



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea Triennale in Fisica

MISURA DELLA SEZIONE D'URTO PER PRODUZIONE  
INCLUSIVA DI FOTONI DIRETTI ISOLATI IN COLLISIONI  $pp$   
A 7 TeV NEL CENTRO DI MASSA CON IL RIVELATORE  
**ATLAS**

RELATORE: Dott. Leonardo CARMINATI

tesi di laurea di:

Stefano MANZONI

Matr. 722929

Codice P.A.C.S.: 13.85.Qk

Anno Accademico 2009-2010

# Indice

<b>1 LHC</b>	<b>5</b>
1.1 Introduzione . . . . .	5
1.2 Interazione protone-protone . . . . .	7
1.3 Condizioni sperimentali . . . . .	10
1.3.1 Pile-up . . . . .	10
1.3.2 QCD background . . . . .	11
1.4 LHC, il programma sperimentale . . . . .	11
1.4.1 Ricerca del bosone di Higgs . . . . .	12
1.4.1.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	15
1.4.1.2 Capacità di identificazione del bosone di Higgs	16
<b>2 ATLAS</b>	<b>18</b>
2.1 Introduzione . . . . .	18
2.1.1 Nomenclatura . . . . .	18
2.2 Sistema di magneti . . . . .	19
2.3 Inner Detector . . . . .	20
2.4 Calorimetri . . . . .	22
2.4.1 Calorimetro elettromagnetico . . . . .	23
2.4.2 Calorimetro adronico . . . . .	23
2.5 Spettrometro di muoni . . . . .	24
2.6 Trigger . . . . .	25
2.6.1 Hardware . . . . .	26
2.6.2 Software . . . . .	26

<b>3 Ricostruzione e identificazione di fotoni in ATLAS</b>	<b>28</b>
3.1 Fotone diretto . . . . .	28
3.2 Ricostruzione . . . . .	29
3.3 Preselezione . . . . .	31
3.4 Identificazione . . . . .	32
3.4.1 Criteri di identificazione Loose . . . . .	32
3.4.2 Criteri di identificazione Tight . . . . .	33
3.4.3 Robust Tight . . . . .	34
3.5 Energia trasversale di isolamento . . . . .	34
<b>4 Efficienza di segnale</b>	<b>37</b>
4.1 Eventi simulati . . . . .	37
4.2 Efficienza di ricostruzione . . . . .	37
4.3 Efficienza di identificazione . . . . .	39
4.4 Efficienza di trigger . . . . .	40
4.5 Valutazione degli errori sistematici . . . . .	41
<b>5 Purezza</b>	<b>49</b>
5.1 Introduzione . . . . .	49
5.2 Two-Dimensional Sideband . . . . .	49
5.2.1 Correzione per signal leakage . . . . .	51
5.2.2 Correzione per background correlation . . . . .	54
5.3 Valutazione degli errori sistematici . . . . .	57
<b>6 Misura di sezione d’urto</b>	<b>65</b>
6.1 Sezione d’urto . . . . .	65
6.2 Luminosità . . . . .	66
6.3 Sezione d’urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati	67
6.4 Valutazione degli errori sistematici . . . . .	67
6.5 Confronto con le previsioni teoriche . . . . .	74
<b>Conclusioni</b>	<b>84</b>

<b>Bibliografia</b>	<b>85</b>
---------------------	-----------

# Capitolo 1

## LHC

### 1.1 Introduzione

LHC, Large Hadron Collider, è un acceleratore di protoni che può produrre collisioni con un'energia di centro di massa pari a 14 TeV ed una luminosità progettata per essere pari  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . I fasci, contenenti circa  $10^{11}$  protoni, si scontrano ogni 25 ns. Una così alta luminosità ed energia del centro di massa dovrebbero permettere di ricercare nuove particelle fino ad un limite massimo di massa di circa 5 TeV. Il fattore che ha maggiormente limitato il raggiungimento di un'energia di centro di massa più elevata è la forza necessaria per curvare il moto dei fasci all'interno del tunnel circolare di 27 km costruito precedentemente per l'esperimento LEP. Dall'equazione

$$p(\text{TeV}) = 0.3B(\text{Tesla})R(\text{Km}) \quad (1.1)$$

dove  $p$  è il momento del fascio,  $B$  è il campo magnetico prodotto dai magneti della macchina ed  $R \simeq 4.3$  Km è il raggio della circoferenza del LEP, si ha che per un momento dei fasci  $p = 7$  TeV il campo magnetico  $B$  dovrebbe essere di circa 5.4 Tesla. In realtà il valore del campo risulta più elevato ( $\sim 8$  T) a fronte di una non perfetta circolarità dell'acceleratore.

Data quindi la grande mole di dati prodotti, l'energia di centro di massa e la sua luminosità con la costruzione di LHC la ricerca fisica nel campo delle

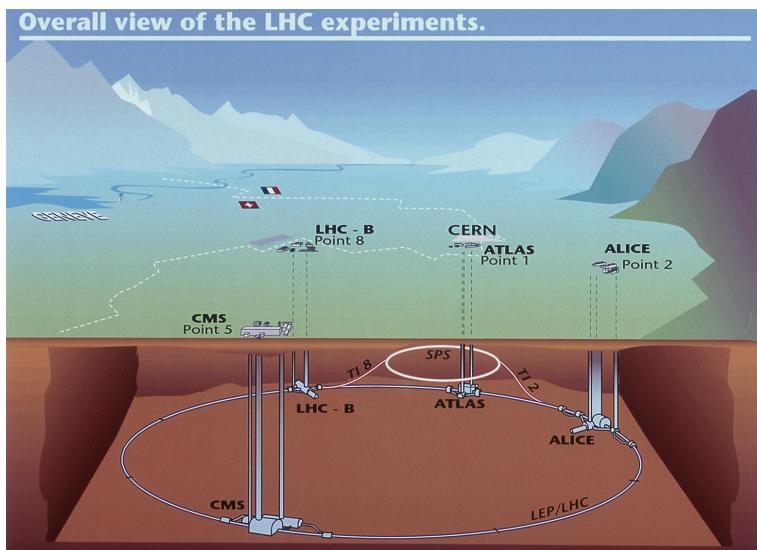


Figura 1.1: Il complesso del CERN.

particelle può contare su di uno strumento totalmente innovativo, indispensabile per ampliare le scoperte oltre i limiti posti dalle tecnologie fino ad ora utilizzate.

I motivi per i quali si è deciso di intraprendere un simile progetto sono principalmente quattro:

- *Comprendere l'origine della massa delle particelle.* Nonostante le predizioni dello Standard Model siano state verificate al livello di precisione dell' 1% da esperimenti effettuati grazie a LEP, SLC e Tevatron, alcuni aspetti della teoria rimangono non verificati sperimentalmente. In particolare l'origine della massa delle particelle e le motivazioni per la distribuzione gerarchica della stessa tra i leptoni, i quark ed i bosoni. Il bosone di Higgs potrebbe essere la risposta a questo problema, ma per rivelarlo si necessita di un accelleratore in grado di esplorare un range di massa superiore a 120 GeV, limite raggiunto negli esperimenti precedenti senza alcun risultato nell'identificazione dell'Higgs.
- *Esplorare teorie ulteriori allo Standard Model.* Ci sono diverse ragioni per credere che lo Standard Model non sia la teoria finale che descrive

in modo completo le interazioni tra particelle. Il meccanismo del Higgs ha una giustificazione molto debole e comporta correzione radiativa divergenti alla massa del bosone di Higgs se non applicando cancellazioni da fine-tuning.

Vi sono teorie oltre il modello standard (*SUSY*) che risolvono in modo naturale le divergenze dello Standard Model prevedendo una simmetria bosone-fermione che porterebbe alla comparsa di particelle supersimmetriche che LHC dovrebbe essere in grado di produrre.

- *Rispondere a molte domande ancora aperte.* Ci sono ancora molti interrogativi ai quali LHC potrebbe rispondere. Solo esemplarmente si potrebbero risolvere dubbi riguardanti la struttura di quark e leptoni o rispetto alla possibile esistenza di ulteriori quark, leptoni e bosoni di gauge.
- *Ottenere delle misure di precisione.* La misura di precisione delle proprietà e delle interazioni di particelle già note può essere considerata un altro metodo diretto per esplorare nuove ambiti della fisica. Ciascuna deviazione dalla previsione teorica dello Standard Model può essere un segnale di nuova fisica. A LHC, particelle note come i bosoni W e Z, top quark e b-quark, grazie alla grande energia del centro di massa ed alla grande luminosità, sono prodotte molto più facilmente rispetto ai precedenti apparati sperimentali. Grazie a questa grande statistica ed alla precisione dei rivelatori saranno possibili molte misure di precisione.

## 1.2 Interazione protone-protone

La sezione d'urto per un'interazione totalmente inelastica tra due protoni è circa pari a 80 mb ad un'energia di centro di massa  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . Perciò il numero di eventi prodotti al secondo da questo tipo di interazione si aspetta essere pari a:

$$R = \sigma * L = 80 \text{ mb} * 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \simeq 10^9 \text{ s}^{-1}. \quad (1.2)$$

All'interno di questo numero si possono considerare due classi di eventi:

- La maggior parte degli eventi dipende da collisioni che si verificano per un parametro di impatto molto grande tra i due protoni incidenti. Questo tipo di interazione è detto “soft collision”. Tipicamente il risultato ottenuto è caratterizzato da un momento trasferito piccolo e per questo motivo non è possibile visualizzare nessuno scattering per angoli elevati. Le particelle prodotte nello stato finale hanno un momento longitudinale molto grande ed un piccolo momento trasversale rispetto alla beam line ( $\langle p_t \rangle$  circa 500 MeV).
- Fasci monocromatici di protoni possono essere visti come fasci di partoni. È possibile, quindi, che si scontrino frontalmente due partoni relativi a due protoni incidenti. In questo caso si verifica un'interazione a bassa distanza, caratterizzata da un grande trasferimento di momento (“hard scattering”). Nello stato finale sarà possibile la produzione di particelle ad angoli elevati con un momento trasversale molto alto e potranno essere create particelle altamente massive. Questo tipo di interazioni sono molto rare se confrontate con gli eventi di soft collision. La produzione di un bosone W per annichilazione di una coppia quark-antiquark ha una sezione d'urto pari a circa 150nb, cioè di circa 5 ordini di grandezza inferiore alla sezione d'urto inelastica totale per l'interazione tra due protoni.

Nel caso di hard-scattering in un collider di adroni l'effettiva energia del centro di massa a cui avviene lo scattering è inferiore rispetto all'energia di centro di massa della macchina, ed è data da:

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_a x_b s} \quad (1.3)$$

dove  $x_a$  e  $x_b$  sono le frazioni del momento del protone trasportate dai due partoni coinvolti nella collisione. Se  $x_a = x_b$  la relazione diviene

$$\sqrt{\hat{s}} = x \sqrt{s} . \quad (1.4)$$

È ovvio quindi che per produrre una particella di massa 100 GeV, data l'energia del centro massa della macchina (14 TeV), sono necessari due quark (o gluoni) che trasportano l'1% del momento totale del protone ed una particella di massa 5 TeV può essere prodotta solamente da una collisione tra due partoni tali che si abbia  $x$  circa 0.35. La sezione d'urto di una generica interazione di hard-scattering è data da

$$\sigma = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a(x, Q^2) f_b(x, Q^2) \hat{s}_{ab}(x_a, x_b) \quad (1.5)$$

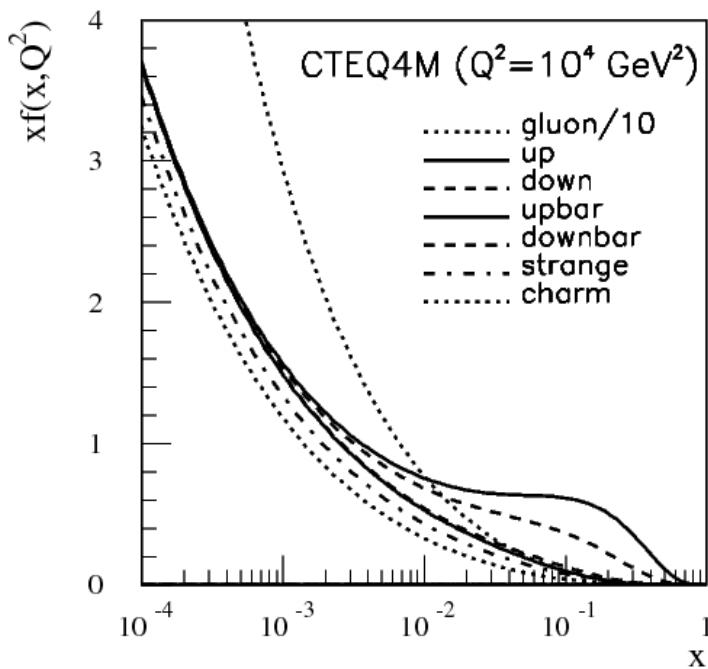


Figura 1.2: Funzione di distribuzione dei partoni calcolata per  $Q^2 = 10^4$  GeV $^2$ .

dove  $\hat{s}_{ab}$  è la sezione d'urto di un'interazione elementare tra due partoni e le funzioni di distibuzione  $f_a(x, Q^2)$  e  $f_b(x, Q^2)$  danno la probabilità di trovare un partone che trasporti un frazione  $x$  del momento del protone.

## 1.3 Condizioni sperimentali

Le caratteristiche di luminosità di LHC e le proprietà fisiche dell’interazione tra protoni generano due principali problemi a livello sperimentale: il fenomeno di “pile-up” e il QCD background.

### 1.3.1 Pile-up

Una delle principali difficoltà che si incontra nell’estrazione di dati significativi da LHC è il fenomeno di “pile-up”.

I protoni sono raggruppati in pacchetti da  $10^{11}$  protoni e collidono contro altri protoni ogni 25 ns. Dato che quando l’acceleratore lavora ad alta luminosità il numero di interazioni per secondo è pari a  $10^9$  eventi/s in media si hanno 25 eventi di soft-scattering simultaneamente per ogni scontro. Questo comporta, ogni 25 ns, la presenza di circa 1000 particelle cariche nel rivelatore con pseudo-rapidità  $\eta < 2.5$ .

Quando viene prodotto un evento di hard scattering durante uno scontro, esso viene a sovrapporsi a 25 eventi di soft scattering delle stesse interazioni(- In Time) ed a residui di interazioni precedenti (Off Time) .

Il fenomeno di “pile-up” ha guidato certe scelte a livello progettuale e costruttivo per i diversi rivelatori in LHC, portando con sé tre principali conseguenze:

- I rivelatori sono stati progettati per avere un tempo di risposta molto breve, in modo tale che l’effetto di collisioni precedenti non rovini il segnale di interazione. Tipicamente il tempo di risposta dei rivelatori di LHC è quindi dell’ordine dei 20-50 ns che corrisponde ad un segnale integrato su uno o due pacchetti interagenti. Segnali così rapidi richiedono quindi un equipaggiamento elettronico di alta qualità.
- I rivelatori devono avere una risoluzione spaziale molto piccola per minimizzare la probabilità che una particella da eventi non interessanti attraversi il medesimo detector di una particella interessante ai fine

dell'esperimento. Ciò implica un grande numero di canali elettronici di lettura e molte operazioni di calibrazione e monitoraggio del rivelatore.

- Le componenti del rivelatore devono essere resistenti alla radiazione perché, data la grande quantità di collisioni protone-protone, il flusso di radiazione che attraversa il rivelatore è di notevole intensità. Questo flusso valutato su 10 anni di lavoro della macchina dovrebbe ammontare al valore di  $10^{17}$ neutroni/cm<sup>2</sup>.

### 1.3.2 QCD background

Il numero di eventi ad alto  $p_t$  è dominato dalla produzione di QCD jet. Questi jet nascono dalla frammentazione dei quark e dei gluoni nello stato finale. La produzione di questi jet è un processo forte ed ha quindi una grande sezione d'urto. D'altro canto i processi di maggior interesse per LHC sono eventi rari perché dati dalla produzione di particelle pesanti o perché risultano avere una sezione d'urto molto piccola.

## 1.4 LHC, il programma sperimentale

LHC produce collisioni in quattro punti dove sono alloggiati quattro esperimenti ATLAS, CMS, LHCb, ALICE. I principali obiettivi di ricerca di questi esperimenti sono:

- Ricerca del bosone di Higgs lungo l'intero possibile range di massa, definito dai limiti sperimentali dati da LEP e da Tevatron fino al limite superiore di 1 Tev.
- Ricerca in campo di supersimmetria e possibilità di sviluppi ulteriori allo Standard Model
- Misurazione precise delle proprietà del bosone W e del top-quark
- Studi dettagliati relativamente ad adroni-B ed alla violazione di CP in sistemi di tali adroni.

- Studi del passaggio di fase dalla materia adronica a plasma di quark e gluoni non confinati.

### 1.4.1 Ricerca del bosone di Higgs

La produzione del bosone di Higgs ad LHC si aspetta avvenga principalmente attraverso vari canali.

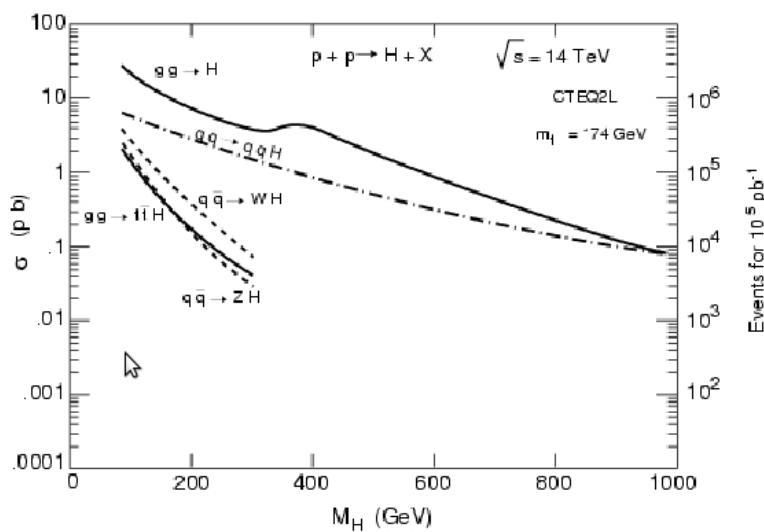


Figura 1.3: Sezione d'urto prevista per la produzione del bosone di Higgs ad LHC in funzione della massa del Higgs.

La sezione d'urto di questi processi in funzione della massa dell'Higgs è dominata principalmente dalla fusione gluone-gluone tramite un top-quark loop. La produzione attraverso fusione di bosoni vettore (WW, ZZ) diviene però sempre più importante al crescere della massa dell'Higgs fino ad egualare il primo processo per  $m_H \sim 1$  TeV. Gli altri due canali di produzione (coppia di  $t\bar{t}$ , bosoni W/Z) sono caratterizzati da una sezione d'urto molto minore, ma d'altro canto producono stati finali che sono relativamente semplici da estrarre dal fondo.

Come si vede la sezione d'urto totale per masse inferiori ai 200 GeV è

sempre superiore ai 100 fb. Sono attesi quindi più di 1000 eventi prodotti in un anno di lavoro a bassa luminosità e più di 10000 eventi prodotti in un anno di lavoro ad alta luminosità per  $m_H \sim 1$  TeV.

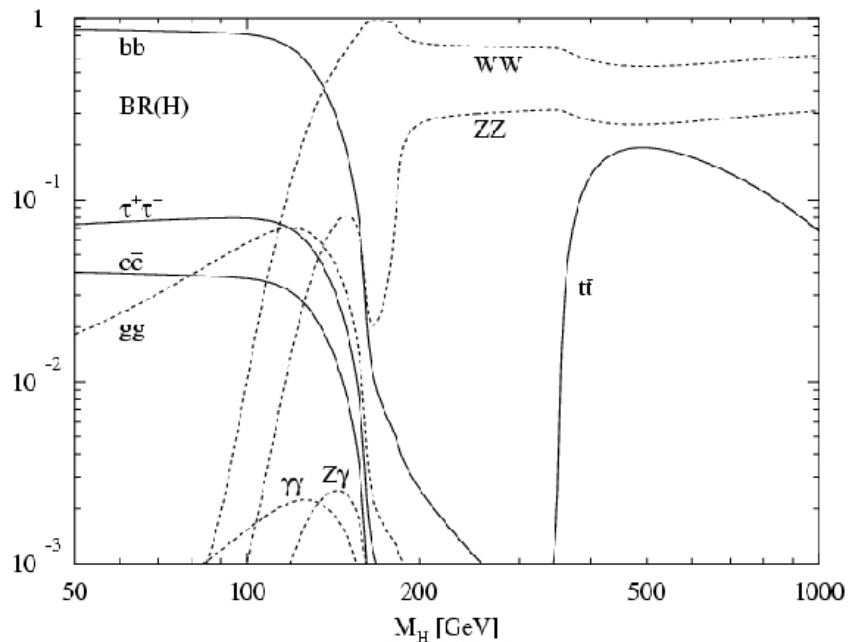


Figura 1.4: Branching ratio in funzione del massa del bosone di Higgs.

L'accoppiamento del bosone di Higgs ai fermioni è proporzionale alla massa dei fermioni stessi. Questo si riflette nella distribuzione di branching ratio mostrate in figura in funzione di  $m_H$ .

Sull'intero range di massa possono essere definite tre regioni principali in base alle tipologie di decadimento:

- $m_H < 120$  GeV: a dominare questa regione è il decadimento  $H \rightarrow b\bar{b}$  poiché i b-quarks sono i fermioni più massivi accessibili cinematicamente in questa regione;
- $130 \text{ GeV} < m_H < 2 m_Z$ : in questa regione dominano i decadimenti  $H \rightarrow WW^{(*)}$  e  $H \rightarrow ZZ^*$ ;

- $m_H > 2m_Z$ : in questa regione il bosone di Higgs decade principalmente in coppie WW o ZZ.

È da notare che decadimenti del tipo  $H \rightarrow \gamma\gamma$  sono più rari rispetto ai decadimenti dominanti nelle tre aree sopra indicate, ma forniscono una segnatura particolare che si pensa di poter estrarre dal fondo.

Relativamente alle tre regioni di masse sopra indicate sono possibili strategie differenti di ricerca del bosone di Higgs:

- *Regioni di massa piccola ( $m_H < 130$  GeV).* In questa regione sono principalmente due i decadimenti sperimentalmente significativi:  $H \rightarrow b\bar{b}$  e  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Il primo dei due decadimenti in questa regione ha una branching ratio vicina al 100% e perciò la produzione inclusiva dell'Higgs seguita da  $H \rightarrow b\bar{b}$  ha una grande sezione d'urto. Tuttavia il rapporto tra segnale e fondo nella produzione inclusiva dell'Higgs è inferiore a  $10^{-5}$  ed è perciò impossibile distinguere questo canale al di sopra del QCD background. D'altro canto le produzioni associate  $t\bar{t}H, WH, ZH$  con  $H \rightarrow b\bar{b}$  e con un leptone proveniente dal decadimento delle particelle che lo accompagnano hanno una sezione d'urto minore, ma portano a degli stati finali più facilmente estraibili dal fondo.

