

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI
BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Corso di Laurea in Fisica

**Controllo della misura
della Luminosità
con il canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$
in ATLAS**

Tesi di Laurea in Fisica nucleare e subnucleare

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Nicola Semprini

Presentata da:
Linda Venturi

Correlatori:
Dott. Benedetto
Giacobbe

Dott.ssa Laura
Fabbri

**Sessione III
Anno Accademico 2011/2012**

Indice

Introduzione	1
1 La Luminosità in un collider	3
1.1 Definizione di Luminosità di un collider	3
1.1.1 Luminosity Block	4
1.2 Definizione sperimentale di Luminosità	5
1.2.1 Numero medio di interazioni per bunch crossing (μ)	6
1.2.2 Misure relativa ed assoluta della luminosità	6
1.3 Importanza della Luminosità nelle misure fisiche	8
2 La misura della Luminosità ad ATLAS	10
2.1 LHC	10
2.2 I rivelatori di luminosità ad ATLAS	12
2.2.1 Il Beam Condition Monitor (BCM)	13
2.2.2 LUCID	14
2.2.3 La misura della luminosità con i calorimetri FCAL TileCAL	16
2.3 La calibrazione van der Meer	18
2.4 Effetti sistematici nella misura della luminosità nel 2012	21
2.4.1 Stabilità nel tempo della misura di luminosità	22
2.4.2 Dipendenza della misura della luminosità da μ	24
3 Controllo della luminosità di ATLAS mediante il canale $Z \rightarrow$ $\mu^+\mu^-$	27
3.1 La sezione d'urto $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	27
3.2 Il campione di dati analizzato	29
3.3 La selezione del canale $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	29
3.4 La simulazione Monte Carlo	31
3.4.1 C_Z ed A_Z	32
3.4.2 Valutazione di A_Z e C_Z e stima del fondo	33
3.4.3 La misura della Sezione d'urto fiduciale e totale	36

3.5	Controllo della luminosità di ATLAS con il canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	38
3.6	Studio della μ dependence con lo Z counting	42
	Conclusioni	46
	Bibliografia	50

Introduzione

La misura della sezione d'urto di processi fisici prodotti negli urti fra protoni ad LHC è uno dei settori più importanti della ricerca in corso, sia per verificare le predizioni del Modello Standard, che per la ricerca di nuova fisica. La precisione necessaria per distinguere fenomeni standard e non, richiede un ottimo controllo delle incertezze sistematiche. Fra le sorgenti di errore sistematico, di particolare importanza sono quelle sulla misura della luminosità, che rappresenta il fattore di normalizzazione necessario per la misura di qualsiasi sezione d'urto. Ogni esperimento che si proponga misure di questo genere è quindi dotato di monitor di luminosità dedicati.

L'esperimento ATLAS è dotato di diversi monitor, con principi di funzionamento differenti, in quanto considera la sovrabbondanza della misura di luminosità una garanzia per una corretta valutazione delle incertezze sistematiche. Ciò viene garantito dallo studio accurato delle procedure di calibrazione assoluta dei monitor e dalla corretta valutazione di tutti gli effetti che contribuiscono alla determinazione di tale calibrazione. ATLAS pone, inoltre, particolare attenzione al monitoraggio nel tempo della stabilità dei monitor stessi nonché alla loro linearità in funzione della luminosità istantanea fornita dall'acceleratore, mediante un confronto fra le diverse misure.

Un controllo indipendente della qualità della misura di luminosità può essere fornito utilizzando canali di fisica per i quali sia nota con sufficiente precisione la sezione d'urto teorica, come nel caso dei processi elettrodeboli. In tal caso, è possibile fornire una determinazione della luminosità *teorica* utilizzando tale sezione d'urto e confrontarla con quella determinata sperimentalmente dai monitor.

In questa tesi sono presentate le tecniche di misura della luminosità ad ATLAS utilizzando i rivelatori dedicati e le problematiche incontrate nel corso della presa dati del 2012, sia per quanto riguarda la loro procedura di calibrazione assoluta, che per la loro stabilità in funzione del tempo e linearità di risposta, e vengono fornite le incertezze sistematiche dipendenti dal loro confronto. Per meglio comprendere tali risultati, si è studiato il canale di produzione del bosone Z nelle interazioni protone-protone, all'energia nel

centro di massa $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ mediante il suo decadimento in due muoni, utilizzando i dati acquisiti nel corso del 2012. La misura della sezione d'urto di tale canale in funzione del tempo è stata utilizzata per determinare il livello di stabilità della misura di luminosità. Inoltre, lo studio della produzione del bosone Z in funzione della luminosità istantanea è stato utilizzato per monitorarne la linearità.

Nel primo capitolo vengono definiti i concetti di luminosità istantanea ed integrata, sia dalla prospettiva del collider che le fornisce, che dal punto di vista delle analisi di fisica, quale quella svolta in questa tesi. Nel secondo capitolo viene descritto l'insieme dei rivelatori utilizzati da ATLAS per la misura della luminosità e i risultati ottenuti mediante il loro confronto in termini di incertezze sistematiche. Nel terzo capitolo viene infine presentata la misura della sezione d'urto di produzione del bosone Z e l'utilizzo di tale misura per il controllo della stabilità nel tempo e della linearità della misura sperimentale della luminosità.

