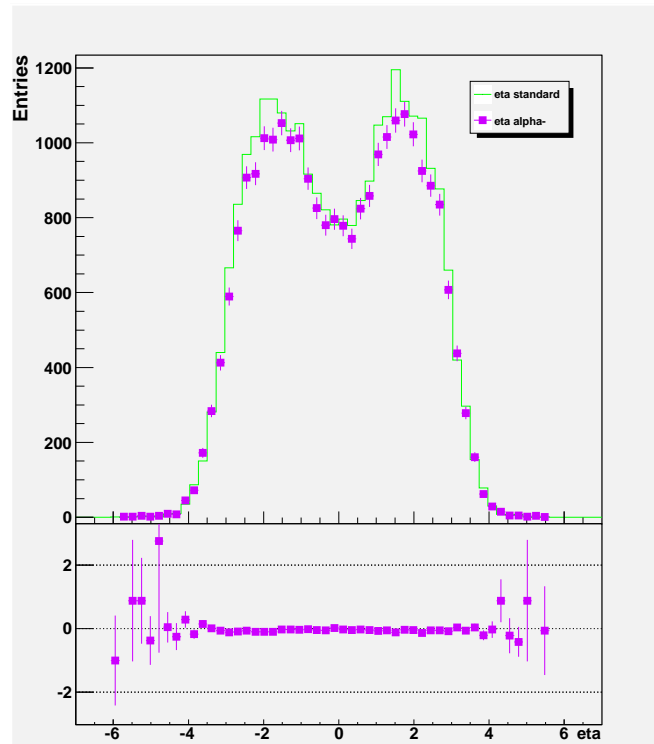


Figura 3.24: Confronto tra le distribuzioni della pseudorapidità della Z^0 . In viola i dati di α_s^- , in verde i dati standard.

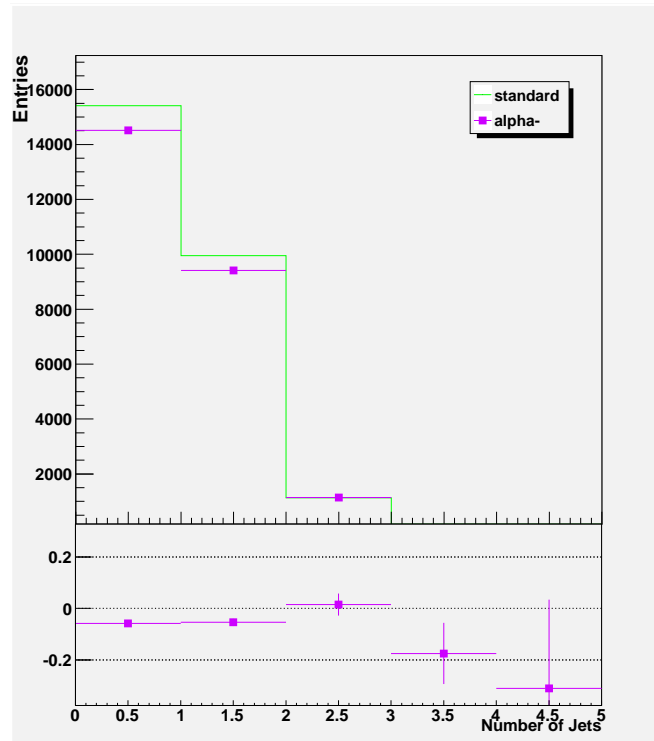


Figura 3.25: Confronto tra le molteplicità dei getti. In viola i dati di α_s^- , in verde i dati standard.