Il decadimento  $H \rightarrow \gamma\gamma$  ha una piccola sezione d'urto ( $\sigma \sim 50$  fb), ma il rapporto tra segnale e fondo è molto più favorevole rispetto al decadimento in  $b\bar{b}$  essendo  $\sim 10^{-2}$  se si effettua una buona  $\gamma$ -identification.

- *Regioni di massa intermedia ( $130$  GeV  $\leq m_H < 2m_Z$ ).* I canali di decadimento più promettenti per la rivelazione sono  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$  e  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ .
- *Regioni di massa grande ( $m_H > 2m_Z$ ).* Questa è la regione migliore dove poter scoprire il bosone di Higgs a LHC in quanto il canale  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  porta ad un segnale quasi del tutto privo di background.

1.4.1.1  $H \rightarrow \gamma\gamma$ 

Questo canale di decadimento del bosone di Higgs è quello che principalmente interessa e motiva questo lavoro.

Un decadimento del tipo  $H \rightarrow \gamma\gamma$  dovrebbe essere osservato nella zona  $80 \text{ GeV} \leq m_H \leq 150 m_Z$ . Lo stato finale consiste in due fotoni ad alto momento trasverso ( $p_t \sim 50 \text{ GeV}$ ) con massa invariante compatibile con quella del bosone di Higgs. I fondi principali a questo canale sono:

- *La produzione di coppie  $\gamma\gamma$* , che può avvenire ad esempio attraverso scontri di gluoni (box process) o di quark ed antiquark (Born process).

Dando luogo allo stesso stato finale questo è un segnale di fondo irriducibile, che è caratterizzato dal non aver strutture di risonanza e dal decrescere velocemente in funzione della massa invariante dei due fotoni. La sezione d'urto  $\gamma\gamma$  è 60 volte maggiore della sezione d'urto di  $H \rightarrow \gamma\gamma$  per  $m_h \simeq 100 \text{ GeV}$ . Da ciò deriva la necessità di avere una eccellente risoluzione energetica angolare per estrarre un picco di risonanza molto stretto dal continuo generato dal fondo.

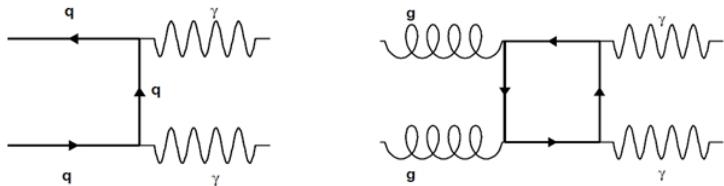


Figura 1.5: Produzione di fotoni per  $qq \rightarrow \gamma\gamma$  e  $gg \rightarrow \gamma\gamma$ .

- *La produzione  $\gamma j$  e  $jj$* , dove sia uno che entrambi i jet possono essere scambiati per un fotone. In generale un jet è costituito da uno sciame di particelle ed è perciò facilmente distinguibile da un fotone a partire dalla più ampia area sollecitata nel calorimetro o dalla presenza di diverse tracce rilevate dall'inner detector. Sussistono dei casi rari, che data la grande statistica prodotta da LHC risultano influenti, in cui un jet rischia di essere identificato come un fotone. Nel caso della

produzione di un jet la cui energia sia principalmente concentrata in una particella  $\pi^o$  di momento trasverso  $p_T \sim 50$  GeV, la distanza tra due fotoni emessi dal decadimento di  $\pi^o$  sarebbe inferiore ad 1 cm ad una distanza di 150 cm dall'interazione. I due fotoni potrebbero essere quindi interpretati come un singolo fotone se il rivelatore non fosse dotato di una granularità sufficientemente fine da poter permettere il riconoscimento di due picchi separati. Sebbene la probabilità di produrre un jet che si frammenti in un  $\pi^0$  di alto  $p_T$  sia piccola, la sezione d'urto per la produzione di coppie  $\gamma j$  e  $jj$  è di circa  $\sim 10^6$  volte più grande della sezione d'urto per il continuo  $\gamma\gamma$ . È perciò necessario ridurre di tre ordini di grandezza la presenza di jet nel set di possibili candidati fotoni per ridurre il fondo riducibile a livello dell'irriducibile.

#### 1.4.1.2 Capacità di identificazione del bosone di Higgs

La capacità di rivelare il bosone di Higgs a LHC è mostrata in Figura 1.6, dove si evidenzia la signal significance prevista in ATLAS in funzione della massa del bosone di Higgs per una luminosità integrata di  $10 \text{ fb}^{-1}$ . Combinando i risultati degli esperimenti ATLAS e CMS, dovrebbe essere

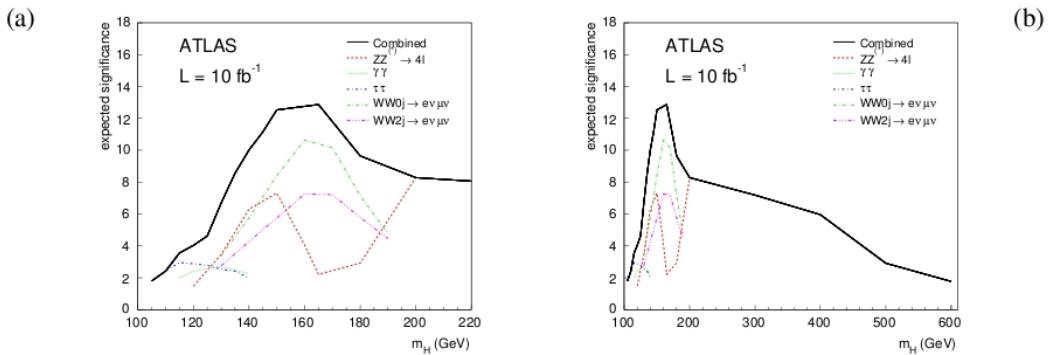


Figura 1.6: Capacità di scoperta del bosone di Higgs prevista per il rivelatore ATLAS per una luminosità integrata di  $10 \text{ fb}^{-1}$  in funzione della massa del bosone di Higgs, per regioni di massa piccola (a) e per regioni di massa elevata (b) fino a 600 GeV [11].

possibile identificare un segnale che copra l'intera regione di massa, dai limiti

imposti dai precedenti esperimenti fino al limite superiore di massa pari ad 1 TeV.

Come si vede nella figura ciascun canale di ricerca ricopre una diversa regione di massa, ma, soprattutto, risulta evidente che più di un canale dovrebbe essere osservato contemporaneamente in quasi tutto lo spettro di massa. Questo fatto porta maggior chiarezza nella comprensione della natura del segnale.

Se il bosone di Higgs verrà osservato ad LHC, ATLAS e CMS dovrebbero essere in grado di misurare la sua massa con una precisione del  $\sim 0.1\%$  per valori di massa fino  $\sim 600$  GeV.

# Capitolo 2

## ATLAS

### 2.1 Introduzione

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) [13] è uno dei quattro esperimenti distribuiti all'interno dell'acceleratore LHC. Le dimensioni di questo rivelatore sono: circa 12 metri di raggio, 44 metri di lunghezza per una massa totale di circa 7000 tonnellate. Il rivelatore è composto principalmente da tre parti (Inner Detector, calorimetri e spettrometro per muoni) e da un sistema di magneti che fornisce i campi necessari per la misura del momento delle particelle.

#### 2.1.1 Nomenclatura

La direzione dei fasci definisce l'asse  $z$  ed il piano  $x-y$  è definito come il piano trasverso alla direzione del fascio. Il verso positivo dell'asse  $x$  corre dal punto di interazioni al centro dell'anello di LHC ed il verso positivo dell'asse  $y$  punta verso l'alto. L'angolo azimutale  $\phi$  è misurato intorno all'asse del fascio e l'angolo polare  $\theta$  è definito a partire dall'asse del fascio. La variabile di pseudorapidità è definita come

$$\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2})) . \quad (2.1)$$

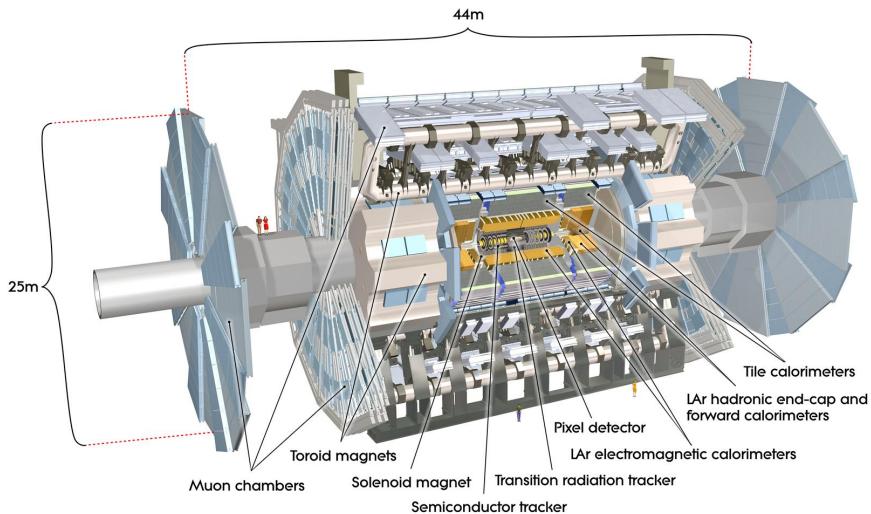


Figura 2.1: il rivelatore ATLAS.

Il momento trasverso  $p_T$  e l'energia trasversa  $E_T$ , così come l'energia mancante trasversa  $E_T^{miss}$  ed ogni altra variabile trasversa sono definite sul piano x-y. La distanza  $\Delta R$  nello spazio  $\eta - \phi$  è definita come

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

## 2.2 Sistema di magneti

Il sistema di magneti superconduttori di ATLAS è composto da un solenoide centrale (CS: Central Solenoid), che provvede al campo magnetico necessario all'Inner Detector, circondato da tre toroidi a nucleo vuoto(Barrel Toroid (BT), composto da otto toroidi, e da due End-Cap Toroid (ECT)) che generano il campo magnetico in cui è immerso lo spettrometro di muoni. Le dimensioni complessive di questo sistema sono pari a 26 m di lunghezza e 20 m di diametro.

Il solenoide centrale genera un campo centrale pari a 2 T. In regime di supercondutività il picco di campo magnetico per BT ed ECT è pari rispettivamente a 3.9 T e 4.1 T.

## 2.3 Inner Detector

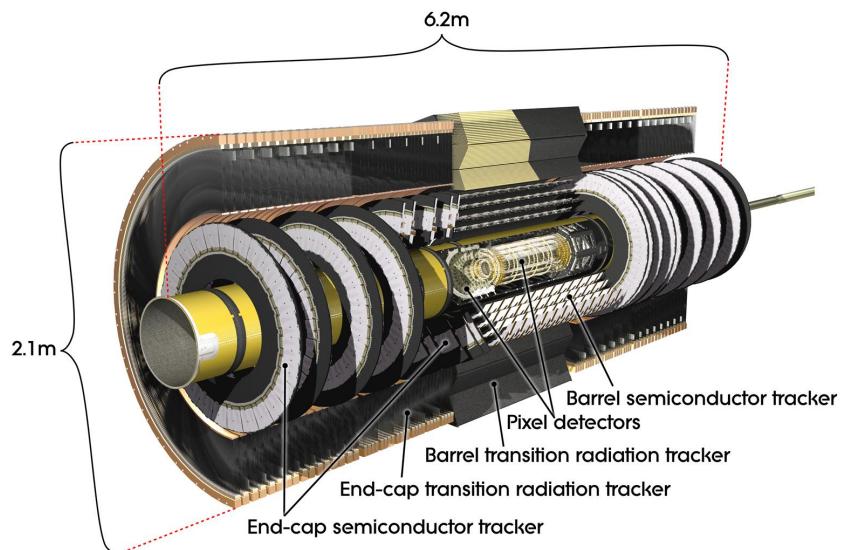


Figura 2.2: Inner Detector.

L'Inner Detector è contenuto in un cilindro di 7 metri di lunghezza e 1.15 m di raggio. Posto in un campo magnetico solenoidale di 2 T combina rivelatori ad alta risoluzione ad un raggio più interno con elementi di tracciamento continuo nella porzione più esterna. Il rivelatore è composto da una parte centrale cilindrica mentre, per completare la copertura in  $\eta$ , il cilindro è chiuso da due tappi (end-caps) composti anche essi da rivelatori traccianti. Nella parte cilindrica i rivelatori misurano le coordinate in piani perpendicolari ai raggi del cilindro, mentre i rivelatori presenti sulle due chiusure misurano le coordinate in piani perpendicolari all'asse z. Dato il gran numero di tracce che si producono nelle collisioni ad alta energia, per effettuare misure ad alta precisione la risoluzione richiesta sulla misura dei vertici e del momento delle particelle è molto elevata e necessita di essere effettuata con strumenti ad alta granularità. L'alta granularità richiesta è raggiunta nella regione più interna ( $50.5 \text{ mm} < r < 123 \text{ mm}$ ), nell'intorno del vertice primario, grazie all'utilizzo di rivelatori a pixel semiconduttore (risoluzione di circa  $12 \mu\text{m}$  lungo  $R\phi$  e di

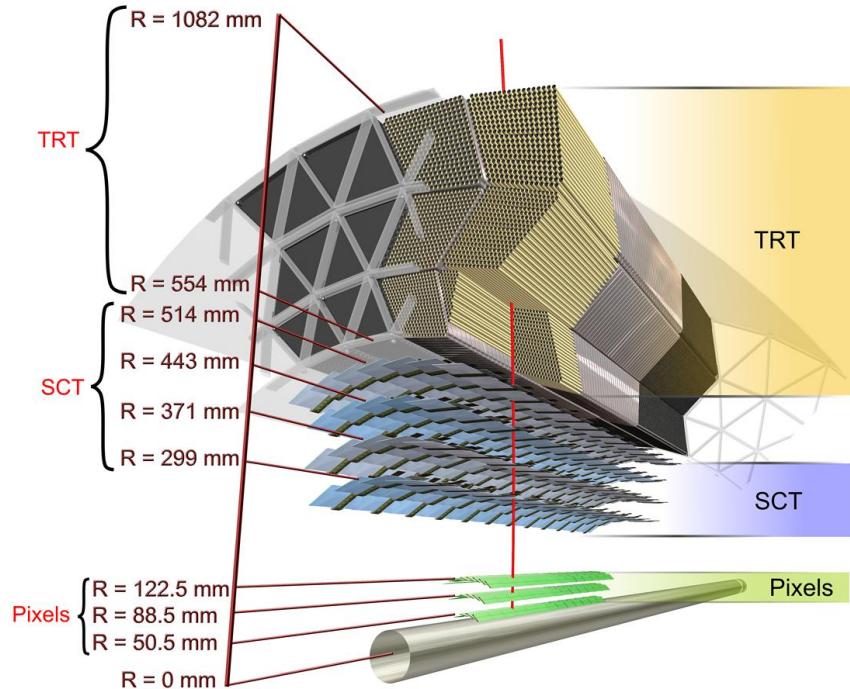


Figura 2.3: Sezione virtuale dell'Inner Detector nella regione cilindrica.

circa  $66 \mu\text{m}$  lungo l'asse  $z$ ) disposti in tre strati cilindrici nella parte centrale e in tre dischi nei tappi. Ad un raggio intermedio ( $299 \text{ mm} < r < 514 \text{ mm}$ ) la misura è effettuata grazie a rivelatori a microstrip in silicio (SCT, risoluzione di circa  $16 \mu\text{m}$  lungo  $R\phi$  e di  $580 \mu\text{m}$  lungo l'asse  $z$ ) disposti in otto strati nella regione cilindrica e in novi dischi nei tappi. Il numero totale di strati di rivelatori ad alta precisione è ottimizzato per ottenere la precisione richiesta sulla misura delle tracce minimizzando le quantità di materiale ed i costi molto elevati richiesti da questa tecnologia. Per raggi più esterni ( $554 \text{ mm} < r < 1082 \text{ mm}$ ) il tracciamento viene effettuato dal rivelatore a radiazione di transizione (TRT, risoluzione di circa  $170 \mu\text{m}$ ) che provvede alla misurazione ad una minor risoluzione di molti punti di tracciamento (generalmente

36 per traccia) con costi molto inferiori. Questo è composto da una sezione cilindrica centrale dotata di 73 strati di filo disposti parallelamente all'asse dei fasci e da due tappi dotati di 160 strati di filo disposti radialmente all'asse dei fasci. La minor precisione del rivelatore più esterno nella misura del singolo punto rispetto ai rivelatori al silicio è ben compensata da un più largo numero di misurazioni.

## 2.4 Calorimetri

Il sistema di misurazione di calorimetri ad ATLAS è formato da un calorimetro elettromagnetico (EM) che copre la regione di pseudorapidità  $|\eta| < 3.2$  seguito nella coordinata radiale da un calorimetro adronico che ricopre la regione di pseudorapidità  $|\eta| < 4.9$ . I calorimetri hanno la funzione di misurare l'energia totale di adroni, elettroni e fotoni incidenti. I calorimetri forniscono quindi il contributo principale nella misura dell'energia mancante nel piano trasverso  $E_T^{miss}$ .

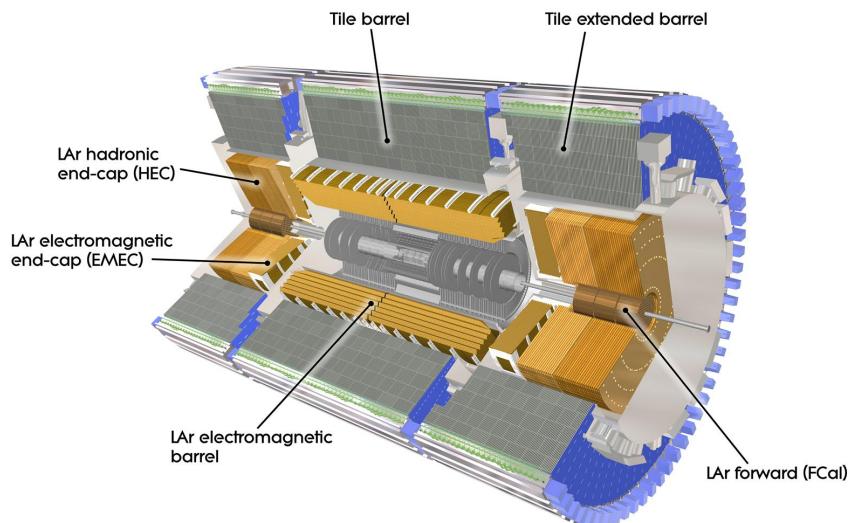


Figura 2.4: il sistema di calorimetri di ATLAS.

## 2.4.1 Calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico è contenuto in un cilindro di raggio 2.25 metri e 6.65 metri di lunghezza in entrambe le direzioni del fascio. È costituito da una parte centrale a forma cilindrica, suddivisa in due parti, che circonda il rivelatore interno e da due tappi alle estremità del cilindro. È un calorimetro a sampling che utilizza Argon liquido come materiale attivo e piombo come materiale passivo. All'interno dell'Argon liquido sono immersi degli elettrodi e degli assorbitori arrangiati in una struttura a fisarmonica. In questo modo viene coperto l'intero angolo azimutale  $\phi$  senza lasciare zone cieche. Il calorimetro è segmentato in  $\eta$  e  $\phi$  in circa 190000 celle per la misura della posizione di sciami elettromagnetici. La risoluzione energetica è pari a:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{(10\% \div 17\%)}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%. \quad (2.3)$$

Tabella 2.1: Segmentazione del calorimetro elettromagnetico.

Layer	Profondità	Segmentazione ( $\eta \times \phi$ )
1	da 3 a 5 lunghezze di radiazione	$(0.003 \text{ o } 0.006) \times 0.01$
2	Fino a 17 lunghezze di radiazione	$0.025 \times 0.025$
3	da 4 a 15 lunghezze di radiazione	$0.050 \times 0.025$

## 2.4.2 Calorimetro adronico

Il calorimetro adronico è contenuto in un cilindro di 4.25 metri di raggio e 6.10 metri di lunghezza in entrambe le direzioni del fascio. Il materiale sensibile è uno scintillatore. Questo calorimetro copre una regione di pseudorapidità  $|\eta| < 4.9$  grazie alla sua sezione centrale a forma cilindrica e ai due tappi posti alle due estremità. La zona centrale è costituita da un calorimetro a campionamento che utilizza il ferro come materiale assorbente e scintillatori come materiale sensibile. Il calorimetro è diviso in celle di dimensioni  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ . I tappi sono costituiti da due ruote indipendenti

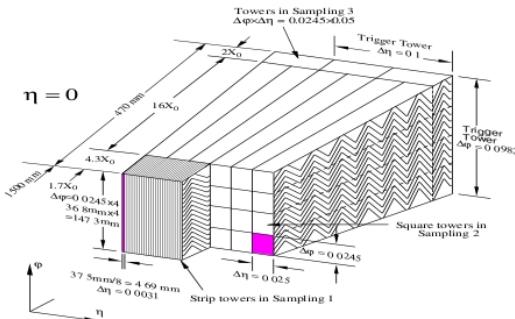


Figura 2.5: struttura del calorimetro elettromagnetico di ATLAS.

in cui si alternano piatti in rame e strati sensibili riempiti di Argon liquido. La lunghezza totale del calorimetro è pari a  $11 \lambda$  (lunghezze di interazione nucleare) per  $\eta = 0$  per fornire un ottimo contenimento longitudinale dei jet ad alta energia.

## 2.5 Spettrometro di muoni

Lo spettrometro di muoni è l'elemento più esterno dell'esperimento e quindi ne definisce la dimensione complessiva. La sua funzione è quella di misurare il momento dei muoni a partire dalla deviazione della traiettoria dei muoni causata dalla presenza del campo magnetico generato dal magnete toroidale esterno. Come i rivelatori più interni è costituito da tre parti, un corpo centrale e due tappi all'estremità, e ricopre una regione di pseudorapidezza  $|\eta| < 2.7$ . I muoni sono le uniche particelle cariche che attraversano i calorimetri rilasciando una quantità di energia molto bassa ed è per questo motivo che la loro rivelazione avviene nella parte più esterna dell'intero esperimento. La strumentazione di questo rivelatore comprende anche camere di trigger con un'elevata velocità di risposta (risoluzione temporale inferiore ai 25 ns) che forniscono misure di posizione con una risoluzione di 5-10 mm.