Capitolo 1

La Luminosità in un collider

1.1 Definizione di Luminosità di un collider

La Luminosità istantanea \mathcal{L} è una caratteristica del collider, che non dipende dal tipo di processo, ed è legata al numero di particelle dei fasci per unità di tempo e di superficie trasversa. In termini dei parametri del fascio si esprime come:

$$\mathcal{L} = n_b \cdot f_r \cdot I_1 \cdot I_2 \int \rho_1(x, y) \cdot \rho_2(x, y) \cdot dx \cdot dy \quad (1.1)$$

dove n_b è il numero di pacchetti collidenti (*bunch*), f_r è la frequenza di rivoluzione dell'acceleratore (ovvero la frequenza alla quale ogni pacchetto passa per il punto di collisione; nel caso di LHC $f_r = 11245.4315 \text{ Hz}$), $I_{1(2)}$ è il numero di particelle per bunch rispettivamente nel fascio 1(2) e $\rho_{1(2)}(x, y)$ è la densità delle particelle nel piano trasverso del fascio 1(2) nel punto d'interazione. Assumendo che non ci sia correlazione tra x ed y , le densità delle particelle possono essere fattorizzate così che:

$$\mathcal{L} = n_b \cdot f_r \cdot I_1 \cdot I_2 \cdot \Omega_x(\rho_1, \rho_2) \cdot \Omega_y(\rho_1, \rho_2) \quad (1.2)$$

dove

$$\Omega_x(\rho_1, \rho_2) = \int \rho_1(x) \cdot \rho_2(x) \cdot dx \quad (1.3)$$

è l'integrale di sovrapposizione del fascio nella direzione x (un'analoga definizione è data per l'integrale nella direzione y). L'equazione 1.2 può anche essere riscritta in termini dei parametri del collider:

$$\mathcal{L} = F \cdot \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot n_b \cdot f_r \cdot \gamma}{4\pi \cdot \beta^* \cdot \varepsilon} \quad (1.4)$$

dove N_1 ed N_2 sono i numeri di particelle per bunch rispettivamente del fascio 1 e 2, γ è il fattore relativistico per le particelle collidenti (ad esempio $\frac{E_p}{m_p}$ per i protoni collidenti nell'LHC), ε è l'emittanza che descrive l'estensione occupata dalle particelle del fascio nello spazio delle fasi. La funzione β^* descrive le proprietà di focalizzazione sul reticolo magnetico ed F è un fattore che tiene conto dell'angolo relativo al quale i due fasci collidono (nel caso di LHC tipicamente $F = 0.9$).

Nell'equazione 1.4 si assume che ciascuna coppia di *bunch* presenti lo stesso numero medio di particelle; per calcolare la luminosità del collider usando il numero effettivo di particelle per bunch, la 1.4 diventa:

$$\mathcal{L} = F \cdot \frac{f_r \cdot \sum_i N_{1,i} \cdot N_{2,i}}{4\pi \cdot \sigma_x^* \cdot \sigma_y^*} \quad (1.5)$$

nella quale la somma è fatta sul numero totale di bunch collidenti, mentre σ_x^* e σ_y^* sono le larghezze trasverse dei fasci nel punto di interazione, assumendo che i fasci abbiano una distribuzione gaussiana. Nella 1.4, di particolare interesse è il prodotto fra il numero totale di bunch collidenti (n_b) e la frequenza di rivoluzione (f_r), poiché esso definisce la frequenza a cui i bunch si scontrano nel punto di interazione (Interaction Point, IP) dei vari esperimenti. Ciascun monitor della luminosità che voglia misurare la luminosità separatamente per ogni incrocio di bunch (*bunch crossing*) deve avere una risoluzione temporale migliore di tale valore. Nel caso di LHC tipicamente $n_b^{MAX} \cdot f_r \approx 30$ MHz.

1.1.1 Luminosity Block

Il *Luminosity Block* (LB) è un intervallo temporale in cui è possibile fornire un'accurata determinazione della luminosità integrata. Da un punto di vista pratico, l'ampiezza di un LB dovrebbe essere sufficientemente lunga, così che i dati acquisiti in quell'intervallo temporale siano sufficienti per la determinazione accurata della luminosità. Una richiesta potrebbe essere che l'errore statistico sulla quantità misurata debba essere più piccolo dell'errore sistematico. D'altra parte la durata di un LB dovrebbe essere scelta in modo che la luminosità istantanea rimanga approssimativamente costante su tutto l'intervallo. La luminosità istantanea di un collider decresce esponenzialmente con una caratteristica costante temporale (nel caso di LHC tale costante è $O(6.28h)$). Ciò significa, nel caso di LHC, che la luminosità decade di circa l'1% ogni 10 minuti circa. Quindi la durata di un LB dovrebbe essere dell'ordine dei minuti per non compromettere l'assunzione di una luminosità istantanea costante. Nel corso del 2012 la lunghezza di un LB in ATLAS è

stata di 1 minuto. Tale scelta rappresenta un compromesso fra le condizioni sopra discusse.

1.2 Definizione sperimentale di Luminosità

Dato un determinato processo fisico X che avviene in urti fra particelle di un determinato tipo e ad una certa energia nel centro di massa, la luminosità istantanea mette in relazione il tasso di produzione di tale processo (*rate*, R_X) con la sua sezione d'urto (σ_X):

$$R_X = \sigma_X \cdot \mathcal{L} \quad (1.6)$$

Il fattore di proporzionalità fra il rate e la sezione d'urto del processo è la luminosità istantanea. Il rapporto tra σ_X e la sezione d'urto di interazione fra le particelle collidenti (σ_{int}) è la probabilità che avvenga il processo in esame, rispetto alla totalità delle interazioni. È importante notare che la luminosità, per definizione, è indipendente dal tipo di processo in esame, in quanto è un parametro costruttivo dell'acceleratore. Due processi fisici completamente indipendenti devono quindi fornire la stessa misura, quando impiegati per monitorare la luminosità.

Dalla definizione di luminosità istantanea \mathcal{L} è possibile passare alla definizione di luminosità integrata (L) in un determinato intervallo temporale, integrando rispetto al tempo in tale intervallo:

$$L = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L}(t) \cdot dt \quad (1.7)$$

Dall'equazione 1.6, integrando rispetto al tempo, si ottiene perciò:

$$N_X = \sigma_X \cdot L \quad (1.8)$$

Dato un rivelatore che abbia un'accettanza ed efficienza di rivelazione del canale X pari a C_X , la 1.8 si trasforma in:

$$N_X^{osservati} = C_X \cdot \sigma_X \cdot L \quad (1.9)$$

Dalle equazioni 1.6 (o alternativamente 1.5) si deduce che la luminosità istantanea si misura in $cm^{-2}s^{-1}$, mentre dalla equazione 1.8 si deduce che la luminosità integrata è espressa in unità cm^{-2} . Per convenienza si usano esprimere le luminosità istantanea ed integrata rispettivamente in $barn^{-1}s^{-1}$ e $barn^{-1}$ dove $1b = 10^{-24}cm^2$.