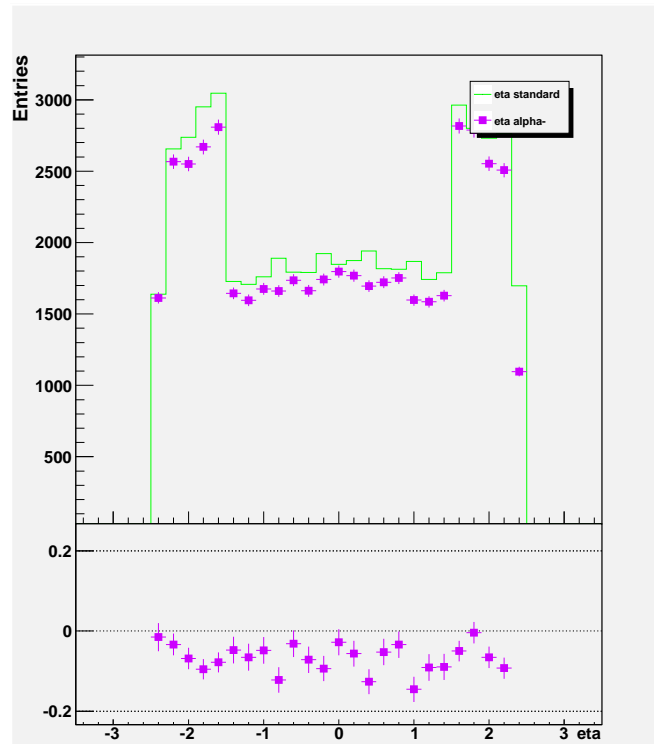


Figura 3.26: Confronto tra le distribuzioni della pseudorapidità dei getti. In viola i dati di α_s^- , in verde i dati standard.

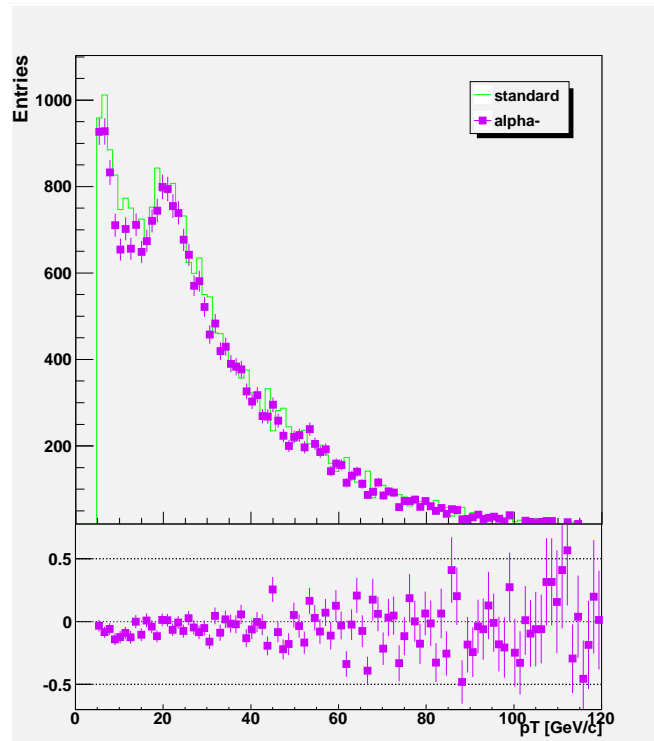


Figura 3.27: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso dei getti nel Barrel. In viola i dati di α_s^- , in verde i dati standard.