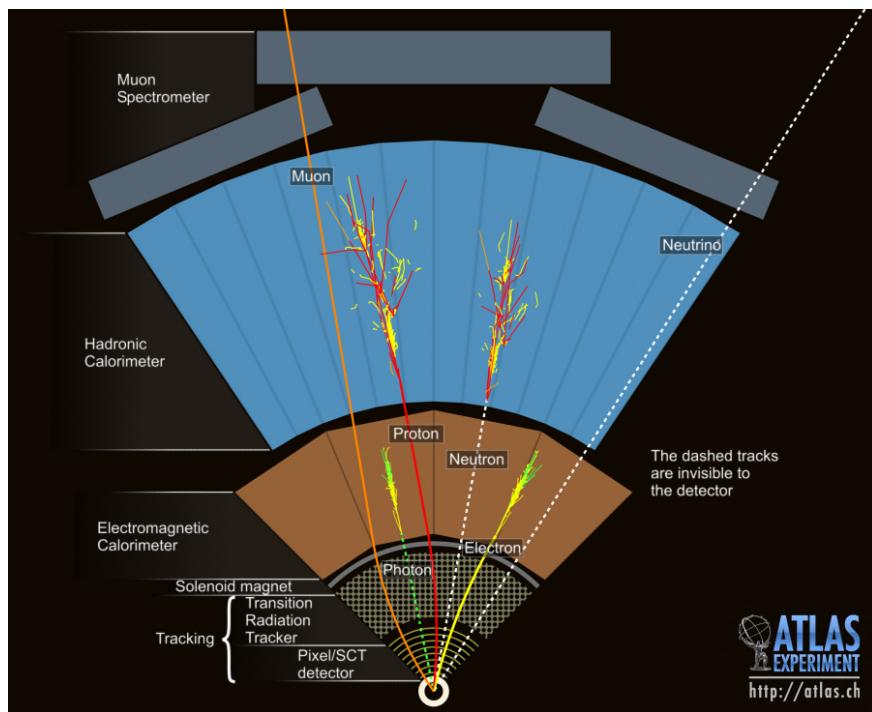


Figura 2.6: Particelle nel rivelatore ATLAS.

## 2.6 Trigger

Data la grande mole di dati prodotti nelle collisioni e l'impossibilità di conservarne la totalità, l'esperimento ATLAS è fornito di un sistema di trigger basato su una selezione di eventi online a tre livelli (LVL1, LVL2, EF). Partendo da una frequenza di collisioni di 40 MHz ( $\sim 10^9$  eventi al secondo ad una luminosità di  $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) il numero di eventi selezionati deve essere ridotto fino a  $\sim 100$  Hz, limite imposto dalla capacità di memorizzazione dei dati, comportando un fattore di reiezione di  $10^7$  eventi. Ogni livello di trigger quindi raffina la selezione effettuata dal livello precedente e dove necessario impone dei nuovi criteri di selezione.

## 2.6.1 Hardware

Il primo livello di trigger LVL1, basato su strutture di tipo hardware imposta un primo livello di selezione basandosi su informazioni ottenute per un granularità bassa ( $0.1 \times 0.1$  in  $\eta \times \phi$ ). Grazie ai dati delle camere a muoni identifica muoni ad alto momento trasverso ed a partire dai dati del calorimetro ricerca elettroni e fotoni ad alto  $p_t$ , getti e leptoni  $\tau$  decaduti in adroni di grande  $E_t$  ed  $E_t^{miss}$ . La massima frequenza con la quale possono essere accettati i dati provenienti dal primo livello di trigger è di 75 KHz. Una richiesta essenziale per LVL1 è quella di indentificare in maniera univoca il singolo pacchetto di protoni incidenti, problema non irrilevante data la frequenza di collisione dei pacchetti di 25 ns. È quindi importante mantenere la latenza di segnale di questo livello di trigger molto bassa. Questo ritardo è di circa  $2.0 \mu\text{s}$ . Durante questo periodo le informazioni sono immagazzinate in una memoria temporanea integrata nei circuiti posti nei pressi o nel rivelatore.

## 2.6.2 Software

Il secondo livello di trigger LVL2, basato su strutture di tipo software, analizza i dati dei soli eventi selezionati da LVL1. Questo livello è stato progettato per ridurre la frequenza di eventi selezionati da 75 KHz a  $\sim 1$  KHz utilizzando un'analisi a granularità più elevata del livello precedente. La latenza del segnale proveniente da LVL2 dipende da evento ad evento ma è circa dell'ordine di  $1 \div 10$  ms.

L'ultimo livello di trigger a cui sono inviati i dati è l'Event Filter (EF). L'EF utilizza algoritmi di selezione utilizzati nell'analisi offline riadattati per l'ambiente online. In particolare applica le più aggiornate calibrazioni, integra informazioni sull'allineamento delle parti del rivelatore e sulle correzioni ottenute dalle mappe del campo magnetico. La frequenza di segnale proveniente dal livello precedente è ridotta da EF a circa 100 Hz corrispondente ad una frequenza di dati in output di circa 100 MB/s.

ATLAS offre numerossime possibilità di trigger ognuna corrispondente

ad un determinato ambito di ricerca. Il trigger utilizzato per questo lavoro è denominato "g40\_loose" e seleziona eventi in cui sia presente almeno un candidato fotone con un momento trasverso maggiore di 40 GeV.

# Capitolo 3

## Ricostruzione e identificazione di fotoni in ATLAS

### 3.1 Fotone diretto

Nella collisione di adroni la produzione di fotoni prompt è data per la maggior parte (circa il 90% del segnale totale) da scattering di Compton (Figura 3.1.a) e dall'annichilazione di quark ed antiquark (Figura 3.1.b).

Si è soliti dividere i fotoni prodotti da hard collision in due meccanismi differenti:

- Fotoni diretti. Fotoni prodotti da hard scattering partonico caratterizzato da energia elevata.
- Fotoni prodotti da frammentazione. Fotoni derivati dalla frammentazione di un quark o di un gluone in un  $\gamma$ .

Le funzioni di frammentazione non sono calcolabili in QCD perturbativa ed è necessario che siano ricavati con la comparazione dei dati.

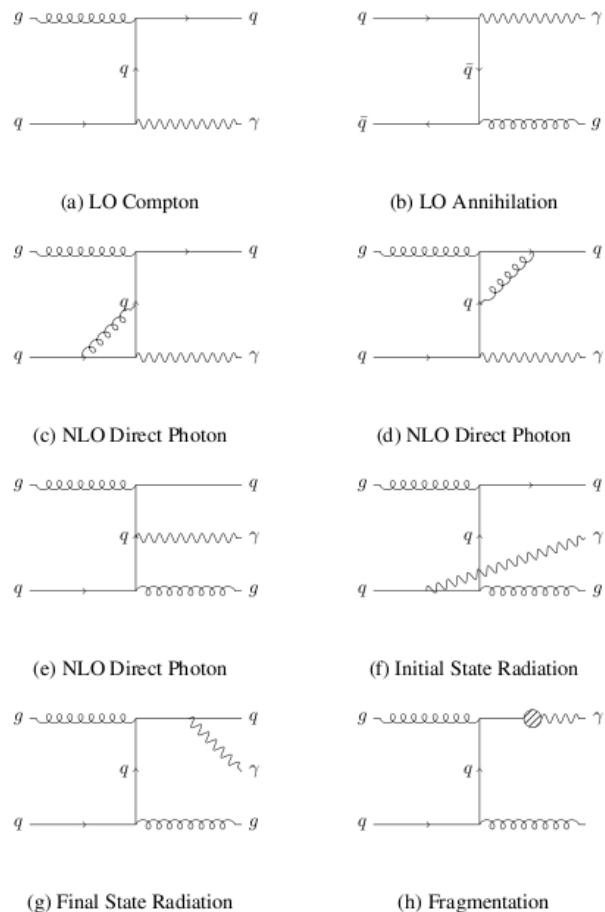


Figura 3.1: Produzione di fotoni prompt in collisioni di protoni al leading order (a, b) ed al next-to-leading order.

### 3.2 Ricostruzione

La ricostruzione e l'identificazione di fotoni in ATLAS [3] avviene a partire da cluster di energia nel calorimetro elettromagnetico con energia trasversale che eccede i 2.5 GeV, misurata in un insieme di celle  $3 \times 5$  nel secondo comparto del calorimetro. Questi cluster vengono fatti corrispondere ad eventuali tracce rilevate nell'inner detector ed estrapolate al calorimetro.

- Nel caso non sia presente nessuna traccia primaria in un intorno del

cluster elettromagnetico il candidato è considerato direttamente come un fotone non convertito.

- I candidati con un cluster che corrisponde ad una traccia nell'Inner Detector sono considerati inizialmente elettroni.

Per includere nella ricostruzione anche i fotoni convertiti (fotoni che interagiscono per produzione di coppie, in questo caso sono un elettrone ed un positrone a colpire il calorimetro) sono considerati fotoni i cluster che sono collegabili a tracce provenienti da un vertice di conversione ricostruito nell'Inner Detector. Per aumentare l'efficienza di ricostruzione sono considerati candidati fotoni anche cluster con una sola traccia associata proveniente da un vertice secondario.

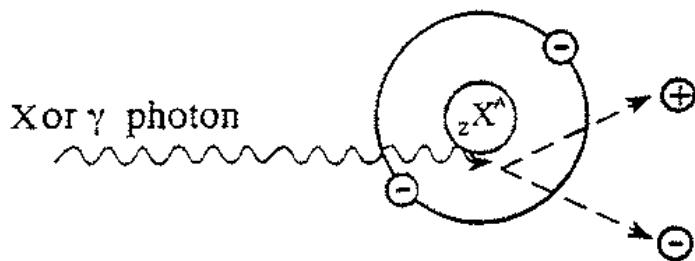


Figura 3.2: Produzione di coppie.

La misura finale dell'energia per entrambi i tipi di fotone, convertiti e non convertiti, è effettuata unicamente dal calorimetro elettromagnetico con un cluster di grandezza dipendente dalla classificazione del fotone. Nella parte centrale del calorimetro è utilizzato un cluster di  $3 \times 5$  ( $\eta \times \phi$ ) celle per fotoni non convertiti e un cluster di  $3 \times 7$  celle per fotoni convertiti. La differenza di dimensione tra i due cluster deriva dall'allargamento della area di misurazione che è necessario effettuare, nel caso dei fotoni convertiti, per compensare nella direzione  $\phi$  la deflessione, dovuta al campo magnetico, degli  $e^+/e^-$  generati nella conversione. Nelle regioni laterali del calorimetro (“i tappi”) si utilizza un cluster di  $5 \times 5$  celle.

L'efficienza di ricostruzione di fotoni è in media  $\sim 84\%$  e viene valutata dal Monte Carlo.

### 3.3 Preselezione

In questo lavoro sono considerati per analisi successive i candidati fotoni con un'energia trasversa calibrata ( $E_T$ ) superiore ai 45 GeV.

Per assicurare un'identificazione corretta si richiede che il baricentro dei cluster appartenga alle regioni di pseudorapidità:  $|\eta| < 1.37$  o  $1.52 < |\eta| < 2.37$ , dove il calorimetro è equipaggiato per misure di precisione. Si richiede anche che i candidati fotoni non si sovrappongano ad eventuali regioni del calorimetro che per un dato periodo non hanno funzionato correttamente. La selezione viene effettuata grazie a **checkOQ.C**, che è lo strumento di Object Quality per gli oggetti egamma. Questo stumento utilizza una mappatura del rivelatore, relativa ad ogni Run, ed elimina i candidati fotone il cui cluster di riferimento si va a sovrapporre anche parzialmente alle regioni difettose. Globalmente in questa analisi per preselezione si intende la sequenza di tagli che porta ad avere:

- eventi appartenenti alla **e/ $\gamma$  Good Run Lists**, che seleziona eventi appartenenti a Run in cui i rivelatori più importanti per questa analisi (Inner Detector e calorimetro) hanno funzionato correttamente.
- Eventi che hanno superato il **g40\_loose trigger**, che seleziona eventi con la presenza di almeno un candidato fotone con  $p_T$  maggiore a 40 GeV, che passa alcune selezioni sulla forma dello sciame associato come spiegato in (3.3.1).
- Eventi che contengono almeno un vertice primario con almeno tre tracce associate, condizione che seleziona eventi in cui sia veramente avvenuto un scontro tra i bunch di protoni.
- Sono selezionati i candidati fotone con un'energia trasversa ricostruita

$E_T > 45$  GeV e pseudorapidità compresa nelle regioni  $|\eta| < 1.37$  e  $1.52 < |\eta| < 2.37$ .

- Sono selezionati i candidati fotone che hanno superato la selezione Object Quality.

## 3.4 Identificazione

Per distinguere il segnale dal background si utilizzano delle variabili di forma relative ai profili energetici longitudinali e laterali degli sciami nel calorimetro. Sono definiti due gruppi di criteri di selezione, chiamati “loose” e “tight”, ciascuno basato su richieste indipendenti su diverse variabili di forma. I vari criteri non dipendono dall’energia trasversa del fotone, ma variano in funzione della pseudorapidità ricostruita per compensare le variazioni di spessore del materiale attraversato dall’oggetto analizzato.

### 3.4.1 Criteri di identificazione Loose

Il set di identificazione loose si fonda su tre variabili:

- la frazione di energia  $R_{had}$  nel primo strato del calorimetro adronico, definita come il rapporto tra l’energia trasversa depositata nel primo layer del calorimetro adronico e l’energia trasversa del candidato fotone.
- Il rapporto  $R_\eta$  tra l’energia depositata in  $3 \times 7$  e  $7 \times 7$  celle nel secondo strato del calorimetro elettromagnetico.
- La larghezza  $\omega_2$  intesa come RMS della distribuzione dell’energia lungo  $\eta$  nel secondo strato del calorimetro elettromagnetico.

Ci si aspetta che i fotoni veri abbiano una scarso rilascio di energia nel calorimetro adronico ed abbiano un profilo energetico molto più concentrato nel cuore dei cluster rispetto agli eventuali fotoni di background provenienti da jet. I criteri loose non variano per i fotoni convertiti o non convertiti.

### 3.4.2 Criteri di identificazione Tight

Per favorire una miglior reiezione del background i criteri di selezione loose sono stati resi più rigidi. In aggiunta sono esaminate la variabile  $R_\phi$ , definita come il rapporto tra l'energia depositata in  $3 \times 3$  e  $3 \times 7$  celle nel secondo strato del calorimetro elettromagnetico, e la forma degli sciami nel primo strato del calorimetro. In funzione del deposito di energia nel primo strato del calorimetro elettromagnetico sono definite diverse variabili utili per distinguere lo sciame generato da un singolo fotone da due sciami contigui sovrapposti (situazione che può originarsi dal decadimento di un mesone neutro in una coppia di fotoni) sfruttando l'elevata granularità delle strips nel primo comparto:

- la larghezza  $\omega_{s\,tot}$  della RMS della distribuzione dell'energia lungo  $\eta$  valutata su tutte le strip del cluster.
- L'asimmetria  $E_{ratio}$  valutata tra il primo ed il secondo massimo del profilo energetico nel primo strato ( $E_{ratio} = 1$  in assenza del secondo massimo).
- La differenza di energia  $\Delta E$  tra il secondo massimo ed il minimo compreso tra il primo ed il secondo massimo ( $\Delta E = 0$  in assenza del secondo massimo).
- La frazione di energia  $F_{side}$  nelle sette strip centrate intorno al primo massimo che non è contenuta nelle tre strip più interne centrate intorno al primo massimo.
- La larghezza  $\omega_{s3}$  della RMS della distribuzione dell'energia valutata nelle tre strip più interne centrate intorno al primo massimo.

La prima variabile rigetta i candidati con uno sciame largo compatibile con i jet. La seconda e la terza variabile rigettano i candidati in cui due sciami danno massimi separati nel primo strato del calorimetro. La quarta e

la quinta variabile provvedono alla reiezione dei casi in cui due sciami sovrapposti danno un unico picco allargato. Le variabili tight sono ottimizzate separatamente per fotoni convertiti e non convertiti.

### 3.4.3 Robust Tight

Si è potuto verificare che sussiste una differenza tra gli sciami di fotoni per dati da collisioni reali e per quelli previsti dalle simulazioni. I primi infatti risultano più allargati nella variabile  $\eta$ . Sebbene la causa di questa differenza non sia stata ancora compresa, il risultato è una modesta perdita di efficienza nella selezione dei candidati fotone provenienti dai dati, dovuta principalmente ai tagli apportati dalle variabili  $R_\eta$  e  $\omega_2$  che risultano troppo selettivi rispetto alle previsioni ottenute con il Monte Carlo. Per ridurre questa inefficienza i tagli tight su  $R_\eta$  e  $\omega_2$  sono stati resi meno rigidi in accordo con le differenze presenti tra i dati e le simulazioni. Le differenze sono state modellizzate come uno slittamento delle singole variabili di forma dello sciame e sono state valutate confrontando la media della distribuzione dei candidati tight provenienti dalle collisioni con quella dei candidati tight provenienti dalle simulazioni. I tagli sono stati quindi resi meno selettivi assecondando quanto osservabile dai dati con l'unica condizione che il nuovo taglio tight non risultasse più “debole” rispetto al taglio loose e che a sua volta quest'ultimo non risultasse più “debole” delle condizioni imposte dal trigger.

## 3.5 Energia trasversale di isolamento

L’isolamento è un’osservabile importante per lo studio di fotoni prompt ed è calcolato come l’energia depositata nel calorimetro in un cono intorno al candidato fotone. Questa variabile è molto utile nel rigettare jet con un  $\pi^0$  leading di alta energia che sono quindi contornati da altra attività adronica.

L’energia trasversale di isolamento ( $E_T^{iso}$ ) è valutata utilizzando le celle del calorimetro elettromagnetico e del calorimetro adronico dentro un cono

di raggio 0.4 nel piano  $\eta - \phi$  centrato sull'oggetto analizzato:

$$R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.4 . \quad (3.1)$$

Il contributo energetico della regione intorno al candidato fotone di  $5 \times 7$  celle del calorimetro elettromagnetico non viene conteggiato. All'isolamento viene sottratto anche il valore medio in funzione di  $E_T^{gamma}$  della stima Monte Carlo dell'energia del fotone all'esterno della regione centrale di  $5 \times 7$  celle. A seguito di questa correzione l'energia di isolamento è quindi nominalmente indipendente dall'energia trasversale del fotone.

Per pulire la variabile di isolamento da effetti non legati al processo primario si effettua la sottrazione del contributo energetico rilasciato all'interno del cono da “underlying event” e pile up. Evento per evento si stima una densità media di energia trasversa che, moltiplicata per l'area del cono, è sottratta alla variabile di isolamento. Nei dati 2010 la correzione media è  $<500 \text{ MeV}>$ . La Figura 3.3 riporta l'andamento del numero di candidati fotoni ricostruiti ed identificati con isolamento inferiore ai 3 GeV in rapporto alla larghezza del bin energetico.

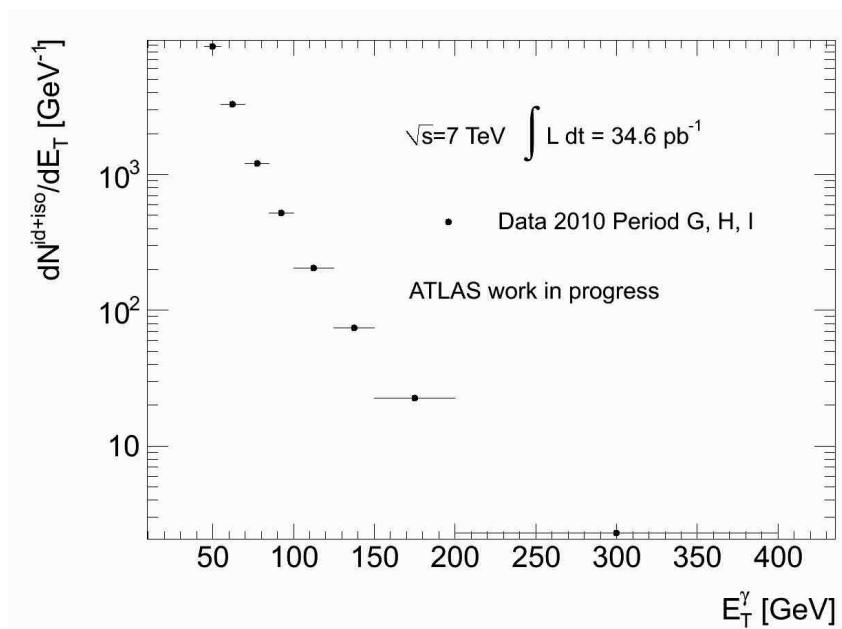


Figura 3.3: Andamento in funzione di  $E_T$  del numero di candidati fotoni ricostruiti ed identificati con isolamento inferiore ai 3 GeV in rapporto alla larghezza del bin energetico.

# Capitolo 4

## Efficienza di segnale

### 4.1 Eventi simulati

Le efficienze di ricostruzione ed identificazione sono state calcolate utilizzando simulazioni dettagliate di eventi fisici in ATLAS. La generazione è effettuata utilizzando PYTHIA [6] attivando tutti i processi QCD  $2 \rightarrow 2$  con un  $\gamma$  nello stato finale con l'aggiunta di fotoni di frammentazione selezionati a partire dalla produzione inclusiva di di-jet nello stato finale.

L'interazione delle particelle con i rivelatori è simulata mediante l'uso di GEANT4 [7].

Per coprire l'intero intervallo in  $p_T$  analizzato in questi studi si sono utilizzati campioni con soglie diverse in generazione (35; 70; 140 GeV).

### 4.2 Efficienza di ricostruzione

L'efficienza di ricostruzione [4] viene valutata in funzione dell'energia trasversa di fotoni veri per un certo bin  $k$  della pseudorapidità. È definita come il rapporto tra il numero di fotoni true che sono stati ricostruiti nel intervallo di pseudorapidità  $\eta_{k,1} \leq |\eta_{reco}^\gamma| < \eta_{k,2}$  (passando la selezione Object Quality) ed hanno un variabile di isolamento ricostruita inferiore 3 GeV, ed il numero di fotoni veri che hanno pseudorapidità “true”  $\eta_{k,1} \leq |\eta_{true}^\gamma| < \eta_{k,2}$

e l'isolamento adronico di particle-level inferiore ai 4 GeV:

$$\epsilon^{reco,k} = \frac{dN^\gamma(\eta_{k,1} \leq |\eta_{reco}^\gamma| < \eta_{k,2}, E_{T,reco}^{iso} < 3 \text{ GeV})/dE_{T,true}^\gamma}{dN^\gamma(\eta_{k,1} \leq |\eta_{true}^\gamma| < \eta_{k,2}, E_{T,true}^{iso} < 4 \text{ GeV})/dE_{T,true}^\gamma}. \quad (4.1)$$

La soglia di 4 GeV per l'isolamento per la particle-level è stata scelta per ottenere la stessa efficienza di taglio ottenuta, a livello ricostruito, dalla soglia a 3 GeV. Le efficienze di ricostruzione in funzione di  $|\eta|$  e  $E_T$  sono riportate in Tabella 4.1.

Tabella 4.1: Sono riportati i valori di  $\epsilon^{reco}$  in funzione di  $E_{T,true}$  per i diversi bin in  $\eta$ . L'incertezza è statistica.