Valori tipici ad LHC per la presa dati dell'anno 2012, sono riportati in tabella 1.1.

$\mathcal{L}(MAX)$ [$cm^{-2}s^{-1}$]	$0.7 \cdot 10^{34}$
n_b	1368
f_r [Hz]	11245.4315
σ_{int} [mb]	73
L [fb^{-1}]	23

Tabella 1.1: Parametri tipici di funzionamento di LHC nel 2012.

1.2.1 Numero medio di interazioni per bunch crossing (μ)

Una quantità fondamentale strettamente collegata alla luminosità istantanea è il numero medio di interazioni per bunch crossing (μ). Ad ogni incrocio dei fasci del collider, infatti, si ha un numero di interazioni fra le particelle collidenti distribuito secondo la distribuzione di Poisson con un valore medio dato da:

$$\mu = \frac{\sigma_{int} \cdot \mathcal{L}}{n_b \cdot f_r} \quad (1.10)$$

Nel caso di LHC ed utilizzando i parametri dati nella tabella 1.1, si ottiene un valore tipico $\mu \sim 35$ (alla massima luminosità). Ovviamente il numero medio di interazioni varia da un massimo all'inizio delle interazioni fra i fasci e decresce esponenzialmente secondo la loro vita media. Nel 2012 tipicamente il numero di interazioni in ogni run è variato da circa 35, all'inizio, fino ad un minimo di circa 10 interazioni per bunch crossing. Raggiunto tale valore in generale i fasci venivano interrotti e si procedeva ad un nuovo riempimento dei protoni. Il numero medio di interazioni per bunch non è uguale fra tutti i bunch collidenti. Ciò dipende dalla popolazione dei vari bunch nella procedura di riempimento di LHC. Differenze dell'ordine del 20-30% fra i vari bunch sono generalmente osservate.

1.2.2 Misure relativa ed assoluta della luminosità

La misura della luminosità può avvenire in due modi: misura relativa e misura assoluta.

Con **misura relativa** si intende il monitoraggio delle variazioni di luminosità istantanea nel tempo senza la possibilità di fornirne un valore assoluto. Per fornire tale misura non è necessaria quindi una calibrazione assoluta del

monitor di luminosità, ma è ovviamente necessario che la sua risposta sia lineare sull'intero intervallo di variabilità della luminosità stessa. Nel caso di LHC ciò significa che un monitor deve garantire linearità su un intervallo compreso tipicamente fra 10^{27} e $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, cioè 7 ordini di grandezza. Questo è cruciale in quanto il monitoraggio della luminosità è impiegato per vari scopi: controllo della stabilità del fascio, ottimizzazione dell'uso dei fattori di prescalaggio dinamici del trigger, controllo della qualità dei dati acquisiti, protezione di rivelatori sensibili alla radiazione (ad esempio i detector più vicini al fascio).

Con **misura assoluta** si intende invece la capacità da parte del rivelatore di fornire il valore della luminosità necessario per la normalizzazione assoluta nelle misure di sezione d'urto (vedi formula 1.8). Per tale scopo è quindi necessaria una calibrazione assoluta dei monitor di luminosità. Il principio su cui si basa tale calibrazione è il seguente: misurare contestualmente la luminosità assoluta, mediante un dispositivo/metodo esterno rispetto al monitor da calibrare, ed il rate di interazioni (R) osservato dal monitor di luminosità. In tal modo il rate osservato viene immediatamente mappato in un valore di luminosità assoluta ed il fattore di conversione è la costante di calibrazione:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma_{int} \cdot \epsilon} \cdot R = \frac{1}{\sigma_{vis}} \cdot R \quad (1.11)$$

dove ϵ rappresenta l'accettanza ed efficienza del monitor di luminosità. Nella formula, la luminosità \mathcal{L} deve essere fornita da una sorgente indipendente dal rivelatore monitor di luminosità il quale invece fornisce la misura relativa R . La costante di calibrazione $\sigma_{vis} = \epsilon \cdot \sigma_{int}$, detta sezione d'urto visibile, può essere determinata con varie procedure. Il metodo utilizzato negli esperimenti di LHC, ed in particolare da ATLAS, è il metodo proposto da Simon Van Der Meer, detto *Van Der Meer scan*, che è descritto nel paragrafo 2.3.

È da notare che qualunque procedura di calibrazione dei monitor di luminosità deve garantire alcuni requisiti fondamentali:

- garantire una precisione adatta alla precisione desiderata nelle misure di fisica (ad esempio misure di sezione d'urto);
- indipendentemente dalla procedura e dalle condizioni nelle quali viene eseguita, deve essere valida in tutto l'intervallo di luminosità nel quale il monitor deve operare;
- la sua stabilità nel tempo deve essere garantita.

Scopo della presente tesi è quello di verificare la stabilità nel tempo e l'eventuale dipendenza dalla luminosità istantanea (o alternativamente dal numero medio di interazioni per bunch crossing, μ) della costante di calibrazione, utilizzando la selezione del canale di produzione del bosone Z nelle interazioni protone-protone all'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ad LHC. In particolare viene presentata la misura della sezione d'urto di produzione della Z (che decade in due muoni) in un intervallo di tempo che copre l'intera presa dati del 2012 e la sua dipendenza dal numero medio di interazioni per bunch crossing.

1.3 Importanza della Luminosità nelle misure fisiche

Come evidente dalla formula 1.8, effettuare una misura accurata della luminosità integrata è fondamentale in ogni misura di sezione d'urto. Un esempio è rappresentato dal canale discusso in questa tesi, cioè il canale:

$$pp \rightarrow Z + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X \quad (1.12)$$

cioè la produzione inclusiva del bosone vettore Z che decade in due muoni. La sezione d'urto di tale processo può essere espressa dal punto di vista sperimentale come:

$$\sigma_{Z \rightarrow \mu\mu}^{tot} = \frac{(N_Z - B_Z)}{\epsilon \cdot L} \quad (1.13)$$

dove:

- N_Z è il numero di eventi $Z \rightarrow \mu\mu$ acquisiti dal rivelatore e selezionati a seguito di una catena di analisi;
- B_Z è il fondo residuo dovuto a canali diversi che passano i tagli dell'analisi;
- ϵ è l'efficienza complessiva di rivelazione e selezione del canale;
- L è la luminosità integrata considerata nel conteggio di N_Z .