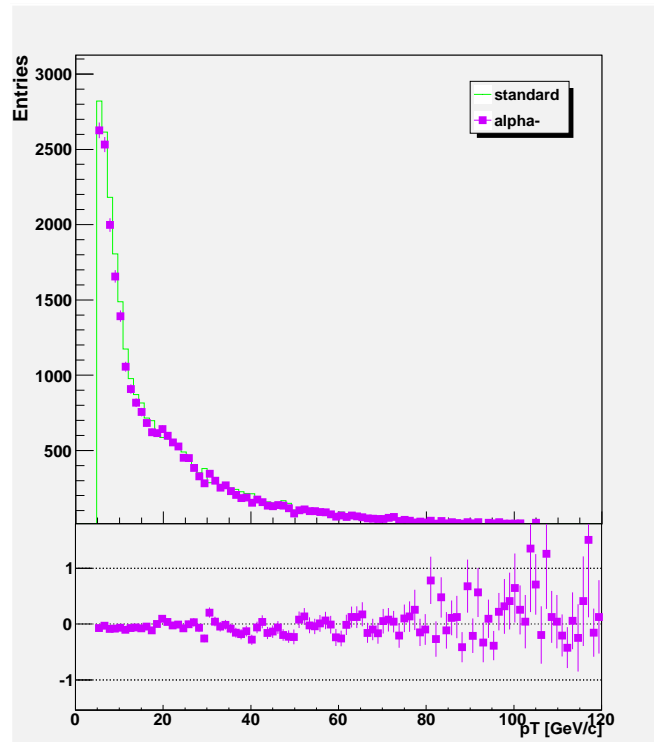


Figura 3.28: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso dei getti nel Barrel. In viola i dati di α_s^- , in verde i dati standard.

3.4.2 Distribuzioni α_s^+

Gli istogrammi sono stati rinormalizzati con un fattore di scala $\frac{\sigma_{\alpha_s^+}}{\sigma_{standard}} = \frac{0.227 \pm 0.001 \text{ nb}}{0.213 \pm 0.001 \text{ nb}} = 1.06 \pm 0.01$.

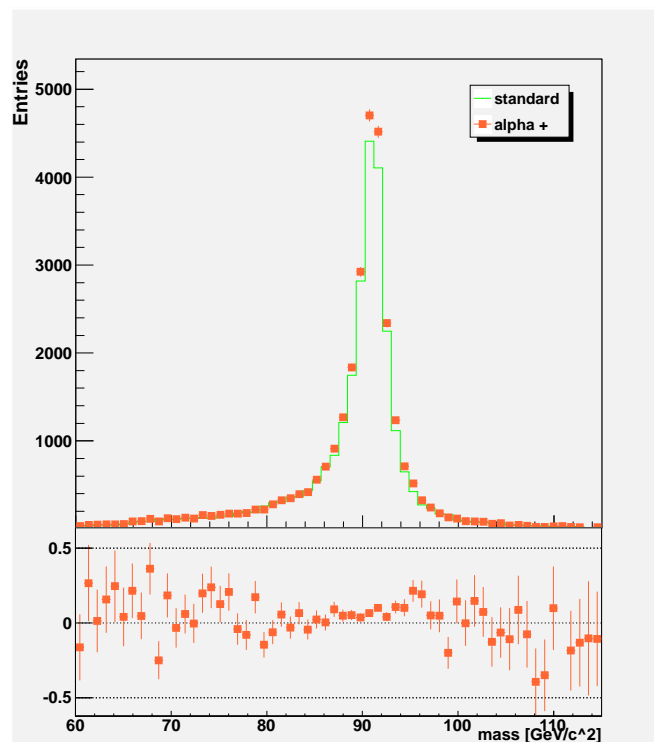


Figura 3.29: Confronto tra le distribuzioni della massa della Z^0 . In arancione i dati di α_s^+ , in verde i dati standard.