$E_t^\gamma$ [GeV]]	$0 \leq  \eta  < 0.6$ [%]	$0.6 \leq  \eta  < 1.37$ [%]	$1.51 \leq  \eta  < 1.82$ [%]	$1.82 \leq  \eta  < 2.37$ [%]
[45, 55)	$89.0 \pm 0.6$	$90.1 \pm 0.6$	$81.9 \pm 0.9$	$84.0 \pm 0.6$
[55, 70)	$87.6 \pm 0.8$	$89.1 \pm 0.7$	$79.7 \pm 1.1$	$82.3 \pm 0.8$
[70, 85)	$87.6 \pm 1.3$	$89.0 \pm 1.2$	$78.1 \pm 1.7$	$81.6 \pm 1.3$
[85, 100)	$87.8 \pm 0.6$	$88.5 \pm 0.5$	$77.9 \pm 0.8$	$80.7 \pm 0.6$
[100, 125)	$87.5 \pm 0.7$	$89.1 \pm 0.6$	$77.8 \pm 0.9$	$81.2 \pm 0.7$
[125, 150)	$87.6 \pm 1.1$	$88.9 \pm 1.0$	$77.0 \pm 1.5$	$80.0 \pm 1.3$
[150, 200)	$88.0 \pm 1.4$	$88.2 \pm 1.2$	$75.1 \pm 1.9$	$79.5 \pm 1.6$
[200, 400)	$88.0 \pm 0.5$	$88.8 \pm 0.5$	$75.1 \pm 0.8$	$79.9 \pm 0.8$

### 4.3 Efficienza di identificazione

L'efficienza di identificazione [4] viene valutata in funzione dell'energia trasversa di fotoni ricostruiti per un certo bin  $k$  della pseudorapidità. È definita come il rapporto tra il numero di fotoni ricostruiti che, nell'intervallo di pseudorapidità  $\eta_{k,1} \leq |\eta_{reco}^\gamma| < \eta_{k,2}$ , hanno superato la selezione di tipo RobustTight (descritta nel Capitolo 3) ed hanno un'energia di isolamento inferiore a 3 GeV, ed il numero di fotoni ricostruiti nella stessa regione di pseudorapidità e per uguali valori di isolamento:

$$\epsilon^{id,k} = \frac{dN^\gamma(\eta_{k,1} \leq |\eta_{reco}^\gamma| < \eta_{k,2}, E_{T,reco}^{iso} < 3 \text{ GeV}, RT)/dE_{T,reco}^\gamma}{dN^\gamma(\eta_{k,1} \leq |\eta_{reco}^\gamma| < \eta_{k,2}, E_{T,reco}^{iso} < 3 \text{ GeV})/dE_{T,reco}^\gamma}. \quad (4.2)$$

Le efficienze di identificazione in funzione di  $|\eta|$  e  $E_T$  sono riportate in Tabella 4.2.

Tabella 4.2: Sono riportati i valori di  $\epsilon^{id}$  in funzione di  $E_{T,reco}$  per i diversi bin in  $\eta$ . L'incertezza è statistica.

$E_t^\gamma$ [GeV]	$0 \leq  \eta  < 0.6$ [%]	$0.6 \leq  \eta  < 1.37$ [%]	$1.51 \leq  \eta  < 1.82$ [%]	$1.82 \leq  \eta  < 2.37$ [%]
[45, 55)	$93.3 \pm 0.7$	$94.4 \pm 0.6$	$94.7 \pm 1.1$	$93.5 \pm 0.8$
[55, 70)	$94.2 \pm 0.9$	$95.3 \pm 0.8$	$95.7 \pm 1.4$	$93.8 \pm 1.0$
[70, 85)	$94.4 \pm 1.5$	$95.8 \pm 1.3$	$96.1 \pm 2.3$	$94.1 \pm 1.7$
[85, 100)	$94.9 \pm 0.7$	$96.2 \pm 0.6$	$96.2 \pm 1.1$	$94.2 \pm 0.8$
[100, 125)	$95.0 \pm 0.8$	$96.4 \pm 0.7$	$96.4 \pm 1.3$	$93.8 \pm 0.9$
[125, 150)	$95.3 \pm 1.3$	$96.6 \pm 1.1$	$96.8 \pm 2.1$	$93.7 \pm 1.6$
[150, 200)	$94.7 \pm 1.6$	$96.9 \pm 1.4$	$97.0 \pm 2.6$	$93.4 \pm 2.1$
[200, 400)	$95.2 \pm 0.6$	$96.7 \pm 0.6$	$96.8 \pm 1.1$	$93.5 \pm 1.0$

## 4.4 Efficienza di trigger

L'efficienza del trigger calorimetrico [4] rappresenta la frazione di fotoni ricostruiti, identificati ed isolati che abbiano anche passato i tagli del trigger **g40\_loose**.

$$\epsilon^{trigger,k} = \frac{dN^\gamma(\eta_{k,1} \leq |\eta_{reco}^\gamma| < \eta_{k,2}, E_{T,reco}^{iso} < 3 \text{ GeV}, RT, trigger)/dE_{T,true}^\gamma}{dN^\gamma(\eta_{k,1} \leq |\eta_{reco}^\gamma| < \eta_{k,2}, E_{T,reco}^{iso} < 3 \text{ GeV}, RT)/dE_{T,reco}^\gamma}. \quad (4.3)$$

Per quanto riguarda questo lavoro l'efficienza di trigger è  $99.5\% \pm 0.5\%$ . In Figura 4.1  $\epsilon^{trigger}$  sono rappresentate l'efficienza dei diversi livelli di trigger in funzione di  $p_T$ .

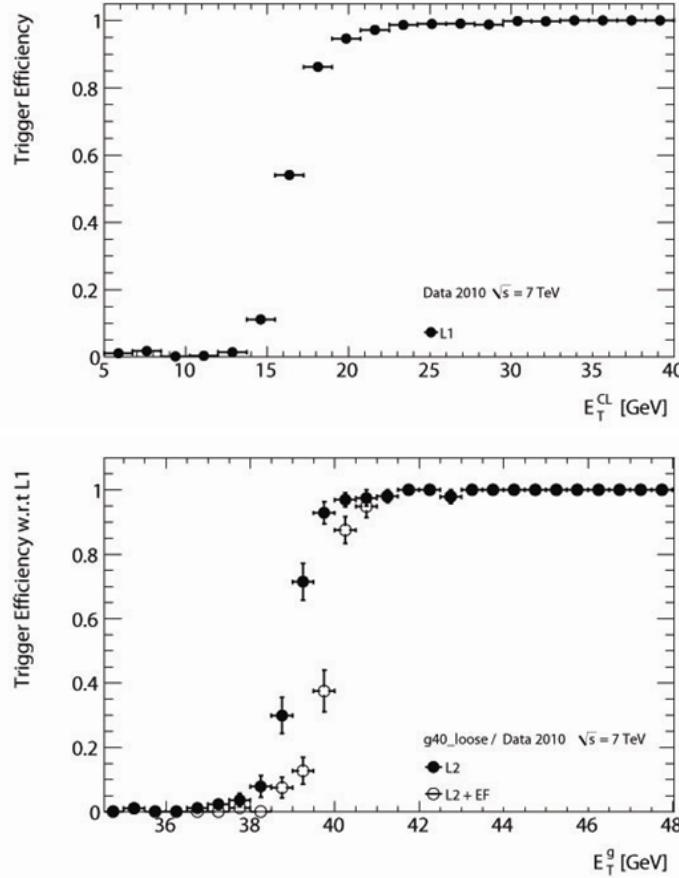


Figura 4.1:  $\epsilon^{trigger}$  in funzione di  $E_T$  per i livelli di trigger L1, L2 ed EF.

## 4.5 Valutazione degli errori sistematici

Le principali fonti di errore sistematico per la stima della efficienza di ricostruzione ed identificazione ( $\epsilon^{reco+id}$ ) sono:

- **Frazione di fotoni provenienti da hard scattering o da frammentazione.** Si è verificata la variazione sul valore dell'efficienza apportato da una differente frazione di fotoni provenienti da hard scattering e da frammentazione negli eventi generati da PYTHIA. Si è portato quindi il sistema nelle due condizioni estreme: presenza di soli fotoni di hard scattering o soli fotoni di Brem. I fotoni da frammentazione sono in generale meno isolati e pertanto ci si aspetta un'efficienza minore. L'effetto complessivo di questo sistematico raggiunge al più il valore di  $\pm 3\%$  nell'ultimo bin in  $\eta$ , rimanendo in generale inferiore a  $\pm 1\%$ .
- **Materiale inattivo addizionale in fronte al calorimetro.** Si è verificata la variazione sul valore dell'efficienza apportato dalla variazione della quantità di materiale presente tra Inner Detector e calorimetri. L'effetto complessivo di questo sistematico è per i bin centrali di  $\eta$  inferiore a  $\pm 1\%$  e raggiunge al più il valore di  $\sim \pm 5\%$  nella regione di pseudorapidità  $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ .
- **Particle Isolation.** Dal momento che si misura una sezione d'urto per fotoni isolati e non si conosce l'esatta relazione tra isolamento reale e misurato, si è verificata la variazione sul valore dell'efficienza apportato da un limite di isolamento differente per i fotoni true variando da 3 a 5 GeV (valore centrale 4 GeV). L'effetto complessivo di questo sistematico è inferiore a  $\pm 2\%$ . In Figura 4.2 sono riportate le variazioni dell'andamento dell'efficienza per i due differenti limiti di particle isolation.

L'incertezza complessiva, valutata sommando in quadratura tutti gli errori sistematici e l'errore statistico, varia da  $\pm 1.5\%$  al  $\pm 3\%$  per  $|\eta| < 1.37$  e da  $\pm 2\%$  al  $\pm 5\%$  per  $1.52 < |\eta| < 2.37$ .

I valori di  $\epsilon^{reco+id}$  in funzione di  $E_T$  per i diversi bin in  $\eta$  sono riportati Figura 4.3. La figura riporta gli errori statistici e sistematici. I sistematici sono sommati in quadratura. La lista dettagliata dei sistematici è riportata da Tabella 4.3 a Tabella 4.6.

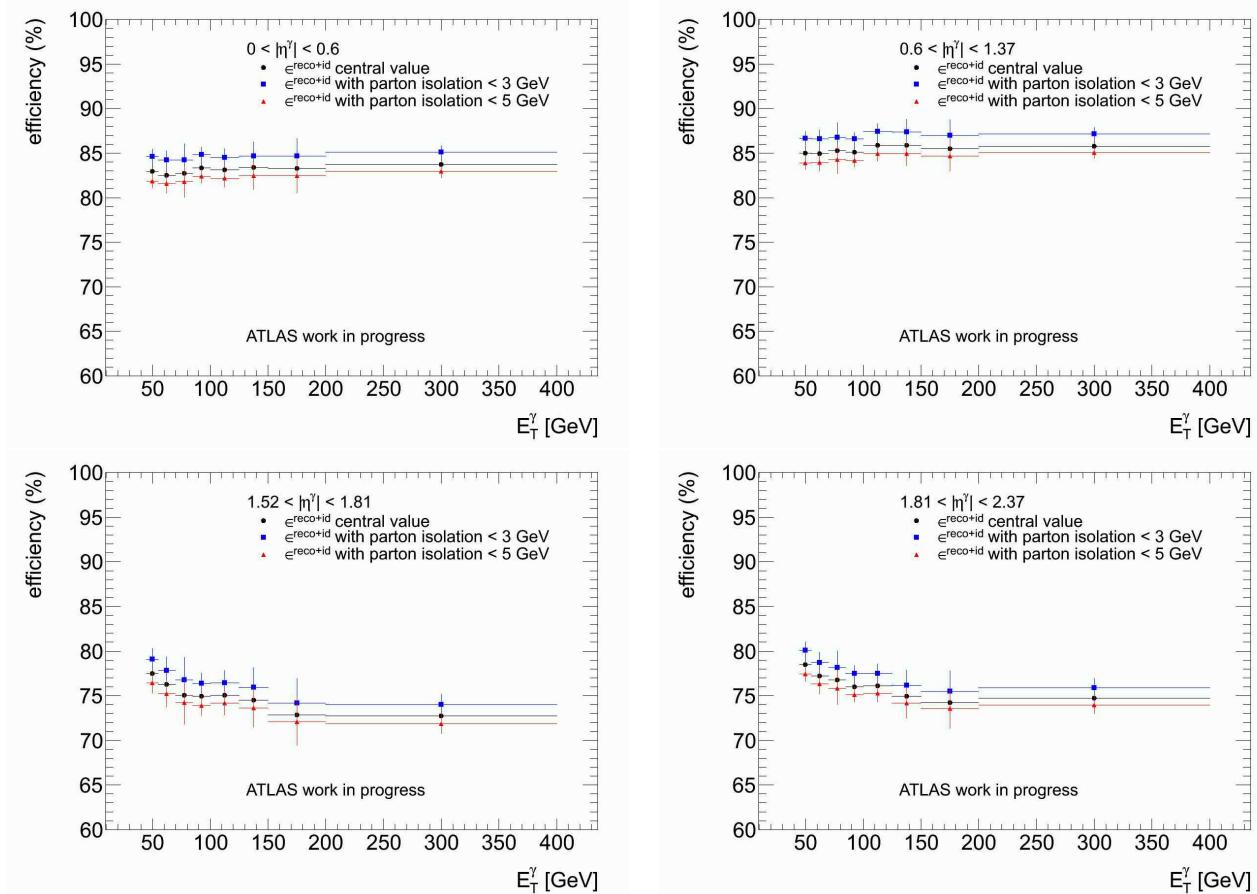


Figura 4.2:  $\epsilon^{\text{reco+id}}$  in funzione di  $E_T$  nei diversi bin in  $\eta$  per tre differenti limiti di particle isolation: 4, 3, 5 GeV. Per ogni valore è rappresentato l'errore statistico (barre nere verticali). La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin energetico.

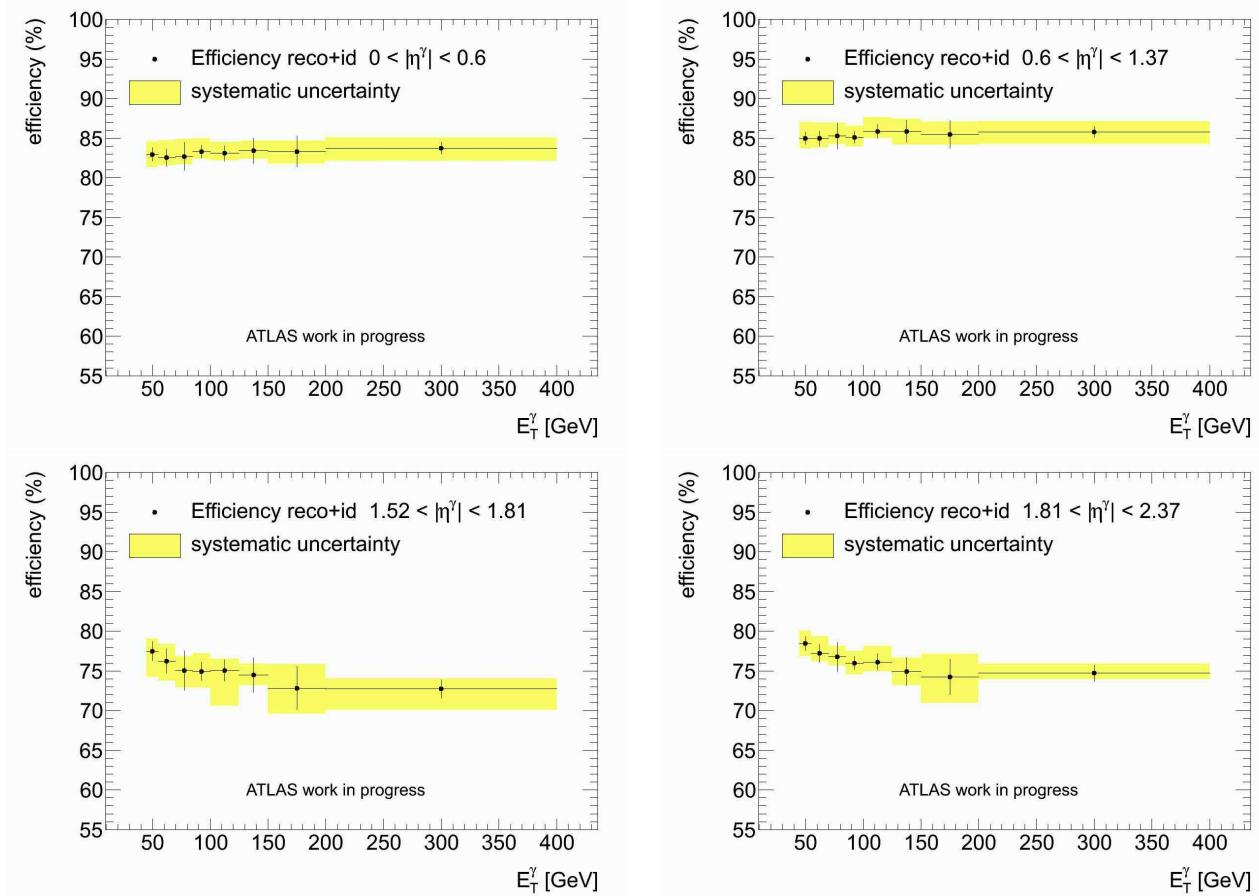


Figura 4.3:  $\epsilon^{reco+id}$  in funzione di  $E_T$  nei diversi bin in  $\eta$ . Per ogni valore sono rappresentati l'errore statistico (barre nere verticali) e l'errore sistematico complessivo (riquadro giallo). I valori dell'efficienza sono stati posti al centro di ogni bin energetico. La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin.

Tabella 4.3: Efficienza di ricostruzione + identificazione, per  $0 \leq |\eta| < 0.6$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute alla variazione della percentuale di fotoni provenienti da hard scattering o fotoni di Brem negli eventi generati da PYTHIA, dalla variazione della quantità di materiale presente tra Inner Detector e calorimetri per le simulazioni di PYTHIA e dal differente limite di isolamento per la particle-isolation. Nell'incertezza totale sono compresi sia l'errore statistico sia tutti gli errori sistematici sommati in quadratura.

$E_t^\gamma$ [GeV]	efficiency	Statistical error $\pm$	Systematic error			Total Uncertainty
			(hard/brem)	(distorted)	(particle isolation)	
[45, 55)	0.83	$\pm 0.0083$	+0.00039 -0.0011	+0 -0.013	+0.016 -0.011	+0.018 -0.019
[55, 70)	0.825	$\pm 0.011$	+0.0055 -0.0016	+0.013 -0	+0.017 -0.0095	+0.024 -0.014
[70, 85)	0.827	$\pm 0.018$	+0.016 -0.0038	+0 -0.0021	+0.015 -0.0093	+0.028 -0.02
[85, 100)	0.833	$\pm 0.0082$	+0.0075 -0.0016	+0 -0.00007	+0.015 -0.0091	+0.019 -0.012
[100, 125)	0.831	$\pm 0.0096$	+0.0022 -0.00041	+0.00046 -0	+0.014 -0.0093	+0.017 -0.013
[125, 150)	0.834	$\pm 0.016$	+0.0021 -0.00032	+0 -0.0031	+0.013 -0.0097	+0.02 -0.019
[150, 200)	0.833	$\pm 0.02$	+0.0013 -0.01	+0 -0.0083	+0.013 -0.0087	+0.024 -0.025
[200, 400)	0.837	$\pm 0.0075$	+0.0014 -0.013	+0 -0.0039	+0.014 -0.0078	+0.016 -0.018

Tabella 4.4: Efficienza di ricostruzione + identificazione, per  $0.6 \leq |\eta| < 1.37$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute alla variazione della percentuale di fotoni provenienti da hard scattering o fotoni di Brem negli eventi generati da PYTHIA, dalla variazione della quantità di materiale presente tra Inner Detector e calorimetri per le simulazioni di PYTHIA e dal differente limite di isolamento per la particle-isolation. Nell'incertezza totale sono compresi sia l'errore statistico sia tutti gli errori sistematici sommati in quadratura.

$E_t^\gamma$ [GeV]	efficiency	Statistical error (hard/brem)	Systematic error			Total Uncertainty
			(distorted)	(particle isolation)		
[45, 55)	0.85	$\pm 0.0075$	+0.012 -0.0042	+0 -0.0061	+0.017 -0.011	+0.022 -0.015
[55, 70)	0.85	$\pm 0.0097$	+0.012 -0.0038	+0 -0.0048	+0.016 -0.01	+0.023 -0.015
[70, 85)	0.853	$\pm 0.016$	+0.0079 -0.002	+0.0005 -0	+0.015 -0.01	+0.023 -0.019
[85, 100)	0.851	$\pm 0.0074$	+0.0011 -0.0049	+0 -0.0051	+0.015 -0.0092	+0.017 -0.014
[100, 125)	0.859	$\pm 0.0087$	+0.0021 -0.0004	+0.0082 -0	+0.015 -0.0091	+0.02 -0.013
[125, 150)	0.859	$\pm 0.014$	+0.0024 -0.014	+0.0048 -0	+0.015 -0.0091	+0.021 -0.022
[150, 200)	0.855	$\pm 0.017$	+0.0016 -0.011	+0.0065 -0	+0.015 -0.0081	+0.024 -0.022
[200, 400)	0.858	$\pm 0.0068$	+0.0012 -0.011	+0 -0.0073	+0.014 -0.0075	+0.015 -0.017

Tabella 4.5: Efficienza di ricostruzione + identificazione, per  $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute alla variazione della percentuale di fotoni provenienti da hard scattering o fotoni di Brem negli eventi generati da PYTHIA, dalla variazione della quantità di materiale presente tra Inner Detector e calorimetri per le simulazioni di PYTHIA e dal differente limite di isolamento per la particle-isolation. Nell'incertezza totale sono compresi sia l'errore statistico sia tutti gli errori sistematici sommati in quadratura.

$E_t^\gamma$ [GeV]	efficiency	Statistical error $\pm$	Systematic error			Total Uncertainty
			(hard/brem)	(distorted)	(particle isolation)	
[45, 55)	0.775	$\pm 0.012$	+0.00044 −0.0011	+0 −0.031	+0.016 −0.011	+0.02 −0.035
[55, 70)	0.763	$\pm 0.015$	+0.015 −0.0049	+0 −0.023	+0.015 −0.01	+0.026 −0.03
[70, 85)	0.75	$\pm 0.025$	+0.0052 −0.019	+0 −0.0081	+0.017 −0.0084	+0.03 −0.033
[85, 100)	0.749	$\pm 0.011$	+0.018 −0.0045	+0 −0.017	+0.015 −0.01	+0.026 −0.024
[100, 125)	0.751	$\pm 0.013$	+0.0044 −0.019	+0 −0.04	+0.014 −0.0088	+0.02 −0.047
[125, 150)	0.745	$\pm 0.022$	+0.00079 −0.0038	+0 −0.009	+0.014 −0.0088	+0.026 −0.025
[150, 200)	0.728	$\pm 0.027$	+0.0052 −0.032	+0.027 −0	+0.014 −0.0074	+0.041 −0.042
[200, 400)	0.727	$\pm 0.011$	+0.00081 −0.0054	+0 −0.025	+0.013 −0.0084	+0.017 −0.029

Tabella 4.6: Efficienza di ricostruzione + identificazione, per  $1.81 \leq |\eta| < 2.37$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute alla variazione della percentuale di fotoni provenienti da hard scattering o fotoni di Brem negli eventi generati da PYTHIA, dalla variazione della quantità di materiale presente tra Inner Detector e calorimetri per le simulazioni di PYTHIA e dal differente limite di isolamento per la particle-isolation. Nell'incertezza totale sono compresi sia l'errore statistico sia tutti gli errori sistematici sommati in quadratura.