Dalla formula risulta evidente come l'incertezza nella determinazione della luminosità integrata entri direttamente nella precisione della misura della sezione d'urto. Tale ragionamento può essere ovviamente esteso a qualsiasi canale di fisica ma assume una importanza cruciale quando la ricerca si concentra su canali che possono rivelare l'esistenza di fenomeni oltre il Modello Standard, ovvero che possano essere indicatori di nuova fisica. In tali casi

infatti una precisa determinazione della sezione d'urto può consentire una separazione fra fenomeni previsti da Modello Standard e non.

Altrettanto fondamentale è il monitoraggio della luminosità istantanea per un impiego efficiente del fascio ed un'ottimizzazione del rendimento dell'apparato, come ad esempio l'uso di prescalaggi di *trigger* e per verificare che non ci siano anomalie del fascio durante le collisioni.

Per misurare la luminosità ad ATLAS sono comunemente utilizzati due luminometri dedicati, LUCID e BCM, che verranno descritti nel prossimo capitolo. Sono inoltre utilizzati due ulteriori rivelatori, i calorimetri elettromagnetico ed adronico in avanti FCAL e TileCAL per un controllo incrociato della misura effettuata dai primi due. Anche questi rivelatori sono descritti nel prossimo capitolo. La strategia di ATLAS di effettuare una misura ridondante della luminosità è considerata dall'esperimento fondamentale per una corretta valutazione degli errori sistematici su tale misura e per una corretta valutazione di eventuali effetti di dipendenza dal tempo e dalla luminosità (ovvero dal numero medio di interazione per bunch crossing).

Capitolo 2

La misura della Luminosità ad ATLAS

2.1 LHC

Il Large Adron Collider (LHC), rappresentato in figura 2.1, è un collider di particelle costruito dall'European Organization for Nuclear Research (CERN) al confine tra Svizzera e Francia, nella periferia di Ginevra, con lo scopo di eseguire un ampio spettro di misure nel campo delle particelle elementari, quali verifiche delle previsioni del Modello Standard e ricerca di nuova fisica.

LHC è posto in un tunnel circolare della circonferenza di circa 27 km ad una profondità compresa tra 50 m e 175 m. Esso è in grado di accelerare protoni o ioni pesanti ad alta energia e a luminosità mai raggiunte in precedenza. Il periodo di presa dati di LHC è iniziato il 30 Marzo 2010, con una energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 7$ TeV ed una luminosità istantanea di picco $\mathcal{L} = 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$. Attualmente invece ha raggiunto un'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 8$ TeV ed una luminosità istantanea di picco $L \sim 0.7 \cdot 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$. I fasci circolano in direzioni opposte, in due camere separate in condizioni di vuoto ultra spinto ($10^{-10} torr$) e sono mantenuti su traiettorie circolari grazie ad un campo magnetico di 8.3 T generato da 1232 magneti di dipolo e focalizzato da 392 magneti di quadrupolo, ciascuno lungo 14.3 m e raffreddato con elio superfluido alla temperatura di 1.9 K. Ogni magnete è composto da cavi superconduttori, avvolti in bobine, che generano il campo magnetico al passaggio della corrente elettrica, che è dell'ordine di 20 kA. Entrambi i fasci sono strutturati in 3564 pacchetti o *bunch*, separati di 25 ns l'uno dall'altro e contenenti circa 10^{11} protoni ciascuno.

Nel 2012 solo 1368 di questi erano effettivamente riempiti e la distanza minima fra essi era di 50 ns.

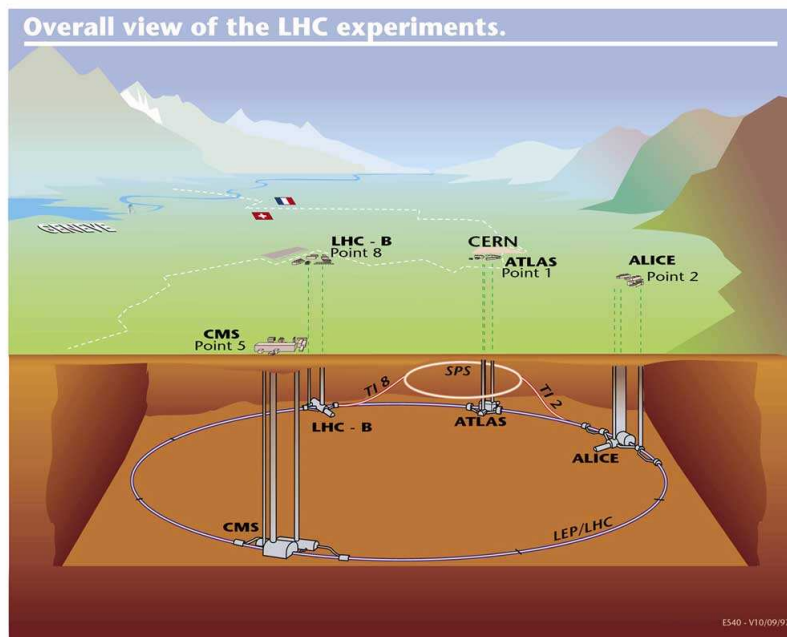


Figura 2.1: LHC ed i suoi esperimenti

Lungo l'anello sono posti diversi esperimenti, i principali dei quali sono:

- ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), figura 2.2, è uno dei due esperimenti progettati per studiare diversi ambiti della fisica delle particelle, quali la ricerca del bosone di Higgs, misure di precisione nel settore del Modello Standard, misure sul quark top, ricerca delle supersimmetrie e della materia oscura.
- CMS (*Compact Muon Spectrometer*) ha gli stessi propositi di ATLAS, ma utilizza tecnologie differenti e un diverso sistema di detector e magneti.
- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) studia le collisioni fra ioni pesanti per ricreare le condizioni immediatamente successive al Big Bang e poter studiare lo stato della materia chiamato *quark gluon plasma*.
- LHCb studia il comportamento del quark bottom, al fine studiare le differenze tra materia ed antimateria che hanno portato all'attuale asimmetria tra le due.