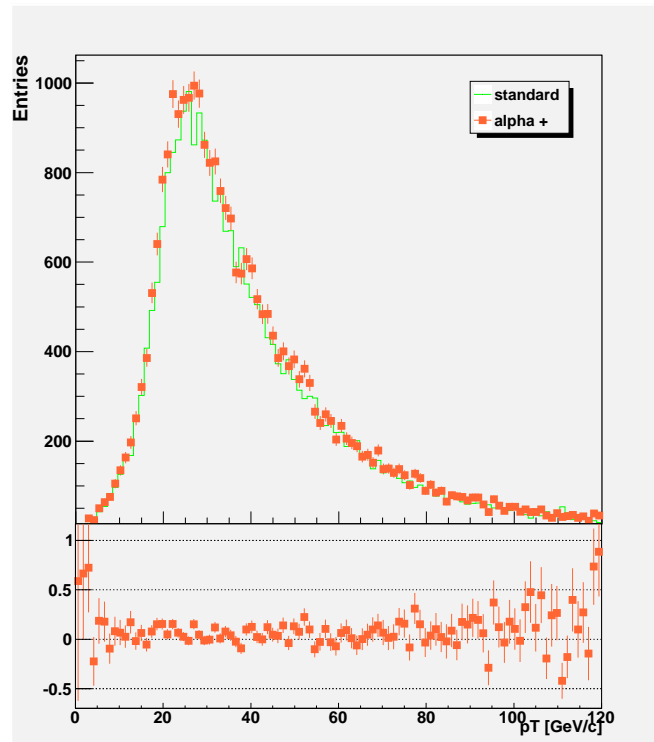


Figura 3.30: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso della Z^0 . In arancione i dati di α_s^+ , in verde i dati standard.

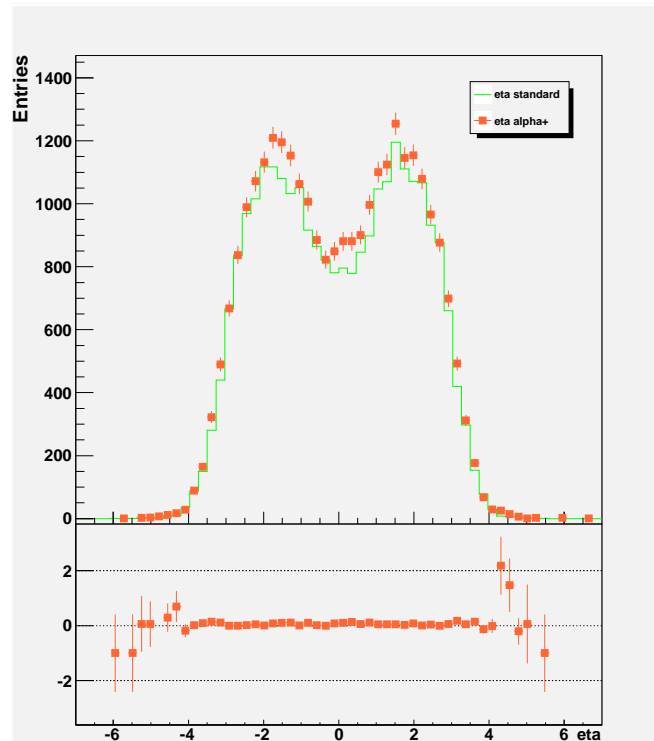


Figura 3.31: Confronto tra le distribuzioni della pseudorapidità della Z^0 . In arancione i dati di α_s^+ , in verde i dati standard.

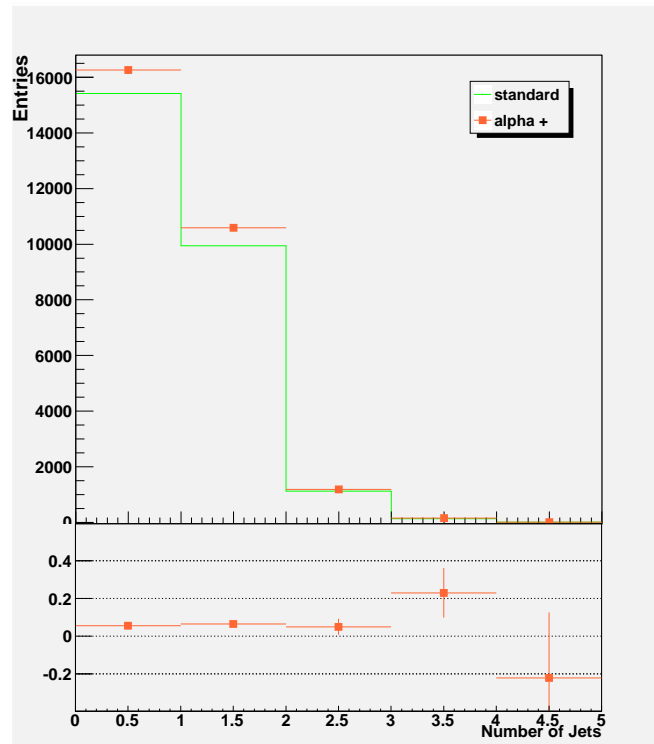


Figura 3.32: Confronto tra le molteplicità dei getti. In arancione i dati di α_s^+ , in verde i dati standard.