$E_t^\gamma$ [GeV]	efficiency	Statistical error $\pm$	Systematic error			Total Uncertainty
			(hard/brem)	(distorted)	(particle isolation)	
[45, 55)	0.785	$\pm 0.0087$	+0.0002 -0.00049	+0 -0.013	+0.016 -0.011	+0.018 -0.019
[55, 70)	0.772	$\pm 0.011$	+0.016 -0.0057	+0.0018 -0	+0.015 -0.0088	+0.025 -0.015
[70, 85)	0.768	$\pm 0.019$	+0.0001 -0.00005	+0 -0.0061	+0.014 -0.0092	+0.023 -0.022
[85, 100)	0.76	$\pm 0.0086$	+0.0029 -0.00082	+0 -0.012	+0.015 -0.0088	+0.017 -0.017
[100, 125)	0.761	$\pm 0.01$	+0.015 -0.0038	+0 -0.0076	+0.014 -0.0085	+0.023 -0.016
[125, 150)	0.749	$\pm 0.017$	+0.0036 -0.016	+0.011 -0	+0.012 -0.0074	+0.024 -0.024
[150, 200)	0.742	$\pm 0.022$	+0.026 -0.0057	+0 -0.031	+0.013 -0.0063	+0.037 -0.039
[200, 400)	0.747	$\pm 0.01$	+0.00058 -0.003	+0.0027 -0	+0.012 -0.0073	+0.016 -0.013

# Capitolo 5

## Purezza

### 5.1 Introduzione

La selezione dei candidati fotone delineata nel Capitolo 3 è ottimizzata per ottenere un'efficienza  $\epsilon^{reco+id} > 80\%$  nella ricostruzione ed identificazione dei fotoni prompt rigettando al massimo il fondo. Questi criteri di selezione non sono tuttavia in grado di rigettare completamente il background ed è perciò necessario studiare un metodo che possa stimare il fondo residuo all'interno del campione di candidati fotoni di segnale.

A questo scopo si definisce la purezza  $P$  [2] che è una grandezza che stima la percentuale di segnale presente all'interno del campione di dati.

Per studiare la purezza dei fotoni identificati si è utilizzato il metodo Two-Dimesional Sideband. Questa tecnica utilizza direttamente i dati per ottenere la distribuzione principale della purezza e si basa sulle simulazioni di Monte Carlo unicamente per ricavare la distribuzione del background e per apportare correzioni del secondo ordine ai risultati ottenuti dai dati.

### 5.2 Two-Dimensional Sideband

Il metodo Two-Dimensional Sideband si basa sulla classificazione di candidati in regioni di segnale e di controllo e sulla stima della contaminazione

di fondo nella regione di segnale dalle regioni di controllo.

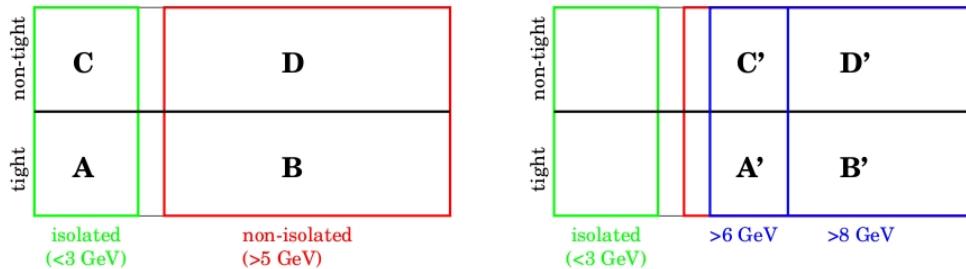


Figura 5.1: (Sinistra): Rappresentazione schematica delle quattro regioni utilizzate per il metodo Two-Dimensional Sideband: la zona A è la regione di segnale, in cui sono contenuti i fontoni che hanno passato il taglio **RobustTight** e la selezione sull’isolamento, le aree B, C, D, che contengono fotoni che hanno fallito almeno uno delle due selezioni, sono regioni di controllo. (Destra): Le quattro zone A’, B’, C’, D’ decisamente non isolate sono utilizzate per validare le predizioni del Monte Carlo sulle possibili distorsioni dell’isolamento di background, tra le regioni tight e non tight.

Le quattro regioni sono definite all’interno di una matrice bidimensionale le cui due dimensioni sono definite sul primo asse dalla variabile di isolamento e sul secondo asse dalla variabile di tightness, che è definita per ogni candidato fotone in base ai tagli superati dal candidato stesso. L’asse di isolamento è diviso in due parti:

- Isolation  $< 3$  GeV, bin di fotoni ricostruiti isolati.
- Isolation  $> 5$  GeV, bin di fotoni ricostruiti non isolati.

L’asse relativo alla variabile di tightness è diviso in due bin: il primo relativo ai candidati fotoni che hanno superato la selezione del taglio **RobustTight**, il secondo relativo ai fotoni ricostruiti che hanno fallito la selezione del taglio **RobustTight** per almeno una delle variabili  $\omega_{s3}$ ,  $F_{side}$ ,  $\Delta E$ ,  $E_{ratio}$  (isEM mask = 0x45fc01) che sono considerate le meno correlate con l’isolamento.

Ciascuna delle quattro regioni che vanno così a costituirsì contiene un determinato numero di candidati fotone:

- $N_A$ , numero di candidati fotone che hanno passato la selezione del taglio **RobustTight** e che hanno un isolamento  $< 3$  GeV (regione di segnale).

- $N_B$ , numero di candidati fotone che hanno passato la selezione del taglio **RobustTight** e che hanno un isolamento  $> 5$  GeV.
- $N_C$ , numero di candidati fotone che non hanno passato la selezione del taglio **RobustTight** e che hanno un isolamento  $< 3$  GeV.
- $N_D$ , numero di candidati fotone che non hanno passato la selezione del taglio **RobustTight** e che hanno un isolamento  $> 5$  GeV.

Questo metodo si fonda poi su due assunzioni:

- che la presenza del segnale nelle tre regioni di controllo sia trascurabile;
- che il rapporto tra il background nelle regioni isolate e quelle non isolate sia il medesimo nei due bin di tightness  $\left( \frac{N_D^{bkg}}{N_C^{bkg}} = \frac{N_B^{bkg}}{N_A^{bkg}} \right)$ .

A partire da queste ipotesi si può calcolare  $N_A^{sig}$  e la purezza  $P$  a partire dalle sole grandezze misurate:

$$N_A^{sig} = N_A - N_A^{bkg} = N_A - N_B \frac{N_C}{N_D} \quad (5.1)$$

$$P = \frac{N_A^{sig}}{N_A} = 1 - \frac{N_B N_C}{N_A N_D} . \quad (5.2)$$

Poiché le due assunzioni precedenti non sono rigorosamente esatte si è studiato l'effetto sulla stima della purezza della presenza di segnale nelle regioni di controllo e di correlazione sul fondo.

### 5.2.1 Correzione per signal leakage

A partire dallo studio delle simulazioni Monte Carlo risulta evidente che la dispersione del segnale nelle regioni di controllo non si può considerare del tutto trascurabile. Si definiscono quindi 3 parametri per le regioni B, C, D che quantifichino questa contaminazione:

$$c_K = \frac{N_K^{sig}}{N_A^{sig}} \quad (K = B, C, D) . \quad (5.3)$$

In funzione di questa correzione il numero di candidati fotone di segnale nella regione A diviene:

$$N_A^{sig} = N_A - N_A^{bkg} = N_A - \frac{(N_B - N_B^{sig})(N_C - N_C^{sig})}{(N_D - N_D^{sig})} \quad (5.4)$$

$$= N_A - \frac{(N_B - c_B N_A^{sig})(N_C - c_C N_A^{sig})}{(N_D - c_D N_A^{sig})}. \quad (5.5)$$

Nella Tabella 5.1 sono mostrati i valori ottenuti per  $c_B, c_C, c_D$  nei diversi bin in  $\eta$  e  $E_T$  a partire dai dati Monte Carlo “MC10 DP with pileup (DP 35, 70, 140)” ottenuti dalle simulazioni di **PYTHIA**.

In Figura 5.2 sono riportati gli andamenti della purezza con la correzione per signal leakage e senza di essa in funzione di  $E_T$  nei diversi bin in  $\eta$ .

Tabella 5.1: Sono riportati i fattori  $c_K$  ( $K = B, C, D$ ) in funzione di  $E_T$  per i diversi bin in  $\eta$ .

$E_t^\gamma$ [GeV]	$0 \leq  \eta  < 0.6$			$0.6 \leq  \eta  < 1.37$			$1.52 \leq  \eta  < 1.81$			$1.81 \leq  \eta  < 2.37$		
[45, 55)	0.07	0.032	0.0046	0.078	0.029	0.0043	0.11	0.037	0.016	0.074	0.057	0.013
[55, 70)	0.07	0.028	0.005	0.079	0.026	0.0047	0.12	0.034	0.016	0.074	0.055	0.014
[70, 85)	0.075	0.025	0.0043	0.085	0.025	0.0044	0.13	0.033	0.018	0.08	0.051	0.015
[85, 100)	0.077	0.024	0.0048	0.093	0.024	0.0053	0.13	0.032	0.02	0.088	0.052	0.018
[100, 125)	0.077	0.023	0.0053	0.087	0.023	0.0066	0.14	0.032	0.02	0.083	0.055	0.019
[125, 150)	0.072	0.022	0.0041	0.087	0.023	0.0068	0.13	0.027	0.023	0.075	0.055	0.019
[150, 200)	0.07	0.022	0.0072	0.086	0.02	0.0083	0.15	0.026	0.025	0.078	0.063	0.017
[200, 400)	0.062	0.022	0.0062	0.08	0.024	0.0083	0.14	0.029	0.031	0.07	0.06	0.022

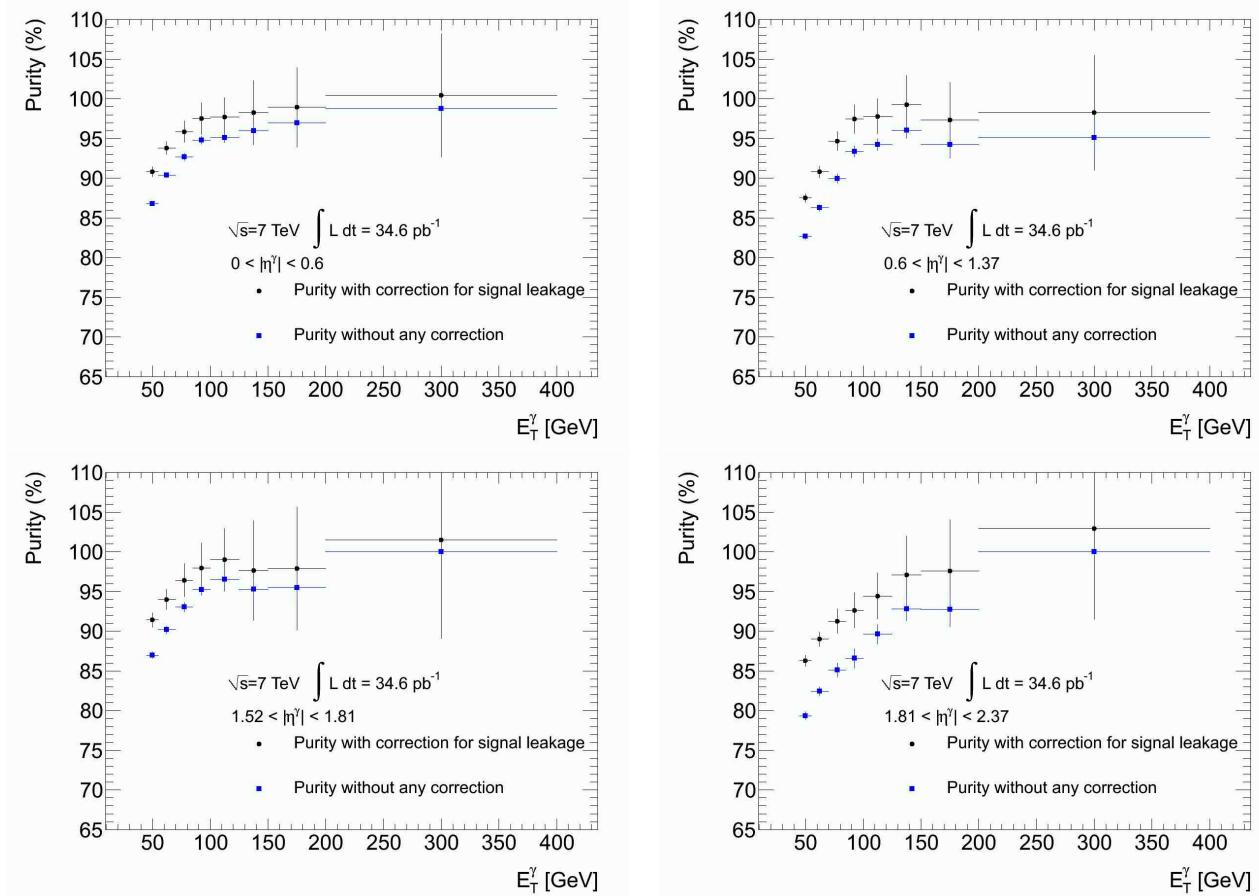


Figura 5.2: Purezza con correzione per signal leakage (tondi neri) e senza (quadrati blu) in funzione  $E_T$  nei diversi bin in  $\eta$ .

## 5.2.2 Correzione per background correlation

Un'altra correzione da tenere in considerazione proviene dalla possibile correlazione tra il fondo presente nelle 4 regioni della matrice. Questa correlazione si valuta attraverso l'introduzione del fattore:

$$R^{bkg} = \frac{N_A^{bkg} N_D^{bkg}}{N_B^{bkg} N_C^{bkg}} . \quad (5.6)$$

Questa correzione comporta una variazione al valore dei candidati fotone di segnale nella regione A

$$N_A^{sgn} = N_A - R^{bkg} \frac{(N_B - c_B N_A^{sig})(N_C - c_C N_A^{sig})}{(N_D - c_D N_A^{sig})} . \quad (5.7)$$

Non è possibile estrarre direttamente dai dati il valore  $R^{bkg}$  ed è perciò necessario utilizzare le simulazioni di Monte Carlo. Si può però validare i valori previsti dalle simulazioni di **PYTHIA** di eventi di fondo da processi di-jet QCD (per quanto riguarda i dati provienti dalle simulazioni di Monte Carlo sono stati utilizzati “MC10 JF with pileup (JF 35, 70, 140)”). Si considera una nuova suddivisione della matrice in quattro regioni A', B', C', D':

- le regioni A' e C' sono definite per  $6 \text{ GeV} < \text{Isolation} < 8 \text{ GeV}$ .
- Le regioni B' e D' sono definiti per  $\text{Isolation} > 8 \text{ GeV}$ .

Queste nuove quattro aree della matrice bidimensionale risultano decisamente non isolate ed è così possibile confrontare in queste regioni i valori prodotti dal Monte Carlo con quelli direttamente estratti dai dati, in quanto si può assumere realisticamente che la presenza di fotoni di segnale sia completamente trascurabile per un così elevato valore della variabile di isolamento. Si calcola quindi un nuovo fattore:

$$R' = \frac{N_{A'} N_{D'}}{N_{B'} N_{C'}} . \quad (5.8)$$

Come si può vedere nei plot riportati in Figura 5.3 non sussiste una vera e propria dipendenza dei fattori  $R^{bkg}$  da  $E_T^\gamma$ , ma i punti oscillano attorno

ad 1 con grandi errori statistici. Date queste premesse si è preferito non correggere il valore centrale della purezza per il fattore  $R^{bkg}$ , ma considerare le sue variazioni come un sistematico.

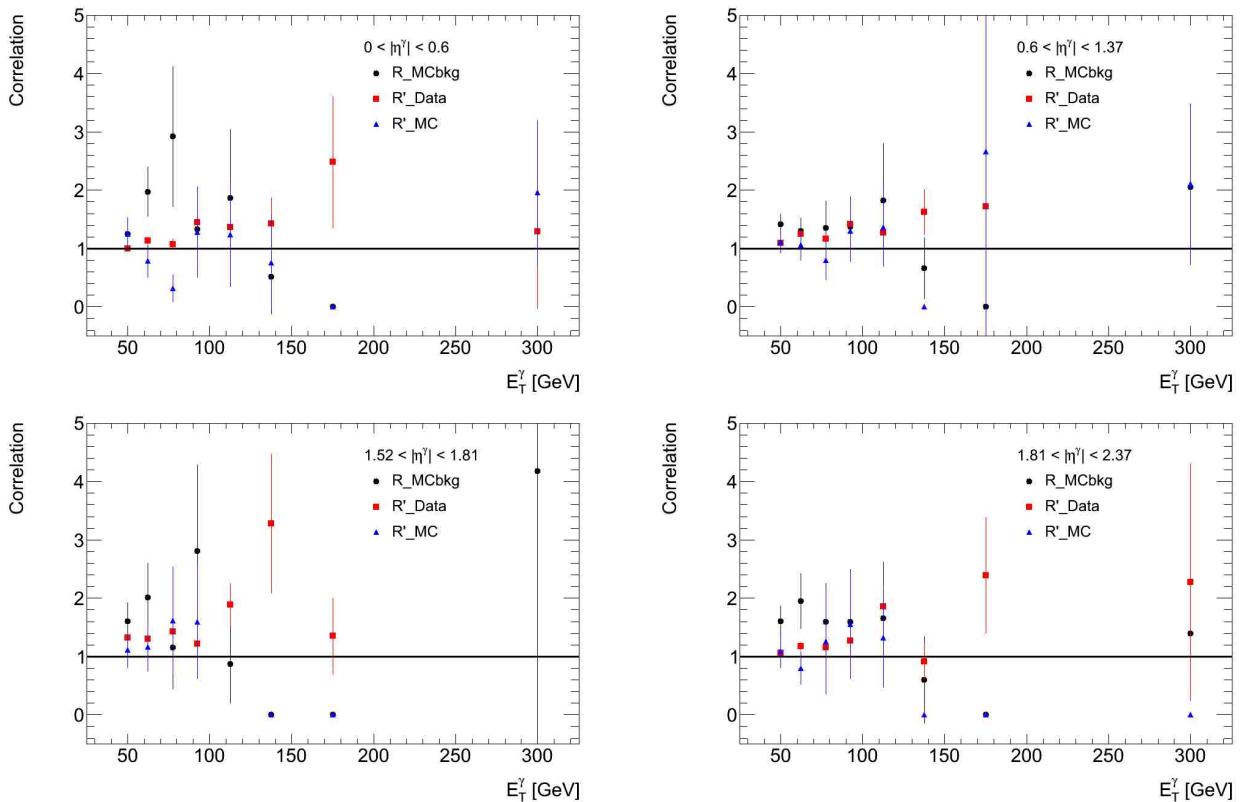


Figura 5.3: Fattore  $R$  in funzione  $E_T$  nei diversi bin in  $\eta$ . I tondi neri rappresentano i valori  $R^{bkg}$  predetti dagli eventi di **PYTHIA** “MC10 JF with pileup (JF 35, 70, 140)”. I triangoli blu rappresentano i valori estratti dai medesimi dataset per le regioni prime. I quadrati rossi rappresentano il valore estratto direttamente dai dati per le regioni prime.

## 5.3 Valutazione degli errori sistematici

Le principali fonti di errore sistematico per la stima della purezza sono:

- **Variazione della regione di controllo (isolamento).** Si è verificata la variazione sul valore della purezza apportato dallo spostamento del taglio di isolamento, per le regioni di controllo, da 5 GeV a 6 GeV o 4 GeV. L'effetto di questo sistematico è sempre inferiore all' $\pm 1\%$ .
- **Variazione della regione di controllo (tightness).** Si è verificata la variazione sul valore della purezza apportato dalla scelta differente del numero e dal tipo di variabili per le quali i candidati fotoni che hanno fallito il taglio **RobustTight** sono inseriti nel bin non-tight. Il valore centrale, come si è già detto, si riferisce alle variabili  $\omega_{s3}, F_{side}, \Delta E, E_{ratio}$  (isEM mask = 0x45fc01), le due variazioni sono per fotoni che hanno fallito almeno una delle variabili  $\omega_{s3}, F_{side}, \Delta E, E_{ratio}, \omega_{s3}$  (isEM mask = 0x41fc01) e  $\omega_{s3}, F_{side}$  (isEM mask = 0x67fc01). L'effetto complessivo di questo sistematico varia fino a raggiungere un valore del  $\pm 4.5\%$ .
- **Signal leakage nelle regioni di controllo.** Si è verificata la variazione sul valore della purezza apportato da una differente frazione di fotoni provenienti da hard scattering e da frammentazione nelle simulazioni di Monte Carlo. Si è portato quindi il sistema nelle due condizioni estreme: presenza di soli fotoni di hard scattering o soli fotoni di Brem. L'effetto complessivo di questo sistematico varia tra circa  $\pm 1\%$  fino a raggiungere  $\sim \pm 8\%$  nell'ultimo bin in  $\eta$ . In Figura 5.4 sono presentati i differenti andamenti della purezza nel caso si utilizzi per calcolare i fattori di signal leakage un set misto di fotoni di hard scattering e fotoni di Brem o un set composto unicamente dai primi o dai secondi.