Una descrizione dettagliata del rivelatore ATLAS può essere trovata in [2]. In questo capitolo vengono descritti in dettaglio i soli rivelatori utilizzati per la misura della luminosità.

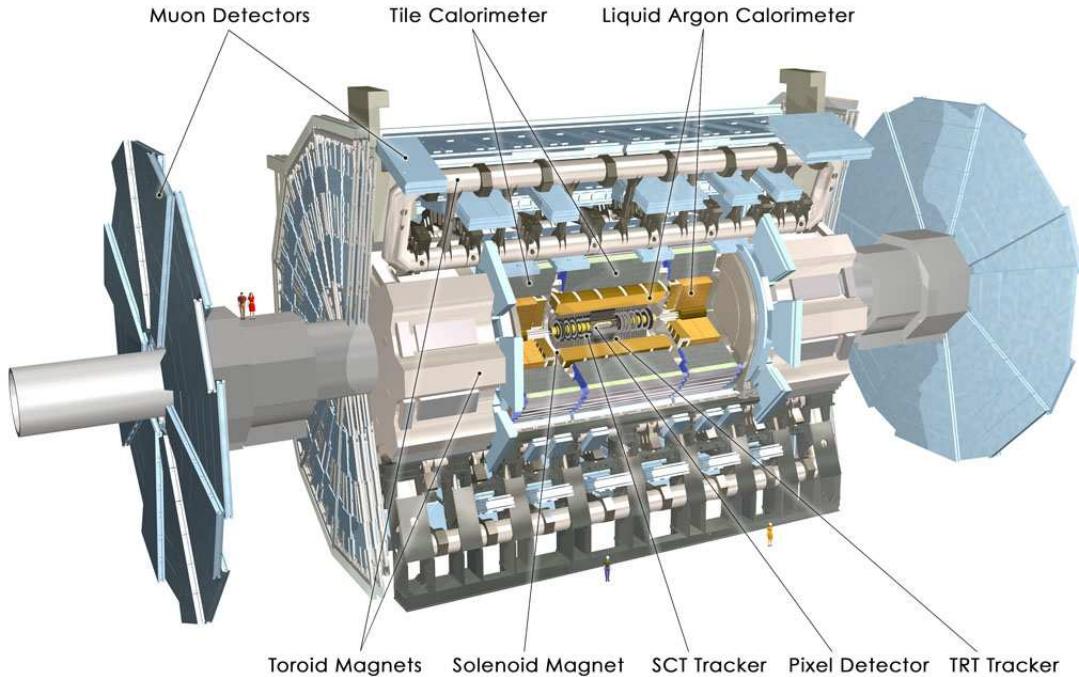


Figura 2.2: L'esperimento ATLAS

2.2 I rivelatori di luminosità ad ATLAS

La luminosità è tradizionalmente monitorata nei collider di adroni, usando contatori posti nella direzione in avanti (*forward*). Il principio funzionale di tali detector è di determinare la luminosità dal tasso dei bunch vuoti collidenti. L'uso di questo genere di detector è limitato a situazioni in cui la luminosità ed il livello di radiazione è atteso essere basso. Alla luminosità di LHC la maggior parte degli incroci fra i fasci produce interazioni multiple, come accennato nel capitolo precedente, e quindi devono essere impiegate tecniche addizionali. La luminosità ad ATLAS non è quindi solo monitorata dal conteggio frazionario dei bunch vuoti o pieni, ma anche dalla misura del numero di interazioni $p-p$ per bunch collidente, ovvero dalla misura di μ (vedi paragrafo 1.2.1). Questo implica che è cruciale, negli esperimenti

di LHC, essere in grado di misurare la luminosità bunch per bunch, ovvero ad ogni incrocio dei fasci. In linea teorica, LHC è stato progettato per ottenere incroci di fasci ogni 25 ns e quindi un rivelatore di luminosità deve avere una risoluzione temporale inferiore a tale valore. Nella realtà, fino ad ora, si è lavorato con incroci dei fasci ogni 50 ns, mentre è previsto che il funzionamento da progetto sarà ottenuto nella prossima presa dati, a partire dal 2015. Nei paragrafi seguenti sono descritti i due monitor di luminosità che eseguono la misura bunch per bunch. Sono inoltre descritti i due rivelatori che contribuiscono al controllo della misura ma solo mediante misure medie sui bunch collidenti ovvero i calorimetri elettromagnetico e adronico forward. Verrà inoltre descritta la procedura di calibrazione Van Der Meer utilizzata per la calibrazione dei monitor nel 2012 e verranno discusse le incertezze sistematiche sulla misura della luminosità sia dovute alla procedura di calibrazione, sia al funzionamento dei rivelatori in relazione alla stabilità temporale che alla stabilità in funzione di μ . Da tale discussione risulterà evidente che il controllo dei risultati con la misura della sezione d'urto del canale $pp \rightarrow Z + X \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$ è di fondamentale importanza.

2.2.1 Il Beam Condition Monitor (BCM)

Il detector BMC, in figura 2.3, consiste di due stazioni, poste simmetricamente rispetto al punto di interazione, ad una distanza da esso $z = \pm 184cm$ ed ad una distanza radiale dalla beam-pipe $r = 55mm$. Ognuno di essi è costituito da quattro moduli disposti a croce, situati vicino alla *beam pipe*, all'interno dell'inner detector. Il rivelatore si trova ad una pseudo-rapidità $\eta \approx 4.2$. La coppia di sensori verticale (BCM_V) e orizzontale (BCM_H) sono letti in maniera indipendente e forniscono quindi misure indipendenti di luminosità.