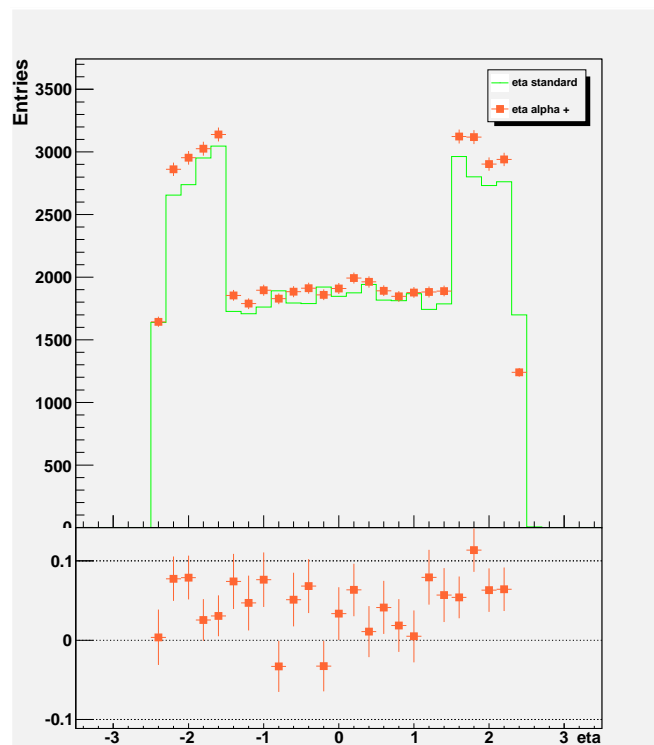


Figura 3.33: Confronto tra le distribuzioni della pseudorapidità dei getti. In arancione i dati di α_s^+ , in verde i dati standard.

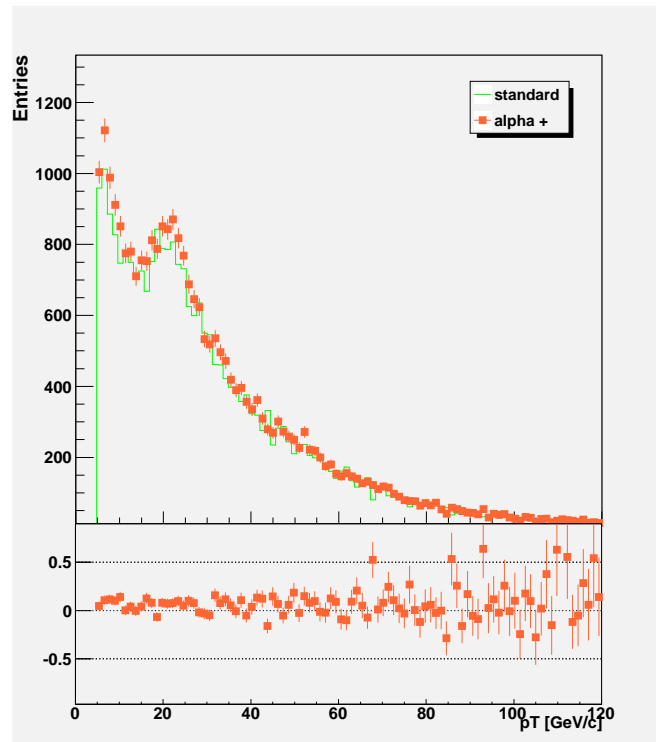


Figura 3.34: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso dei getti nel Barrel. In arancione i dati di α_s^+ , in verde i dati standard.