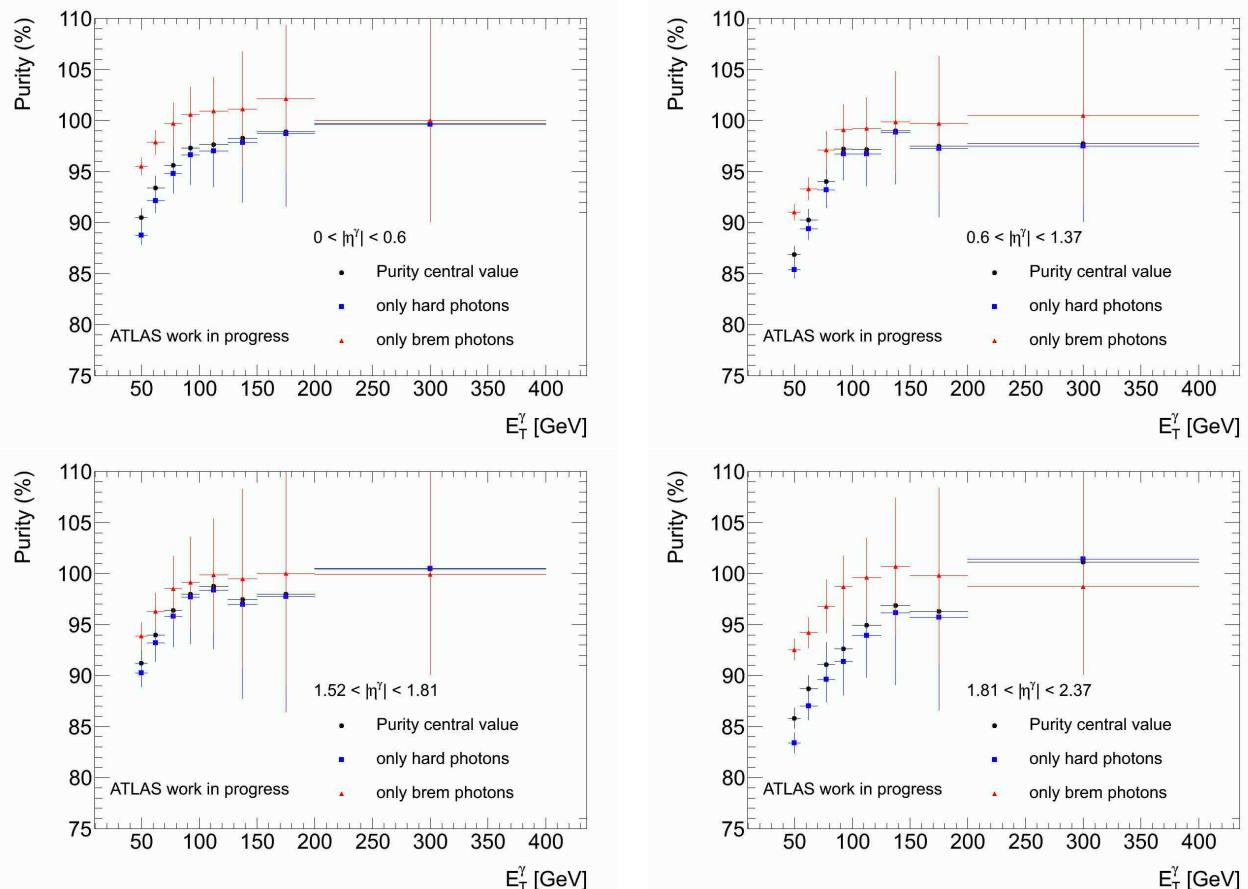


Figura 5.4: Purezza percentuale di candidati fotone di segnale per i periodi G, H, I in funzione di  $E_T$  nei diversi bin in  $\eta$  misurata utilizzando per calcolare la correzione per signal leakage un set misto di fotoni di hard scattering e fotoni di Brem (tondi neri) e un set unicamente composto dai primi (quadrati blu) o dai secondi (triangoli rossi).

- **Background correlation.** Come si è visto nel paragrafo precedente si è preferito non modificare direttamente il valore centrale della purezza introducendo il fattore  $R^{bkg}$  e si è studiata quindi la presenza di correlazione come un errore sistematico. Poiché i valori di  $R^{bkg}$  sono caratterizzati da un grande errore statistico si è deciso di calcolare l'errore sistematico mediandolo per ogni regione di  $\eta$  sull'intero range di  $E_T$ . Considerando  $P_0$  il valore centrale della purezza (con la correzione per signal leakage) e  $P_R \pm \sigma_{P_R}$  il valore della purezza corretto per il fattore  $R^{bkg}$  (dove  $\sigma_{P_R}$  deriva dall'incertezza statistica di  $R^{bkg}$ ) viene valutata la media pesata per ogni  $\Delta P = (P_R - P_0) \pm \sigma_{P_R}$  per una medesima regione di  $\eta$ . L'effetto complessivo di questo sistematico è inferiore a  $\pm 1,6\%$ .

L'incertezza complessiva, ottenuta sommando in quadratura tutti gli errori sistematici e l'errore statistico, varia da  $\pm 1\%$ , per basse energie, a  $\pm 7\%$  e  $\pm 12\%$ , per alte energie, rispettivamente per  $|\eta| < 1.37$  e per  $1.52 < |\eta| < 2.37$ .

I valori della purezza in funzione di  $E_T$  per i diversi bin in  $\eta$  sono riportati Figura 5.5. La figura riporta gli errori statistici e sistematici. I sistematici sono sommati in quadratura. La lista dettagliata degli errori sistematici è riportata da Tabella 5.2 a Tabella 5.5.

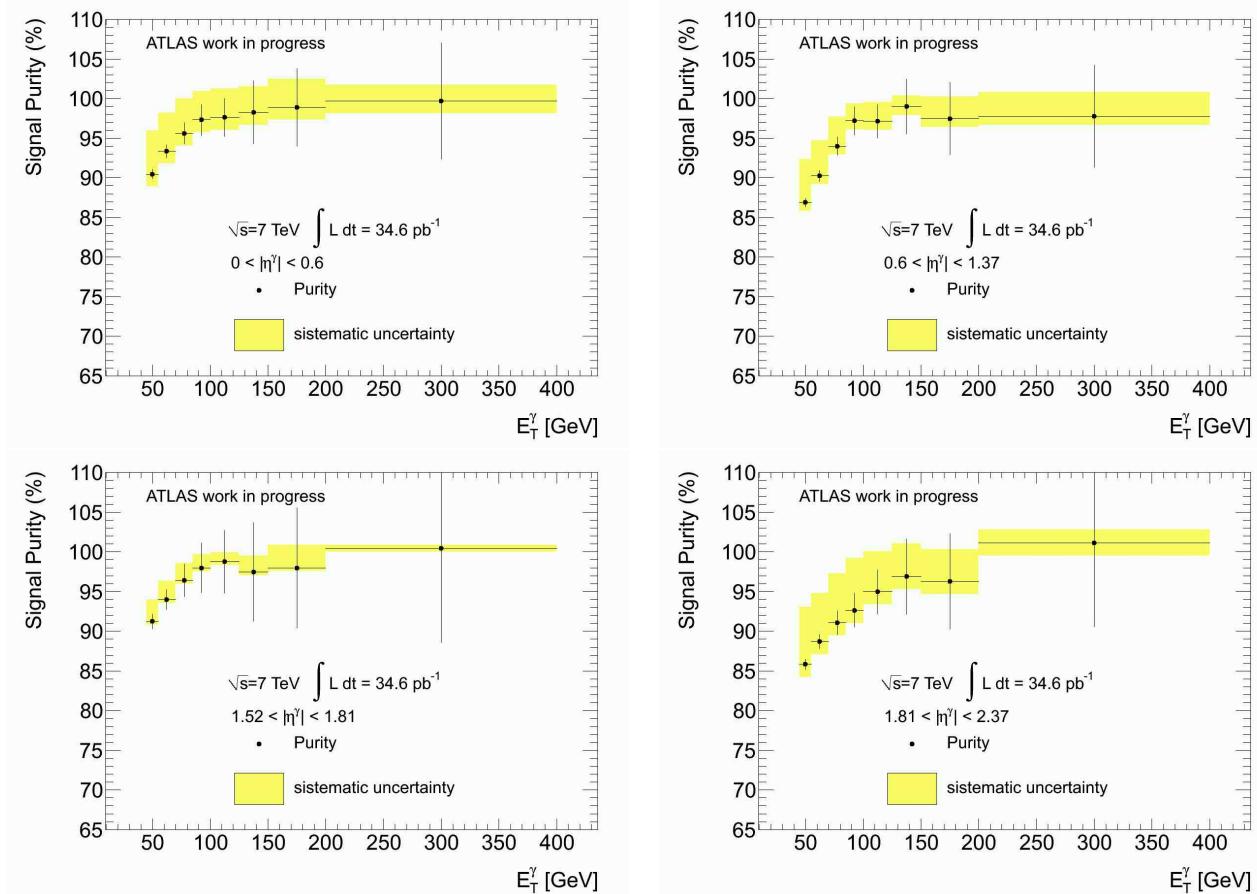


Figura 5.5: Purezza percentuale di candidati fotone di segnale per i periodi G, H, I in funzione di  $E_T$  nei diversi bin in  $\eta$ . Per ogni valore sono rappresentati l'errore statistico (barre nere verticali) e l'errore sistematico (riquadro giallo). La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin energetico.

Tabella 5.2: Purezza misurata con il metodo 2D sideband, per  $0 \leq |\eta| < 0.6$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute dalla variazione delle regioni di controllo sulla variabile di isolamento e sulla variabile di tightness, dalla variazione della percentuale di fotoni provenienti da hard scattering o fotoni di Brem negli eventi generati da PYTHIA e dalla presenza di un fattore di correlazione tra la variabile di isolamento e la variabile di identificazione dei fotoni. Nell'incertezza totale sono compresi sia l'errore statistico sia tutti gli errori sistematici sommati in quadratura.

$E_t^\gamma$ [GeV]	Purity	Statistical error	Systematic error				Total Uncertainty
			(isolation)	(tightness)	(hard/brem)	(bkg correlation)	
[45, 55)	0.905	$\pm 0.006$	+0.0026 -0.0029	+0.015 -0.015	+0.05 -0.017	$\pm 0.016$	+0.055 -0.017
[55, 70)	0.934	$\pm 0.008$	+0.0011 -0.0026	+0.01 -0.012	+0.045 -0.012	$\pm 0.016$	+0.049 -0.018
[70, 85)	0.956	$\pm 0.013$	+0.00097 -0.0011	+0.0054 -0.012	+0.041 -0.0082	$\pm 0.016$	+0.046 -0.021
[85, 100)	0.973	$\pm 0.02$	+0 -0.00085	+0 -0.0074	+0.033 -0.007	$\pm 0.016$	+0.041 -0.025
[100, 125)	0.976	$\pm 0.024$	+0.00047 -0.00062	+0.00046 -0.0073	+0.033 -0.006	$\pm 0.016$	+0.044 -0.029
[125, 150)	0.983	$\pm 0.04$	+0 -0.0014	+0.0035 -0.00099	+0.029 -0.0043	$\pm 0.016$	+0.052 -0.043
[150, 200)	0.989	$\pm 0.049$	+0.0006 -0.00052	+0 -0.02	+0.032 -0.002	$\pm 0.016$	+0.061 -0.051
[200, 400)	0.997	$\pm 0.073$	+0 -0.00042	+0.013 -0.0094	+0.003 -0.00085	$\pm 0.016$	+0.076 -0.075

Tabella 5.3: Purezza misurata con il metodo 2D sideband, per  $0.6 \leq |\eta| < 1.37$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute dalla variazione delle regioni di controllo sulla variabile di isolamento e sulla variabile di tightness, dalla variazione della percentuale di fotoni provenienti da hard scattering o fotoni di Brem negli eventi generati da PYTHIA e dalla presenza di un fattore di correlazione tra la variabile di isolamento e la variabile di identificazione dei fotoni. Nell'incertezza totale sono compresi sia l'errore statistico sia tutti gli errori sistematici sommati in quadratura.

$E_t^\gamma$ [GeV]	Purity	Statistical error	Systematic error				Total Uncertainty
			(isolation)	(tightness)	(hard/brem)	(bkg correlation)	
[45, 55)	0.869	$\pm 0.0052$	+0.0024 −0.0048	+0.035 −0.026	+0.041 −0.015	$\pm 0.011$	+0.055 −0.012
[55, 70)	0.903	$\pm 0.0071$	+0.0026 −0.0031	+0.031 −0.013	+0.031 −0.0086	$\pm 0.011$	+0.045 −0.013
[70, 85)	0.94	$\pm 0.012$	+0.0017 −0.002	+0.018 −0.019	+0.031 −0.008	$\pm 0.011$	+0.039 −0.016
[85, 100)	0.972	$\pm 0.018$	+0.00096 −0.002	+0.0028 −0.0043	+0.019 −0.0045	$\pm 0.011$	+0.028 −0.021
[100, 125)	0.971	$\pm 0.021$	+0.0015 −0.0019	+0.0047 −0	+0.021 −0.0043	$\pm 0.011$	+0.032 −0.024
[125, 150)	0.99	$\pm 0.035$	+0.0001 −0.0007	+0 −0.0087	+0.0087 −0.0017	$\pm 0.011$	+0.037 −0.036
[150, 200)	0.975	$\pm 0.045$	+0.0017 −0.0034	+0.012 −0	+0.022 −0.0024	$\pm 0.011$	+0.053 −0.047
[200, 400)	0.978	$\pm 0.065$	+0.0014 −0.0028	+0.0082 −0	+0.027 −0.0027	$\pm 0.011$	+0.071 −0.065

Tabella 5.4: Purezza misurata con il metodo 2D sideband, per  $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute dalla variazione delle regioni di controllo sulla variabile di isolamento e sulla variabile di tightness, dalla variazione della percentuale di fotoni provenienti da hard scattering o fotoni di Brem negli eventi generati da PYTHIA e dalla presenza di un fattore di correlazione tra la variabile di isolamento e la variabile di identificazione dei fotoni. Nell'incertezza totale sono compresi sia l'errore statistico sia tutti gli errori sistematici sommati in quadratura.

$E_t^\gamma$ [GeV]	Purity	Statistical error	Systematic error				Total Uncertainty
			(isolation)	(tightness)	(hard/brem)	(bkg correlation)	
[45, 55)	0.912	$\pm 0.0092$	+0.0031 −0.0037	+0.0056 −0.021	+0.026 −0.0098	$\pm 0.0043$	+0.029 −0.01
[55, 70)	0.94	$\pm 0.012$	+0.0017 −0.0028	+0.0028 −0.042	+0.023 −0.0078	$\pm 0.0043$	+0.027 −0.013
[70, 85)	0.964	$\pm 0.02$	+0.0016 −0.0026	+0 −0.015	+0.021 −0.0059	$\pm 0.0043$	+0.03 −0.021
[85, 100)	0.98	$\pm 0.031$	+0.00057 −0.0013	+0.013 −0.0002	+0.011 −0.003	$\pm 0.0043$	+0.036 −0.032
[100, 125)	0.987	$\pm 0.039$	+0.00028 −0.00071	+0 −0.0051	+0.011 −0.0037	$\pm 0.0043$	+0.041 −0.039
[125, 150)	0.975	$\pm 0.062$	+0.0018 −0.0022	+0 −0.0076	+0.02 −0.0051	$\pm 0.0043$	+0.065 −0.062
[150, 200)	0.98	$\pm 0.076$	+0.0017 −0.00045	+0.02 −0	+0.02 −0.0025	$\pm 0.0043$	+0.081 −0.076
[200, 400)	1	$\pm 0.12$	+0.00011 −0	+0.00003 −0.0032	+0.00035 −0.0053	$\pm 0.0043$	+0.12 −0.12

Tabella 5.5: Purezza misurata con il metodo 2D sideband, per  $1.81 \leq |\eta| < 2.37$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute dalla variazione delle regioni di controllo sulla variabile di isolamento e sulla variabile di tightness, dalla variazione della percentuale di fotoni provenienti da hard scattering o fotoni di Brem negli eventi generati da PYTHIA e dalla presenza di un fattore di correlazione tra la variabile di isolamento e la variabile di identificazione dei fotoni. Nell'incertezza totale sono compresi sia l'errore statistico sia tutti gli errori sistematici sommati in quadratura.

$E_t^\gamma$ [GeV]	Purity	Statistical error	Systematic error				Total Uncertainty
			(isolation)	(tightness)	(hard/brem)	(bkg correlation)	
[45, 55)	0.858	$\pm 0.0065$	+0.0022 −0.0048	+0.021 −0.03	+0.067 −0.024	$\pm 0.016$	+0.072 −0.017
[55, 70)	0.887	$\pm 0.0088$	+0.0064 −0.0037	+0.02 −0.025	+0.055 −0.017	$\pm 0.016$	+0.061 −0.018
[70, 85)	0.911	$\pm 0.015$	+0.00086 −0.006	+0.017 −0.043	+0.057 −0.014	$\pm 0.016$	+0.064 −0.022
[85, 100)	0.926	$\pm 0.022$	+0.0021 −0.0038	+0.02 −0.011	+0.061 −0.013	$\pm 0.016$	+0.069 −0.027
[100, 125)	0.95	$\pm 0.028$	+0.00036 −0.0014	+0.013 −0.036	+0.047 −0.01	$\pm 0.016$	+0.058 −0.032
[125, 150)	0.969	$\pm 0.047$	+0 −0.0016	+0.0066 −0.0048	+0.038 −0.0072	$\pm 0.016$	+0.063 −0.05
[150, 200)	0.963	$\pm 0.06$	+0.0037 −0.0021	+0.01 −0.023	+0.035 −0.0059	$\pm 0.016$	+0.072 −0.062
[200, 400)	1.01	$\pm 0.11$	+0.0032 −0.00071	+0 −0.0035	+0.0027 −0.024	$\pm 0.016$	+0.11 −0.11

# Capitolo 6

## Misura di sezione d'urto

### 6.1 Sezione d'urto

Considerato un bersaglio di spessore  $dz$  e densità  $\rho_T$  (particelle nel bersaglio per unità di volume), un fascio di particelle di area  $S$  ed intensità  $I_0$  (particelle/s), il numero  $n_T$  di particelle del bersaglio interne alla sezione  $S$  del fascio incidente è:

$$n_T = \rho_T V = \rho_T S dz . \quad (6.1)$$

Il numero di interazioni al secondo ( $\frac{dN}{dt}$ ) è proporzionale al numero di particelle incidenti al secondo ed al numero di particelle del bersaglio  $n_T$ . La costante di proporzionalità è definita come il rapporto tra la geometrica superficie  $\sigma$  (sezione d'urto) e l'area del fascio  $S$ .

$$\frac{dn}{dt} = I_0 n_T \frac{\sigma}{S} . \quad (6.2)$$

In definitiva:

$$\frac{dn}{dt} = I_0 \rho_T S dz \frac{\sigma}{S} = I_0 \rho_T dz \sigma \quad (6.3)$$

$$dn = N_0 \rho_T dz \sigma \quad N_0 = \int I_0 dt . \quad (6.4)$$

La sezione d'urto ha quindi le dimensioni di una superficie e viene misurata in barn.

$$[\sigma] = L^2 \quad 1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2 . \quad (6.5)$$

Estendendo il concetto di sezione d'urto geometrica, la sezione d'urto  $\sigma$  rappresenta la probabilità di interazione tra particelle intrinseca ad ogni singolo processo elementare.

## 6.2 Luminosità

In un collisore due fasci di particelle sono fatti circolare in direzioni opposte e fatti collidere in opportune regioni dove sono installati i rivelatori. In queste condizioni è utile definire il parametro  $L$  luminosità.

Definiti  $n_1$  ed  $n_2$  come il numero di particelle presente nei bunches dei due fasci di sezione  $S$ , si ha che, se  $\sigma$  è la sezione d'urto di un dato processo, gli eventi prodotti al secondo per quel processo sono:

$$\frac{dN}{dt} = f \frac{n_1 n_2}{S} \sigma \quad (6.6)$$

dove  $f$  è la frequenza di collisioni dei bunches. La luminosità è quindi definita come:

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{S} \quad (6.7)$$

e si definisce luminosità integrata la quantità:

$$\int \mathcal{L} dt . \quad (6.8)$$

La luminosità istantanea ha quindi le dimensioni dell'inverso di una superficie per un tempo, mentre la luminosità integrata ha le dimensioni dell'inverso di una superficie:

$$[\mathcal{L}] = L^{-2} T^{-1} \quad (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}) \quad [\int \mathcal{L} dt] = L^{-2} \quad (\text{cm}^{-2}) . \quad (6.9)$$

In un esperimento il numero di eventi prodotti è

$$N = \int dN = \int f \frac{n_1 n_2}{S} \sigma dt = \sigma \int \mathcal{L} dt . \quad (6.10)$$

Nota la luminosità integrata è possibile quindi calcolare la sezione d'urto come:

$$\sigma = \frac{N}{\int \mathcal{L} dt} . \quad (6.11)$$

## 6.3 Sezione d'urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati

La sezione d'urto differenziale (in  $E_T^\gamma$ ) [1] è misurata valutando:

$$\frac{d\sigma}{dE_T^\gamma} = \frac{N_{yield}}{(\int \mathcal{L} dt) \Delta E_T^\gamma \epsilon^{trigger} \epsilon^{reco} \epsilon^{id}} \quad (6.12)$$

dove  $N_{yield}$  è il numero di candidati fotone che hanno passato le selezioni moltiplicato per la purezza,  $\int \mathcal{L} dt$  è la luminosità integrata,  $\Delta E_T^\gamma$  è la larghezza del bin energetico su cui è valutata la sezione durto,  $\epsilon^{trigger}$  è l'efficienza di trigger,  $\epsilon^{reco}$  è l'efficienza di ricostruzione e  $\epsilon^{id}$  è l'efficienza di identificazione.

## 6.4 Valutazione degli errori sistematici

Le principali fonti di errore sistematico per la sezione d'urto sono:

- **Purezza.** Si è propagato l'errore sistematico valutato sulla purezza. L'effetto complessivo di questo sistematico nei primi tre bin in  $\eta$  è sempre minore del  $\pm 6\%$  e decresce al crescere di  $E_T$ . Per  $1.81 < |\eta| < 2.37$  raggiunge il valore di  $\pm 9\%$  per i primi bin di energia trasversa.
- **Efficienza.** Si è propagato l'errore sistematico valutato su  $\epsilon^{reco+ID}$ . L'effetto complessivo di questo sistematico è inferiore a  $\pm 2\%$  nei bin centrali in  $\eta$  ed inferiore a  $\sim \pm 5.5\%$  per  $1.52 < |\eta| < 2.37$ .
- **Scala.** Data la forte dipendenza della sezione d'urto da  $p_T$ , si è verificata la variazione dovuta ad un valore di ricostruzione di  $p_T$  differente per  $\pm 1\%$ , che rappresenta l'incertezza sulla scala elettromagnetica stimata con i dati 2010. L'effetto complessivo di questo sistematico varia tra  $\pm 3\%$  e  $\pm 9\%$ .
- **Luminosità.** Il valore della luminosità integrata è caratterizzato da un errore di  $\pm 3.5\%$  che si propaga direttamente ad un'incertezza relativa della sezione d'urto pari a  $\pm 3.5\%$ .

L'incertezza complessiva, valutata sommando in quadratura l'errore statistico e tutti gli errori sistematici tranne l'errore relativo alla luminosità, varia da  $\pm 5\%$ , per basse energie, a  $\pm 12\%$  e  $\pm 20\%$ , per alte energie, rispettivamente per  $|\eta| < 1.37$  e per  $1.52 < |\eta| < 2.37$ . I valori della sezione d'urto per i diversi bin in  $\eta$  sono riportati Figura 6.1. In figura sono riportati gli errori statistici e sistematici. I sistematici sono sommati in quadratura escluso l'errore relativo alla luminosità. La lista dettagliata degli errori sistematici è riportata da Tabella 6.1 a Tabella 6.4.