Ciascun modulo include due sensori a diamante letti in parallelo. Quando una particella carica attraversa uno dei due sensori a diamante, il cristallo si ionizza e viene emesso un segnale di ionizzazione al minimo (minimum ionizing particle, MIP). Il segnale è letto da un'elettronica veloce posizionata vicino al rivelatore. Ciò è dettato dalla richiesta di una risoluzione inferiore al ns. Mediante la misura del tempo di passaggio delle particelle che lo attraversano e dell'ampiezza dei segnali da esse rilasciati, il BCM è in grado di distinguere gli eventi causati dalle interazioni nel punto di interazione da quelle dovute a particelle perse dal fascio. Per questa ragione il rivelatore è adatto come monitor delle condizioni del fascio, cruciale per la protezione dell'inner detector.

Grazie a queste caratteristiche il BCM è particolarmente adatto alla misura della luminosità bunch per bunch. Nel 2012 la misura fornita dal BCM ver-

ticale (BCM_V) è stata utilizzata come riferimento ufficiale dall'esperimento ATLAS.

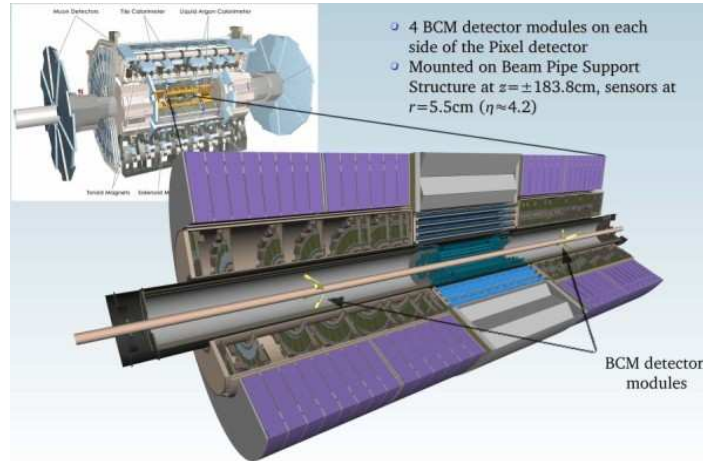


Figura 2.3: Il detector BCM

2.2.2 LUCID

LUCID (Luminosity measurement using Cherenkov Integrating Detector), in figura 2.4, è l'altro monitor di luminosità di ATLAS in grado di misurare la luminosità bunch per bunch. Il rivelatore è composto da due moduli simmetrici posti a 17 m dal punto d'interazione ad una distanza media di pochi centimetri dalla beam pipe e copre una regione di pseudorapidità $5.4 < \eta < 5.9$. Ogni modulo è formato da 20 tubi di alluminio interamente riflettenti, lunghi 1.5 m e con un diametro di 15 mm riempiti di un gas ad alto indice di rifrazione (C_4F_{10}) alla pressione di 1.1 bar. I tubi sono direzionati verso la regione di interazione al fine di ottimizzare la misura delle particelle prodotte nelle interazioni nel punto di interazione (IP). Quando una particella carica proveniente dall'IP entra in uno dei tubi, emette fotoni per effetto Cherenkov. La luce Cherenkov così prodotta è emessa con un angolo di 3° e dopo in media 3 riflessioni interne è raccolta da un fotomoltiplicatore (PMT), posto alla fine del tubo. L'emissione di luce Cherenkov è intrinsecamente veloce (pochi ns), così da assicurare un'accurata capacità di lettura per ogni incrocio dei fasci. Inoltre tale struttura garantisce un segnale più elevato in presenza di particelle provenienti dall'IP, che attraversano interamente il tubo, rispetto a quelle prodotte nelle interazioni secondarie nella beam-pipe che attraversano trasversalmente i tubi e quindi rilasciano in media meno luce Cherenkov. I

segnali analogici prodotti dai fotomoltiplicatori sono comparati con una soglia predefinita tramite *Constant Fraction Discriminators* e, nel caso di un segnale sopra la soglia, sono convertiti in un segnale digitale (*hit*).

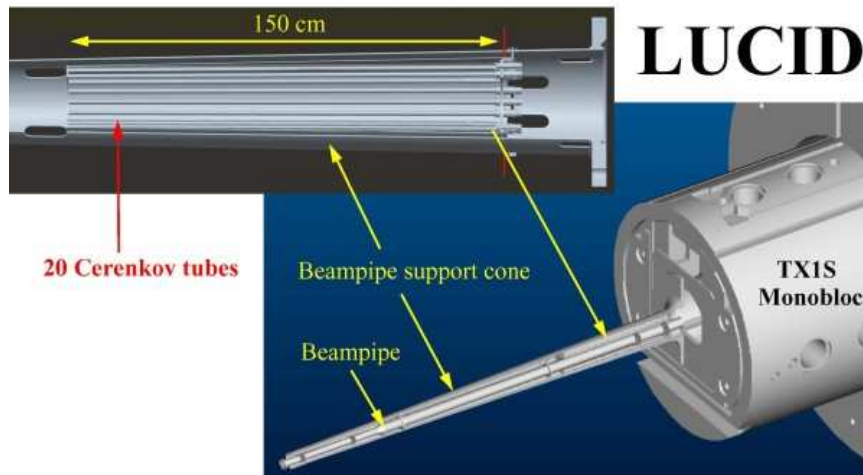


Figura 2.4: Il detector LUCID

Algoritmi per la misura della luminosità

In questo paragrafo sono descritti gli algoritmi utilizzati dai rivelatori LUCID e BCM per misurare il numero medio di interazioni per bunch crossing, μ , in un Luminosity Block. Tali algoritmi si dividono in due classi:

- Conteggio degli eventi (*Event counting*): basato sulla misura della frazione di eventi con almeno una hit (LUCID e BCM);
- Conteggio delle hit (*Hit counting*) basato sulla misura del numero di hit (tubi colpiti) per evento (solo LUCID);

Poiché lo scopo di questa tesi è verificare la qualità della misura ufficiale di luminosità fornita dal BCMV che utilizza solo l'algoritmo di conteggio degli eventi ci concentreremo su questo.