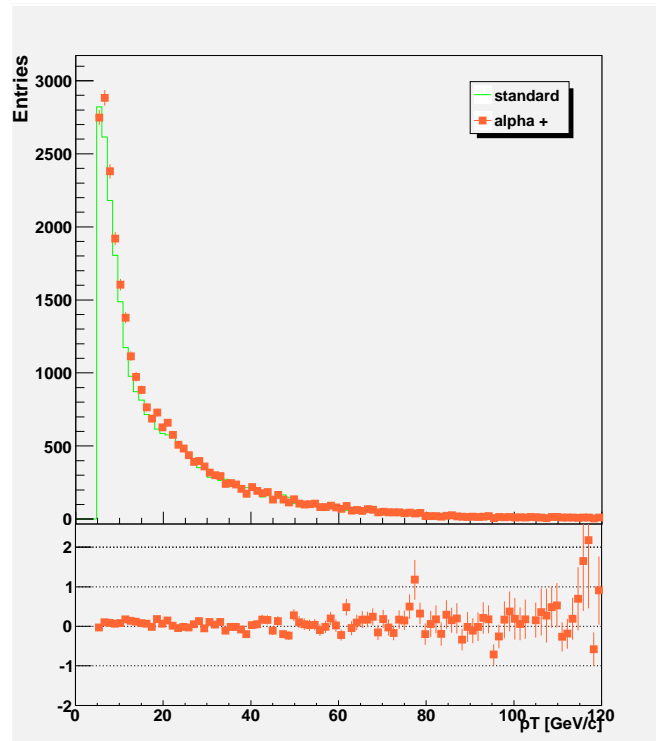


Figura 3.35: Confronto tra le distribuzioni del momento trasverso dei getti nel Barrel. In arancione i dati di α_s^+ , in verde i dati standard.

Conclusioni

Dai test effettuati si può concludere che in questo modello lo studio della fisica ad alto momento trasverso non presenta evidenti dipendenze dalla modellizzazione dell'*Underlying Event* (che non è calcolabile a partire da principi primi). Il confronto con dati sperimentali è tuttavia necessario per estendere la validità di questa conclusione al di là dei calcoli effettuati nel lavoro di tesi.

Inoltre, gli effetti attesi in maniera intuitiva dalla modifica della costante di accoppiamento forte si possono notare dalle distribuzioni ottenute, soprattutto da quelle relative ai valori delle sezioni d'urto ed alla molteplicità dei getti.

Uno sviluppo interessante di questo lavoro potrebbe essere il confronto delle distribuzioni ottenute con quelle ottenibili utilizzando un elemento di matrice calcolato al NLO. Ciò porterebbe ad una più precisa descrizione dell'evento e ad una riduzione della dipendenza dei *rate* dalla definizione della scala.

Bibliografia

- [1] O. Breuning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock. *LHC Design Report*. 2004.
- [2] The CMS Collaboration. *CMS Physics - Technical Design Report*. 2006.
- [3] S. L. Glashow. *Partial symmetries of weak interactions*. 1961.
- [4] A. Salam. *Elementary Particle Physics: Relativistic Groups and Analyticity*. 1968.
- [5] S. Weinberg. *A Model of Leptons*. 1967.
- [6] S. Torbjörn. *Monte Carlo Tools*. 2009.
- [7] M. Bahr. *Herwig++ Physics and Manual*. 2008.
- [8] M. Dobbs, B. Jørgen, L. Garren, and L. Sonnenschein. *HepMC 2: a C++ Event Record for Monte Carlo Generators*. 2011.
- [9] M. Cacciari, G.P. Salam, and G. Soyez. *FastJet 2.4.4 user manual*. 2011.
- [10] S. Panacek E. Lyons. *ROOT Users Guide 5.26*. 2009.
- [11] The CMS Collaboration. *Rates of Jets Produced in Association with W and Z bosons in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. 2011.
- [12] The ATLAS Collaboration. *Measurement of underlying event characteristics using charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV and 7 TeV with the ATLAS detector*. 2011.
- [13] The CDF Collaboration. *Charged jet evolution and the underlying event in p- \bar{p} collisions at 1.8 TeV*. 2001.