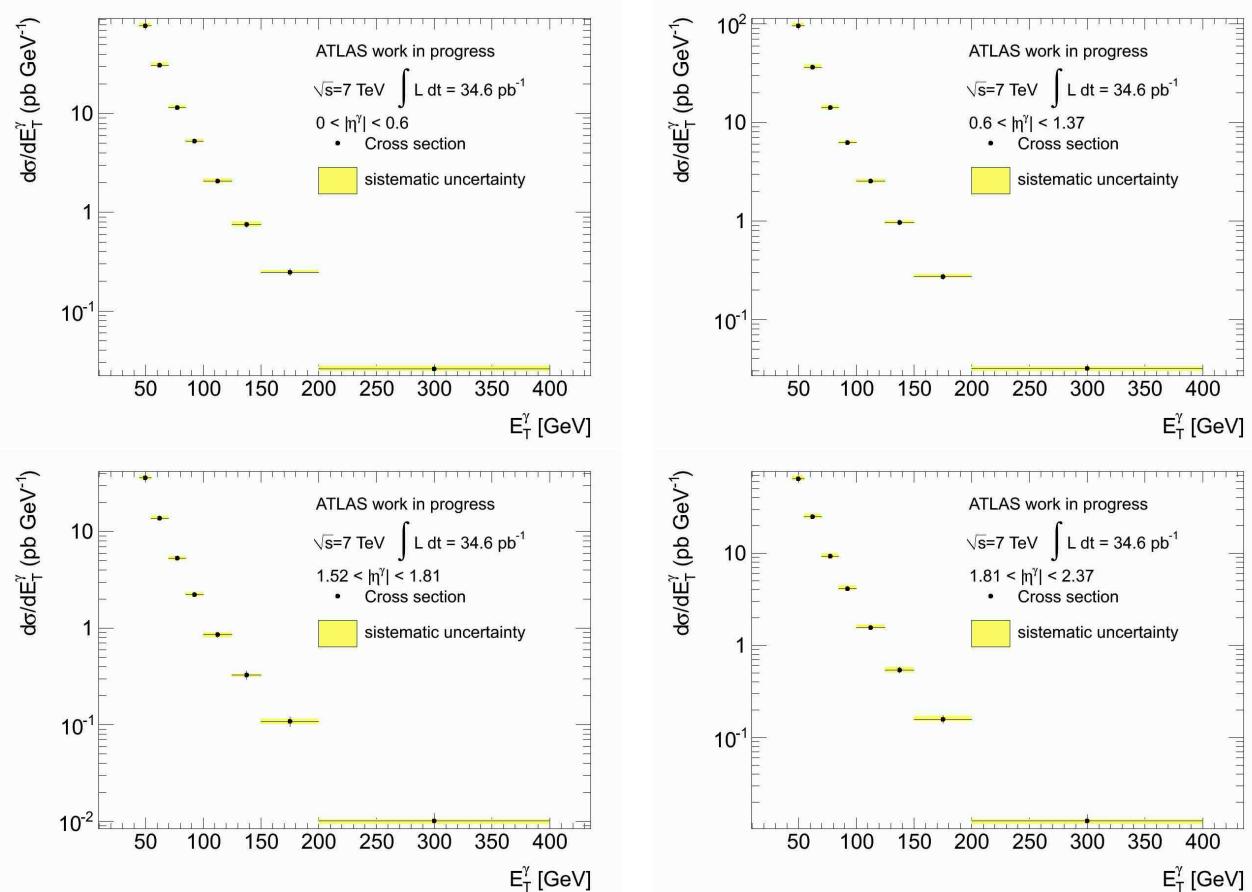


Figura 6.1: Misura di sezione d’urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati per i periodi G, H, I in funzione  $E_T$  nei diversi bin in  $\eta$ . Per ogni valore sono rappresentati l’errore statistico (barre nere verticali) e l’errore sistematico (riquadro giallo). L’errore sistematico relativo alla luminosità pari a  $\pm 3.5\%$  è stato scorporato dall’incertezza totale. La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin energetico.

Tabella 6.1: Sezione d’urto misurata per la produzione di fotoni prompt isolati, per  $0 \leq |\eta| < 0.6$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute alla misura della purezza, dalla selezione dei fotoni, dal fattore di scala sull’energia e dalla luminosità. L’incertezza totale comprende il contributo dovuto sia all’incertezza statistica che a tutti gli errori sistematici, tranne quello relativo alla luminosità. Risultati ottenuti con il metodo 2D sideband.

$E_t^\gamma$ [GeV]	$\frac{d\sigma}{dE_t^\gamma}$ [pb/GeV]	Statistical error		Systematic error				Total Uncertainty [pb/GeV]
				(purity)	(efficiency)	(en. scale)	(luminosity)	
		[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	
[45, 55)	78.2	$\pm 1.1$		+4.7 −1.4	+0.037 −1.2	+2.3 −2.4	$\pm 2.7$	+5.4 −3.2
[55, 70)	31.1	$\pm 0.55$		+1.6 −0.52	+0.54 −0.06	+1.1 −1.1	$\pm 1.1$	+2.1 −1.3
[70, 85)	11.5	$\pm 0.33$		+0.53 −0.19	+0.22 −0.061	+0.39 −0.33	$\pm 0.4$	+0.77 −0.51
[85, 100)	5.29	$\pm 0.16$		+0.2 −0.085	+0.047 −0.01	+0.12 −0.18	$\pm 0.18$	+0.29 −0.25
[100, 125)	2.08	$\pm 0.078$		+0.078 −0.033	+0.0057 −0.001	+0.084 −0.093	$\pm 0.072$	+0.14 −0.13
[125, 150)	0.75	$\pm 0.046$		+0.025 −0.012	+0.0018 −0.0027	+0.053 −0.033	$\pm 0.026$	+0.075 −0.058
[150, 200)	0.248	$\pm 0.019$		+0.009 −0.0039	+0.0004 −0.0038	+0.0045 −0.0045	$\pm 0.0086$	+0.021 −0.02
[200, 400)	0.026	$\pm 0.0029$		+0.00054 −0.00041	+0.00004 −0.00043	+0.0018 −0.0013	$\pm 0.0009$	+0.0034 −0.0032

Tabella 6.2: Sezioni d’urto misurata per la produzione di fotoni prompt isolati, per  $0.6 \leq |\eta| < 1.37$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute alla misura della purezza, dalla selezione dei fotoni, dal fattore di scala sull’energia e dalla luminosità. L’incertezza totale comprende il contributo dovuto sia all’incertezza statistica che a tutti gli errori sistematici, tranne quello relativo alla luminosità. Risultati ottenuti con il metodo 2D sideband.

$E_t^\gamma$ [GeV]	$\frac{d\sigma}{dE_t^\gamma}$ [pb/GeV]	Statistical error		Systematic error				Total Uncertainty [pb/GeV]
				(purity)	(efficiency)	(en. scale)	(luminosity)	
		[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	
[45, 55)	95.8	$\pm 1.2$		+6.1 −1.2	+1.3 −0.48	+3.2 −3.2	$\pm 3.3$	+7.1 −3.6
[55, 70)	36.5	$\pm 0.57$		+1.8 −0.44	+0.52 −0.24	+1.2 −1.2	$\pm 1.3$	+2.3 −1.4
[70, 85)	14.2	$\pm 0.36$		+0.56 −0.16	+0.13 −0.034	+0.44 −0.55	$\pm 0.49$	+0.81 −0.68
[85, 100)	6.21	$\pm 0.17$		+0.14 −0.069	+0.0082 −0.051	+0.24 −0.16	$\pm 0.22$	+0.32 −0.25
[100, 125)	2.55	$\pm 0.084$		+0.063 −0.028	+0.025 −0.0012	+0.079 −0.11	$\pm 0.088$	+0.13 −0.14
[125, 150)	0.96	$\pm 0.052$		+0.013 −0.01	+0.0059 −0.016	+0.041 −0.016	$\pm 0.033$	+0.068 −0.057
[150, 200)	0.272	$\pm 0.019$		+0.0077 −0.003	+0.0021 −0.0034	+0.01 −0.0062	$\pm 0.0094$	+0.023 −0.021
[200, 400)	0.0319	$\pm 0.0031$		+0.001 −0.00035	+0.00004 −0.00049	+0.0011 −0.002	$\pm 0.001$	+0.0035 −0.0038

Tabella 6.3: Sezioni d’urto misurata per la produzione di fotoni prompt isolati, per  $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute alla misura della purezza, dalla selezione dei fotoni, dal fattore di scala sull’energia e dalla luminosità. L’incertezza totale comprende il contributo dovuto sia all’incertezza statistica che a tutti gli errori sistematici, tranne quello relativo alla luminosità. Risultati ottenuti con il metodo 2D sideband.

$E_t^\gamma$ [GeV]	$\frac{d\sigma}{dE_t^\gamma}$ [pb/GeV]	Statistical error		Systematic error				Total Uncertainty [pb/GeV]
				(purity)	(efficiency)	(en. scale)	(luminosity)	
		[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	
[45, 55)	36.3	$\pm 0.75$		+1.1 −0.17	+0.021 −1.4	+1.2 −1.3	$\pm 1.3$	+1.8 −2
[55, 70)	13.8	$\pm 0.38$		+0.35 −0.063	+0.27 −0.42	+0.52 −0.42	$\pm 0.48$	+0.78 −0.71
[70, 85)	5.33	$\pm 0.24$		+0.12 −0.024	+0.037 −0.14	+0.21 −0.22	$\pm 0.18$	+0.34 −0.35
[85, 100)	2.23	$\pm 0.11$		+0.04 −0.0097	+0.053 −0.053	+0.064 −0.075	$\pm 0.077$	+0.14 −0.14
[100, 125)	0.858	$\pm 0.052$		+0.01 −0.0037	+0.005 −0.05	+0.044 −0.03	$\pm 0.03$	+0.069 −0.078
[125, 150)	0.327	$\pm 0.032$		+0.007 −0.0014	+0.00035 −0.0043	+0.0057 −0.011	$\pm 0.011$	+0.033 −0.034
[150, 200)	0.108	$\pm 0.013$		+0.0032 −0.00047	+0.0041 −0.0047	+0.0036 −0.0051	$\pm 0.0037$	+0.014 −0.015
[200, 400)	0.0101	$\pm 0.0019$		+0.00004 −0.00004	+0.00001 −0.00034	+0.00019 −0.00075	$\pm 0.0004$	+0.0019 −0.002

Tabella 6.4: Sezioni d’urto misurata per la produzione di fotoni prompt isolati, per  $1.81 \leq |\eta| < 2.37$ . Sono mostrate le incertezze sistematiche dovute alla misura della purezza, dalla selezione dei fotoni, dal fattore di scala sull’energia e dalla luminosità. L’incertezza totale comprende il contributo dovuto sia all’incertezza statistica che a tutti gli errori sistematici, tranne quello relativo alla luminosità. Risultati ottenuti con il metodo 2D sideband.

$E_t^\gamma$ [GeV]	$\frac{d\sigma}{dE_t^\gamma}$ [pb/GeV]	Statistical error		Systematic error				Total Uncertainty [pb/GeV]
				(purity)	(efficiency)	(en. scale)	(luminosity)	
		[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	[pb/GeV]	
[45, 55)	64	$\pm 0.97$		+5.4 -1.2	+0.016 -0.98	+2 -2	$\pm 2.2$	+5.8 -2.7
[55, 70)	24.8	$\pm 0.49$		+1.7 -0.45	+0.52 -0.19	+0.74 -0.88	$\pm 0.86$	+2 -1.1
[70, 85)	9.23	$\pm 0.3$		+0.63 -0.16	+0.0012 -0.074	+0.4 -0.32	$\pm 0.32$	+0.8 -0.48
[85, 100)	4.14	$\pm 0.15$		+0.29 -0.072	+0.016 -0.06	+0.13 -0.16	$\pm 0.14$	+0.35 -0.24
[100, 125)	1.56	$\pm 0.069$		+0.084 -0.027	+0.031 -0.016	+0.061 -0.038	$\pm 0.054$	+0.13 -0.085
[125, 150)	0.54	$\pm 0.041$		+0.023 -0.009	+0.0087 -0.011	+0.034 -0.025	$\pm 0.019$	+0.058 -0.05
[150, 200)	0.158	$\pm 0.015$		+0.0066 -0.0026	+0.0056 -0.0067	+0.0098 -0.0035	$\pm 0.0055$	+0.02 -0.017
[200, 400)	0.0124	$\pm 0.002$		+0.0002 -0.0002	+0.00005 -0.00005	+0.00018 -0.0011	$\pm 0.0004$	+0.0021 -0.0023

## 6.5 Confronto con le previsioni teoriche

Come conclusione del lavoro si è confrontata la sezione d’urto misurata con quella prevista dal simulatore Monte Carlo **JETPHOX** [8][9][10] con i relativi sistematici.

**JETPHOX** è un programma che implementa un calcolo completo NLO QCD del contributo dei fotoni diretti e dei fotoni di frammentazione alla sezione d’urto totale. Nel calcolo effettuato si è imposta la richiesta che l’energia totale trasportata dai partoni in un cono di raggio  $R = 0.4$  nello spazio  $\eta - \phi$  intorno alla direzione del fotone sia minore di 4 GeV. La sezione d’urto è stata stimata per due differenti PDF (Parton Distribution Function): CTEQ 6.6 e MSTW 2008. La previsione teorica è corredata anche della valutazione dell’errore statistico e degli errori sistematici dipendenti dalle incertezze della PDF e dall’errore relativo alla scala di rinormalizzazione. La sezione d’urto sperimentale è in accordo con le predizioni teoriche nell’intero intervallo di momento trasverso considerato. Sono riportati nelle figure seguenti la sezione d’urto ricavata dai dati sovrapposta a quella teorica e nella parte sottostante l’andamento del loro rapporto. In Tabella 6.5 e Tabella 6.6 sono riportati i valori della sezione d’urto teorica prevista da **JETPHOX** per CTEQ 6.6 e MSTW 2008.

Tabella 6.5: Sono riportati i valori della sezione d'urto teorica ottenuta da JETPHOX per CTEQ66 PDF in funzione di  $E_T$  per i diversi bin in  $\eta$ .

$E_t^\gamma$ [GeV]	CTEQ66 PDF			
	$0 \leq  \eta  < 0.6$ [pb/GeV]	$0.6 \leq  \eta  < 1.37$ [pb/GeV]	$1.51 \leq  \eta  < 1.82$ [pb/GeV]	$1.82 \leq  \eta  < 2.37$ [pb/GeV]
[45, 55)	79.20	101.67	37.98	69.74
[55, 70)	29.85	37.97	14.16	25.69
[70, 85)	10.81	13.51	4.98	9.67
[85, 100)	4.91	6.63	2.38	4.12
[100, 125)	2.00	2.56	0.93	1.63
[125, 150)	0.73	0.98	0.33	0.57
[150, 200)	0.24	0.32	0.11	0.16
[200, 400)	0.03	0.03	0.01	0.01

Tabella 6.6: Sono riportati i valori della sezione d'urto teorica ottenuta da JETPHOX per MSTW 2008 PDF in funzione di  $E_T$  per i diversi bin in  $\eta$ .

$E_t^\gamma$ [GeV]	MSTW 2008 PDF			
	$0 \leq  \eta  < 0.6$ [pb/GeV]	$0.6 \leq  \eta  < 1.37$ [pb/GeV]	$1.51 \leq  \eta  < 1.82$ [pb/GeV]	$1.82 \leq  \eta  < 2.37$ [pb/GeV]
[45, 55)	84.33	106.68	38.92	72.85
[55, 70)	31.28	40.33	14.76	27.20
[70, 85)	11.40	14.01	5.27	9.94
[85, 100)	5.17	7.01	2.48	4.33
[100, 125)	2.12	2.71	0.97	1.68
[125, 150)	0.77	1.04	0.35	0.59
[150, 200)	0.26	0.34	0.11	0.16
[200, 400)	0.03	0.03	0.01	0.01

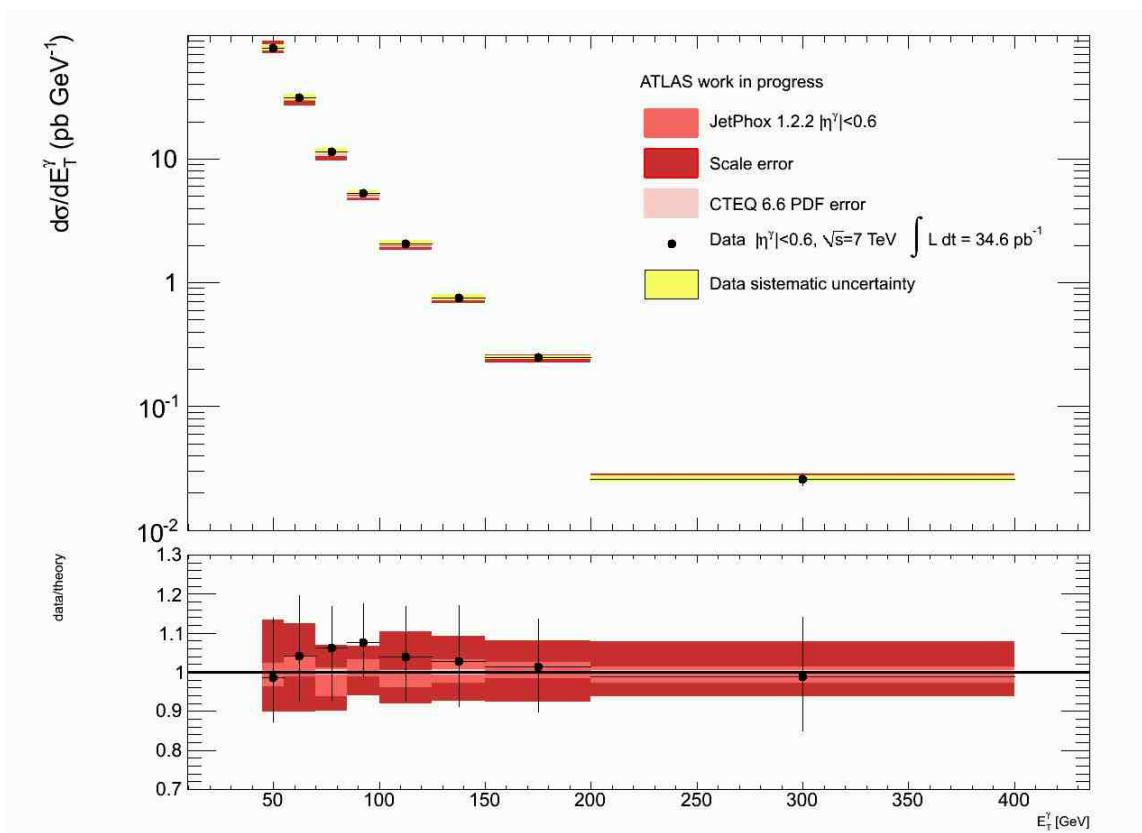


Figura 6.2: Misura vs. previsione di sezione d’urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati, per fotoni con energia superiore ai 45 GeV nella regione di pseudorapidità  $|\eta|<0.6$ . Per la previsione teorica è stata utilizzata la CTEQ66 PDF. La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin energetico.

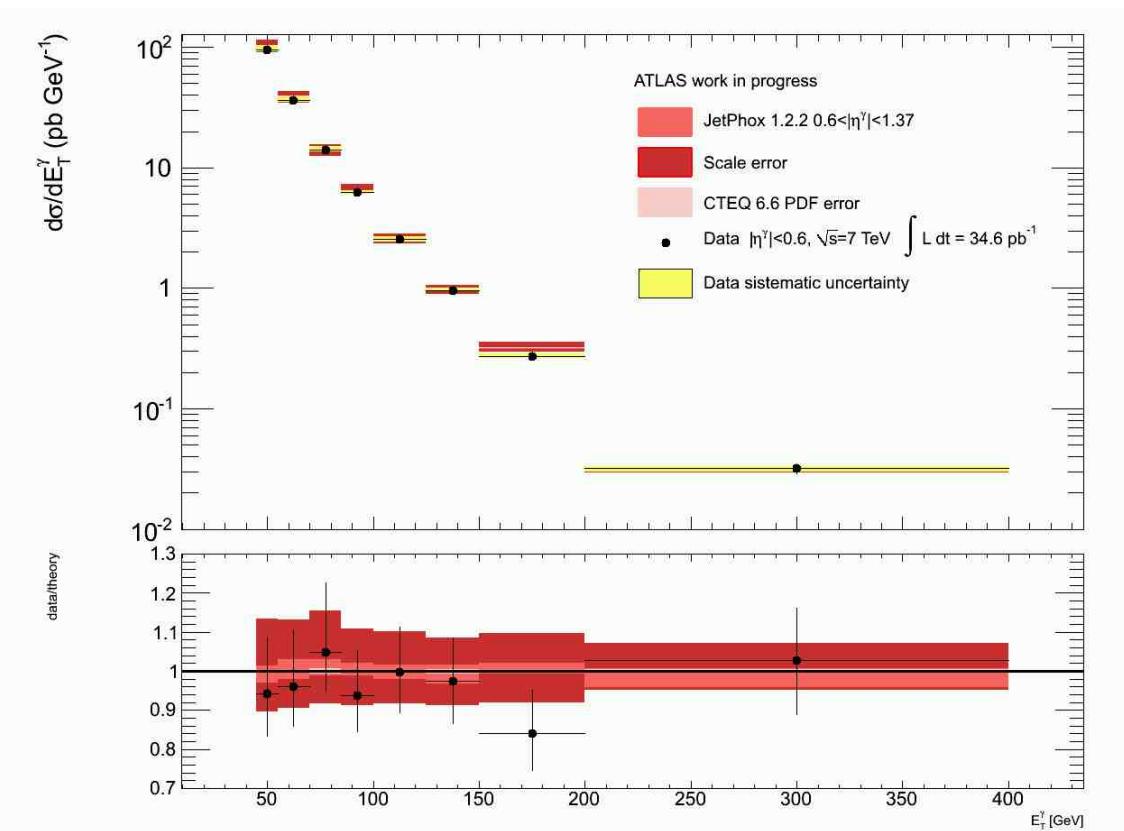


Figura 6.3: Misura vs. previsione di sezione d’urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati, per fotoni con energia superiore ai 45 GeV nella regione di pseudorapidità  $0.6 < |\eta| < 1.37$ . Per la previsione teorica è stata utilizzata la CTEQ66 PDF. Sia i valori teorici che quelli sperimentali sono stati posti al centro di ogni bin energetico. La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin energetico.