Sia ϵ l'efficienza del rivelatore di luminosità (ad esempio LUCID o BCM) nell'osservare una interazione protone-protone quando questa avviene. La probabilità $P_0(1)$ che il rivelatore non osservi una interazione avvenuta è quindi data da:

$$P_0(1) = 1 - \epsilon \quad (2.1)$$

Nell'ipotesi che l'efficienza di rivelare una singola interazione non cambi quando avvengono interazioni multiple (ovvero n interazioni nello stesso bunch crossing), allora la probabilità di non osservare n interazioni in un bunch-crossing è:

$$P_0(n) = (1 - \epsilon)^n \quad (2.2)$$

Assumendo che il numero effettivo n di interazioni che avvengono in un bunch crossing sia distribuito secondo una distribuzione di Poisson con valor medio μ , avremo che la probabilità che il rivelatore non osservi nulla, in tale situazione, è la media pesata dell'efficienza dell'equazione 2.2 mediante la distribuzione di probabilità di Poisson:

$$P_0(\mu) = \sum_{n=0}^{n=\infty} (1 - \epsilon)^n \frac{e^{-\mu} \mu^n}{n!} = e^{-\epsilon\mu} \quad (2.3)$$

e la probabilità che il rivelatore osservi almeno una interazione vale:

$$P_{>0}(\mu) = 1 - P_0(\mu) = 1 - e^{-\epsilon\mu} \quad (2.4)$$

da cui discende che:

$$\mu = \frac{-\ln(1 - P_{>0}(\mu))}{\epsilon} \quad (2.5)$$

Quindi il conteggio della frazione di bunch crossing nei quali il rivelatore osserva un segnale rispetto al totale degli incroci avvenuti nel LB ($P_{>0}(\mu)$) consente di determinare il valor medio delle interazioni per bunch crossing e, di conseguenza, la luminosità istantanea, in base all'equazione 1.10. Analoghe formule valgono anche nel caso dello Hit Counting, con la sola differenza che, in questo caso, l'osservabile non è la frazione di eventi osservati rispetto al totale ma il numero di hit contate. Dal momento che in questa tesi viene discusso il controllo della luminosità ufficiale di ATLAS (basata su algoritmi di event counting) mediante l'analisi del canale di fisica $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, è fuori dai nostri scopi la discussione dettagliata degli algoritmi di hit counting. Vale la pena però notare che tali algoritmi offrono il vantaggio di essere in grado di coprire un intervallo di luminosità istantanea più ampio degli algoritmi di Event Counting prima della saturazione ($P_{>0}(\mu) = 1$), limite oltre il quale la misura non è più affidabile. Gli algoritmi di Hit Counting saranno quindi cruciali nella prossima presa dati ad altissima luminosità di LHC.

2.2.3 La misura della luminosità con i calorimetri FCAL TileCAL

Una descrizione dettagliata dei calorimetri di ATLAS è riportata in [3]. In questo paragrafo vengono forniti i dettagli essenziali relativi alle carat-

teristiche di tali calorimetri per quello che riguarda la loro misura della luminosità.

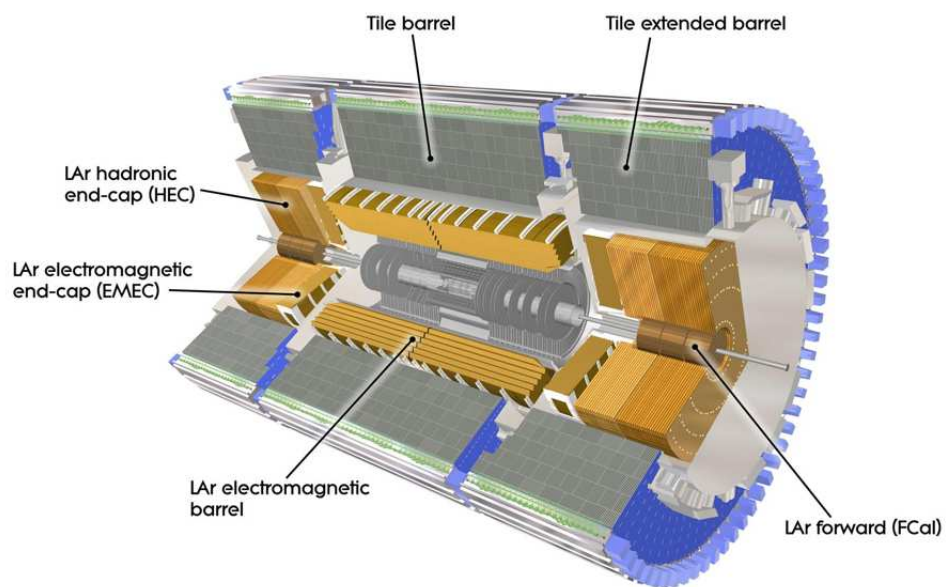


Figura 2.5: I calorimetri di ATLAS, FCAL e TileCAL

Il Calorimetro Tile (TileCal), mostrato in figura 2.5, è il calorimetro adronico centrale di ATLAS. È un calorimetro a campionamento costituito da piani di ferro come assorbitore e scintillatori plastici come materiale attivo e copre l'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 1.7$. Il rivelatore consiste in tre cilindri, uno centrale e due laterali adiacenti a quello centrale ai due lati. Ogni cilindro è diviso in 64 slice in ϕ e segmentato in 3 piani radiali. Le celle hanno geometria proiettiva verso l'IP e sono lette, tramite fibre ottiche, da due fotomoltiplicatori. La corrente tirata da ogni fotomoltiplicatore è monitorata da un integratore sensibile a correnti da 0.1 nA a 1.2 mA. La corrente misurata è proporzionale al numero totale di particelle che attraversano una cella e quindi proporzionale alla luminosità integrata su tutti i bunch. La misura fornita dal calorimetro TileCal non è effettuata quindi, a differenza di LUCID e BCM, bunch per bunch.