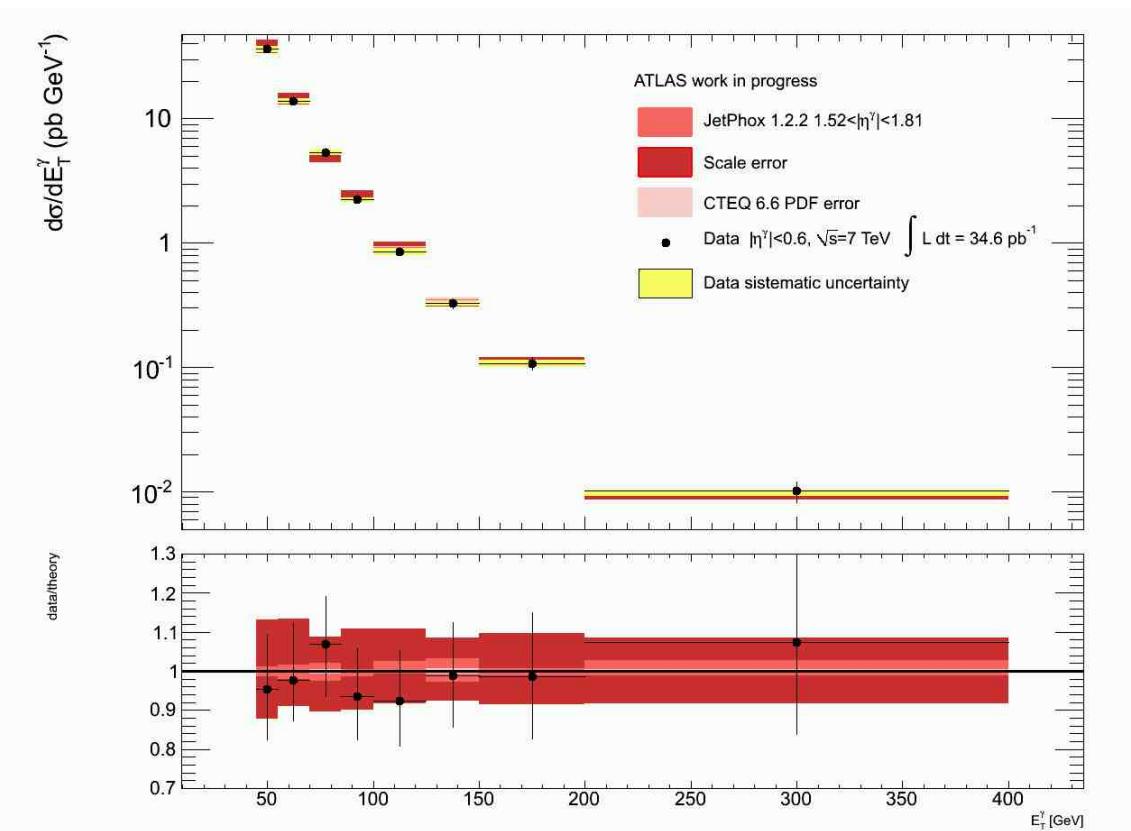


Figura 6.4: Misura vs. previsione di sezione d’urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati, per fotoni con energia superiore ai 45 GeV nella regione di pseudorapidità  $1.51 < |\eta| < 1.82$ . Per la previsione teorica è stata utilizzata la CTEQ66 PDF. Sia i valori teorici che quelli sperimentali sono stati posti al centro di ogni bin energetico. La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin energetico.

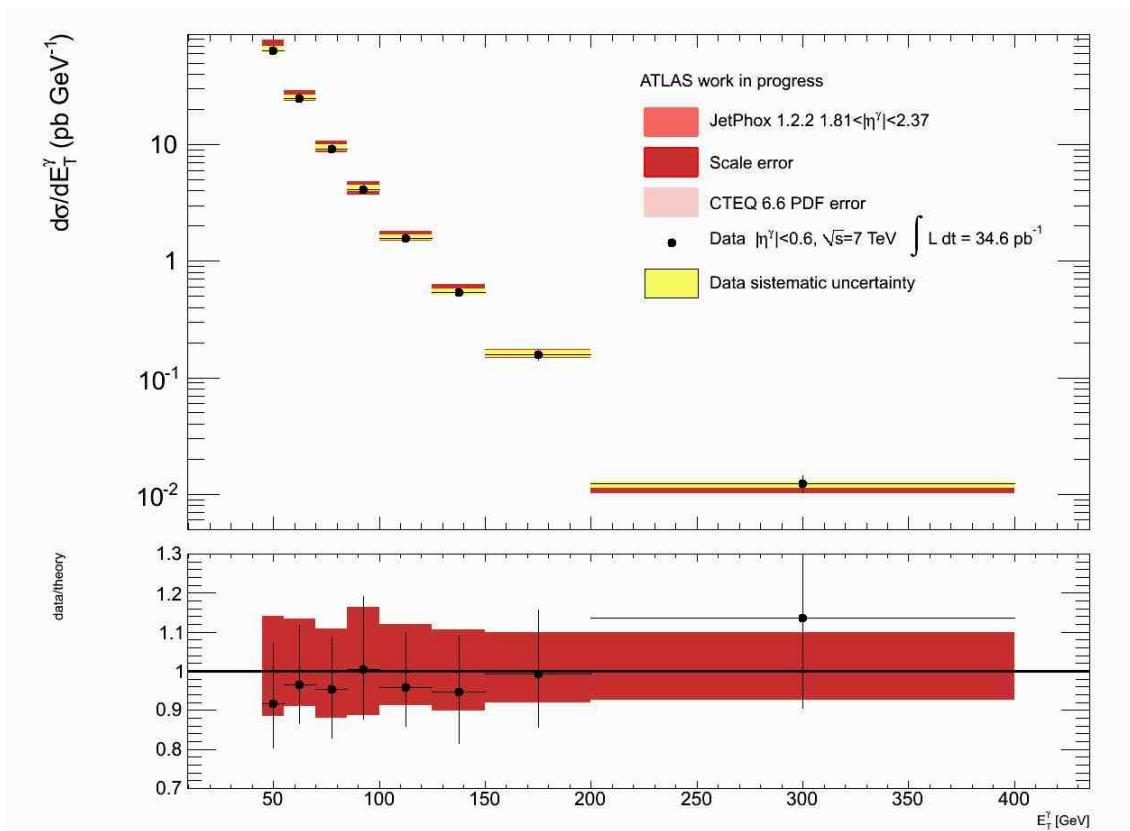


Figura 6.5: Misura vs. previsione di sezione d’urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati, per fotoni con energia superiore ai 45 GeV nella regione di pseudorapidità  $1.82 < |\eta| < 2.37$ . Per la previsione teorica è stata utilizzata la CTEQ66 PDF. Sia i valori teorici che quelli sperimentali sono stati posti al centro di ogni bin energetico. La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin energetico.

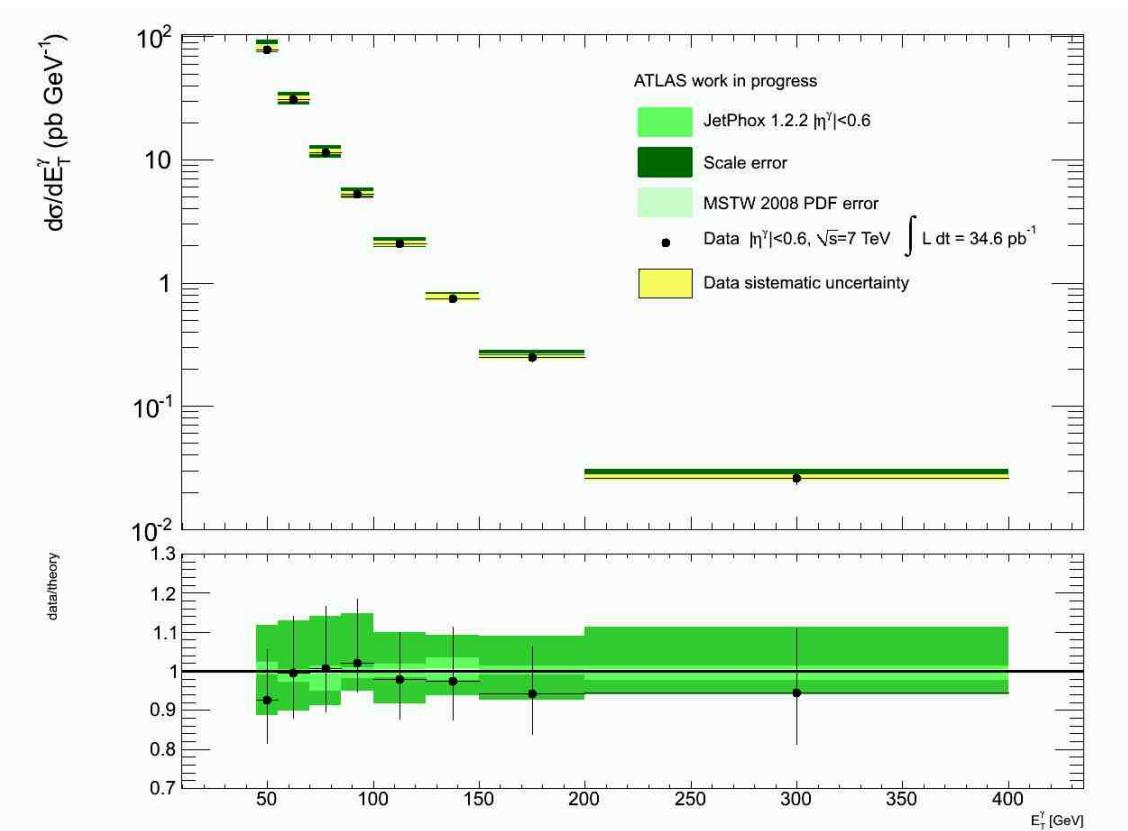


Figura 6.6: Misura vs. previsione di sezione d’urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati, per fotoni con energia superiore ai 45 GeV nella regione di pseudorapidità  $|\eta| < 0.6$ . Per la previsione teorica è stata utilizzata la MSTW08 PDF. Sia i valori teorici che quelli sperimentali sono stati posti al centro di ogni bin energetico. La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin energetico.

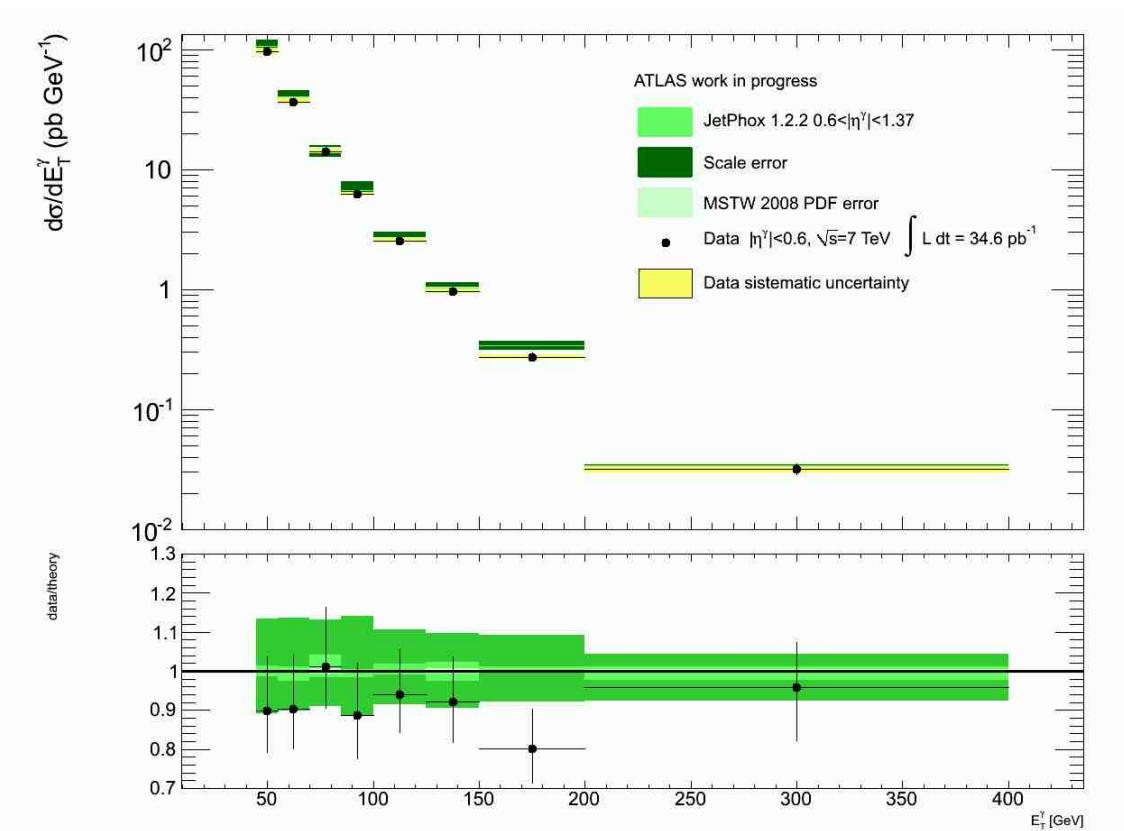


Figura 6.7: Misura vs. previsione di sezione d’urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati, per fotoni con energia superiore ai 45 GeV nella regione di pseudorapidità  $0.6 < |\eta| < 1.37$ . Per la previsione teorica è stata utilizzata la MSTW08 PDF. Sia i valori teorici che quelli sperimentali sono stati posti al centro di ogni bin energetico. La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin energetico.

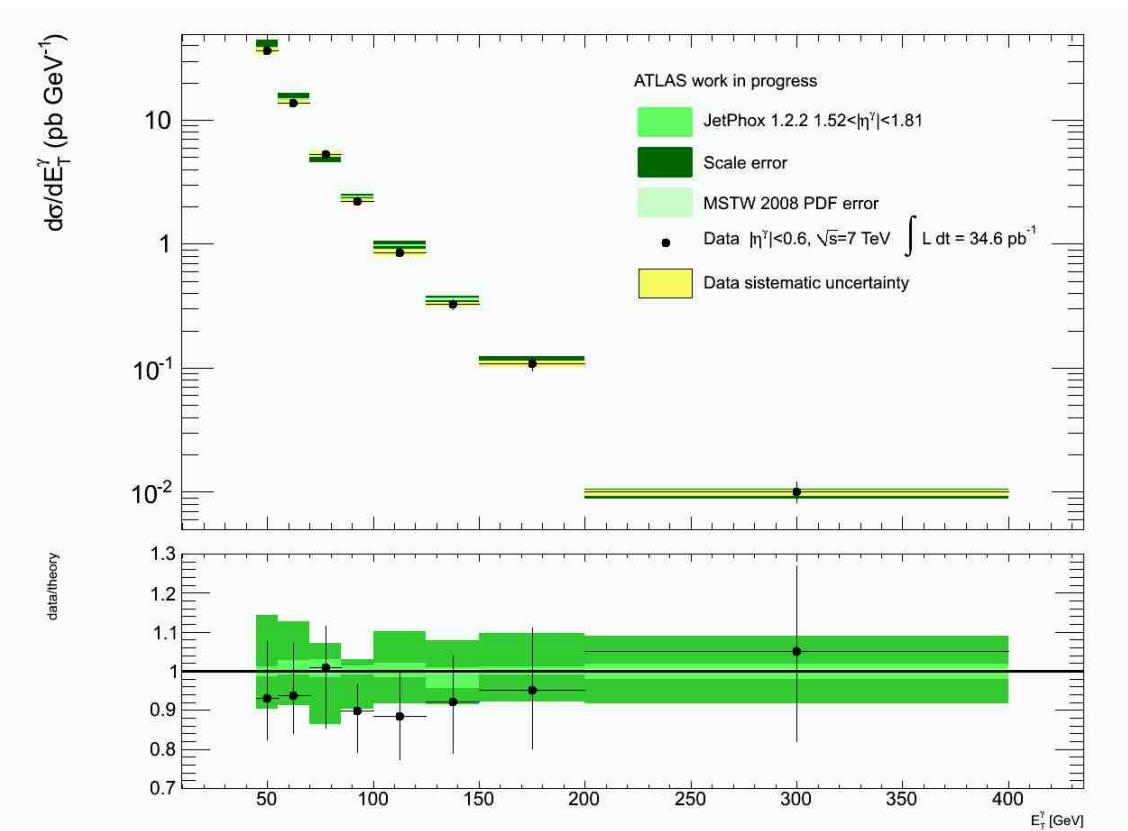


Figura 6.8: Misura vs. previsione di sezione d’urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati, per fotoni con energia superiore ai 45 GeV nella regione di pseudorapidità  $1.51 < |\eta| < 1.82$ . Per la previsione teorica è stata utilizzata la MSTW08 PDF. Sia i valori teorici che quelli sperimentali sono stati posti al centro di ogni bin energetico. La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin energetico.

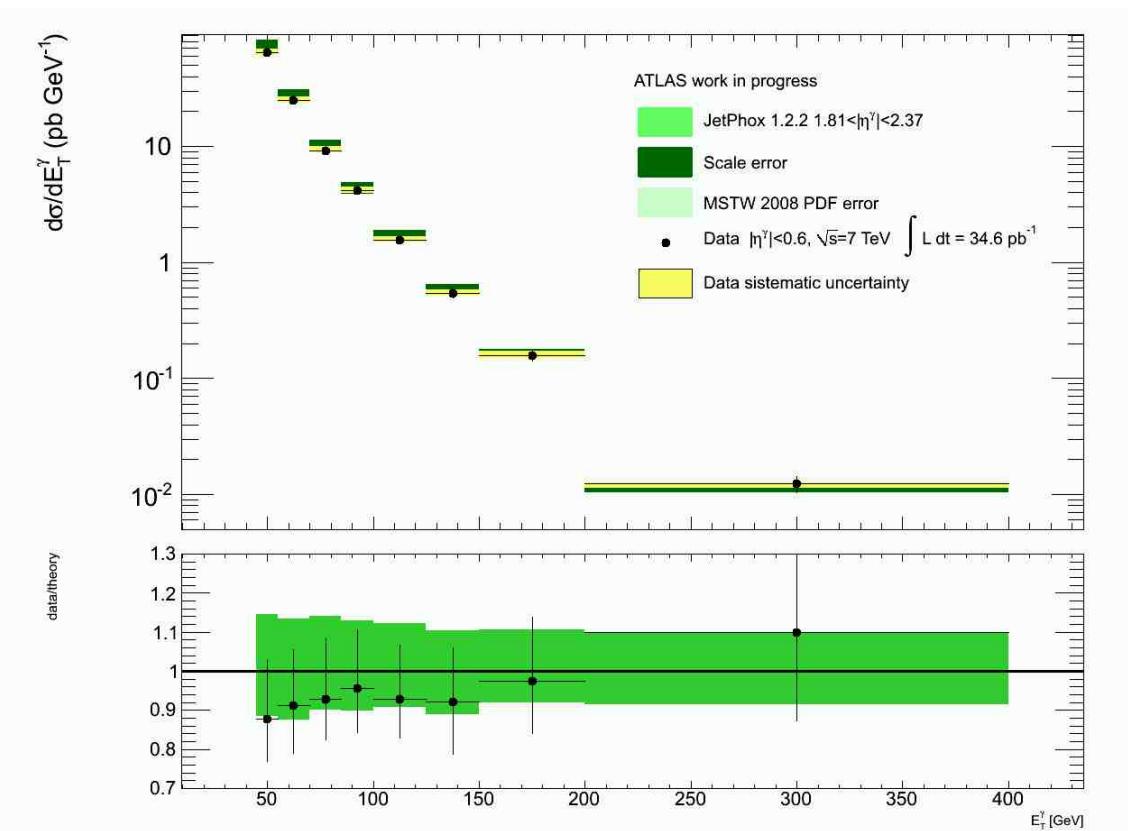


Figura 6.9: Misura vs. previsione di sezione d’urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati, per fotoni con energia superiore ai 45 GeV nella regione di pseudorapidità  $1.82 < |\eta| < 2.37$ . Per la previsione teorica è stata utilizzata la MSTW08 PDF. Sia i valori teorici che quelli sperimentali sono stati posti al centro di ogni bin energetico. La larghezza delle barre orizzontali rappresenta la dimensione del bin energetico.

# Conclusioni

Questo lavoro si è proposto di misurare la sezione d’urto per produzione inclusiva di fotoni diretti isolati con  $p_T > 45$  GeV in collisioni  $pp$  con  $\sqrt{s} = 7$  TeV, utilizzando  $34.6 \text{ pb}^{-1}$  di dati da collisioni raccolti dal rivelatore di ATLAS ad LHC. I risultati sperimentali sono stati confrontati con le previsioni teoriche al next-to-leading order in quattro regioni di pseudorapidità ( $0 \leq |\eta| < 0.6$ ,  $0.6 \leq |\eta| < 1.37$ ,  $1.52 \leq |\eta| < 1.81$  e  $1.81 \leq |\eta| < 2.37$ ).

La misura per l’intero intervallo in  $p_T$  considerato è in accordo con le previsioni teoriche. L’incertezza totale varia da  $\sim \pm 5\%$  per basse energie nei bin di  $\eta$  centrali a  $\sim \pm 20\%$  per bin energetici elevati negli ultimi due bin in  $\eta$ . L’incertezza sperimentale è dominata per basse energie ( $E_T^\gamma < 150$  GeV) dagli errori sistematici e per alte energie ( $E_T^\gamma > 150$  GeV) dall’errore statistico (data la statistica disponibile più limitata).

Nel corso dell’anno 2011 ci si aspetta che la luminosità integrata di LHC divenga trenta volte maggiore rispetto a quella utilizzata in questo lavoro ( $34.6 \text{ pb}^{-1}$ ), rendendo così possibile l’estensione della misura di sezione d’urto ad un limite in  $p_T$  più elevato.

# Bibliografia

- [1] ATLAS Collaboration, *Measurament of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector*, Phys. Rev D **83** (2011) 052005.
- [2] H. Abreu., N. Andari, L. Carminati, R.K. Daya, M. Fanti, L. Fayard, M. Hance, Z. Liang, J.F. Marchand, G. Marchiori, H.J. Torres Davila, R. Turra, G. Unal and H.H. Williams, *Purity Estimates for the Inclusive Isolated Photons*, ATL-PHYS-INT-2011-015, CERN, Geneva, 2011.
- [3] H. Abreu, B. Brelier, V. Dao, M. Delmastro, M. Fanti, J. Harttert, G. Marchiori, T. Koffas, J. Marchend, F. Martin, V. Prez Reale, K. Tackmann, N. Trinh, H. Wang, M. Wielers, S. Wu and L. Yuan, *Photon performance in the ATLAS experiment*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2010-240, CERN, Geneva, May, 2010.
- [4] L. Carminati et al., *Recostruction and Identification Efficiency of Inclusive Isolated Photons*, ATL-COM-PHYS-2010-803 (2011).
- [5] The ATLAS Collaboration, *Measurament of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector using  $35 \text{ pb}^{-1}$* , ATL-COM-PHYS-2011-239 CERN, Geneva, 2011.
- [6] T. Sjöstrand et al, *High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 6.1*, Computer Phys., Commun **135** (2001) 238.

- [7] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al., *GEANT4-a simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Methods A **506** (2003) 250.
- [8] P. Aurenche, R. Baier, M. Fontannaz and D. Schiff, Nucl. Phys., **B297**, 661 (1998).
- [9] P. Aurenche, R. Baier, J.F. Owens and M. Werle, Phys. Rev, **D39**, 3275 (1989).
- [10] S. Catani et al., JHEP, **05**, 028 (2002).
- [11] ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, arXiv:0901.0512v4 [hep-ex].
- [12] F. Gianotti, *COLLIDER PHYSICS: LHC. Lectures given at the European School of High-Energy Physics, Casta Papiernicka, September 1999*, ATL-CONF-2000-001 (2000).
- [13] *ATLAS. Detector and physics performance. Technical Design Report*, Vol.1, (1999), CERN/LHCC/99-14.
- [14] S.M. Mazza, *Stima in situ della purezza del campione di candidati fotoni nell'esperimento ATLAS a LHC*, (2011).