Il calorimetro Forward (in avanti) FCAL, in figura 2.5, è un calorimetro a campionamento che copre l'intervallo di pseudorapidità compreso fra $3.2 < |\eta| < 4.9$ simmetricamente rispetto al punto di interazione. Ognuno dei due moduli di FCAL è suddiviso in 3 matrici di assorbitori, rispettivamente di rame (il primo) e di tungsteno (gli altri due). Ogni matrice ospita tubi paralleli al fascio pieni di argon liquido come mezzo attivo. Ogni matrice è instrumentata con 64 linee di alimentazione indipendenti, regolate in maniera da fornire un campo elettrico stabile all'interno dell'Argon. Le correnti tirate dai sistemi di alimentazione sono, come nel caso del TileCAL, proporzionali al rate di particelle che interagiscono nel calorimetro, e quindi alla luminosità. Come nel caso del TileCAL, anche FCAL può fornire solo una misura integrata di luminosità e non bunch per bunch.

L'importanza della misura di luminosità fornita dai calorimetri consiste principalmente nel fatto che si basa su un principio completamente diverso dagli algoritmi di conteggio utilizzati da LUCID e BCM. Nel caso dei calorimetri infatti, come descritto, la misura non si basa sulla misura di rates di eventi, ma sulla misura di correnti proporzionali ai flussi di particelle prodotti nelle interazioni. Come già osservato, la strategia di ATLAS di misurare la luminosità con metodologie indipendenti ed ortogonali è garanzia di un preciso controllo dei sistematici della misura.

2.3 La calibrazione van der Meer

Come accennato nel paragrafo 1.2.2, la calibrazione assoluta di un monitor di luminosità necessita di un input esterno, ovvero di un dispositivo o di un metodo, esterno rispetto al monitor da calibrare, che fornisca un valore assoluto di luminosità sufficientemente preciso, da mettere in relazione al

rate osservato dal monitor in questione. Il fattore di conversione fra i due osservabili rappresenta la costante di calibrazione del monitor.

Tre sono i problemi principali di una tale procedura.

- identificare uno o più sorgenti esterne sufficientemente precise in grado di fornire la luminosità assoluta per la calibrazione;
- assicurarsi che la costante di calibrazione ottenuta in specifiche condizioni (ad esempio in termini di luminosità istantanea) valgano sull'intero intervallo di funzionamento del monitor;
- assicurarsi che la costante di calibrazione si mantenga costante nel tempo ovvero non cambi a causa di un cambiamento delle condizioni di lavoro del monitor dovute, ad esempio, ad invecchiamento del rivelatore o ad altri problemi.

In questo paragrafo si descrive la procedura utilizzata nel 2012 per la calibrazione dei luminometri. Nei paragrafi successivi si discute la stabilità nel tempo e la dipendenza dalla luminosità istantanea (ovvero da μ) della misura di luminosità mediante il confronto fra i vari rivelatori di ATLAS. Nel capitolo successivo, dedicato all'analisi del canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ si descrive infine la procedura, basata sull'analisi di un canale di fisica, di verifica della stabilità della misura di luminosità fornita dai monitor di ATLAS.

Il metodo utilizzato nel 2012 per la calibrazione dei monitor, venne proposto originariamente, nel 1968, da Van der Meer [4]. In tale metodo la luminosità di riferimento per la calibrazione (vedi formula 1.11) viene fornita direttamente dall'acceleratore mediante i parametri del fascio. In particolare, nella formula 1.5 l'acceleratore fornisce con elevata precisione N_1 ed N_2 , ovvero il numero di protoni che popolano i bunches. Per ottenere la luminosità assoluta è però necessario anche misurare σ_x e σ_y che non sono controllate con altrettanta precisione dall'acceleratore. Questa misura viene effettuata durante il cosiddetto Van Der Meer Scan dai monitor di luminosità con la procedura sotto descritta. Una volta effettuata questa misura, la luminosità è completamente determinata e consente la calibrazione assoluta dei monitor.

Le dimensioni dei fasci vengono determinate variando, in maniera quasi continua, la distanza relativa fra i due fasci, partendo da una distanza elevata (piccola sovrapposizione fra i fasci) fino alla loro totale sovrapposizione e poi di nuovo aumentandone la distanza. Tale procedura viene eseguita separatamente nelle direzioni ortogonali X e Y. Durante lo scan in X i fasci sono completamente sovrapposti in Y e viceversa. Durante tale movimento, i monitor di luminosità registrano i rispettivi tassi di conteggi. L'integrale di

sovrapposizione, nell'equazione 1.3 (ad esempio nella direzione x) può essere calcolata, come [4]:

$$\Omega_x(\rho_1, \rho_2) = \frac{R_x(0)}{\int R_x(x) \cdot dx} \quad (2.6)$$

dove $R_x(x)$ è il tasso misurato dal detector che monitora la luminosità, durante una scansione orizzontale del fascio, quando la separazione tra i fasci è x (e quindi $R_x(0)$ è il rate misurato quando la sovrapposizione fra i fasci è massima). Nella equazione 2.6 è implicita l'assunzione che non ci sia correlazione tra la distribuzione della densità delle particelle in x ed in y . Nello scan del 2012, tale assunzione risulta non completamente verificata e costituisce l'effetto sistematico dominante nella valutazione delle incertezze sulla calibrazione. Si può definire Σ_x , con l'equazione:

$$\Sigma_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\int R_x(x) \cdot dx}{R_x(0)} \quad (2.7)$$

Nel caso in cui R_x abbia distribuzione Gaussiana, Σ_x coincide con la deviazione standard di $R_x(x)$ ed è quindi interamente misurata dai monitor di luminosità. Combinando le equazioni 2.6 e 2.7, l'equazione 1.2 può essere riscritta come:

$$\mathcal{L} = \frac{n_b \cdot f_r \cdot I_1 \cdot I_2}{2\pi \cdot \Sigma_x \cdot \Sigma_y} \quad (2.8)$$

Quindi, una volta determinate Σ_x e Σ_y è possibile misurare la luminosità dai parametri del fascio e calibrare i monitor.

Le condizioni del fascio durante una data scansione VdM sono differenti da quelle delle normali condizioni di acquisizione dei dati. Nel metodo VdM i bunch collidenti sono pochi (nel 2012 $n_b=35$), non sono sequenziali e vengono tenuti a bassa intensità, ovvero con un numero medio di interazioni per bunch crossing basso (nel 2012 $\mu < 5$). Queste condizioni vengono scelte per ridurre diverse incertezze sistematiche, nella procedura di scansione. Per questa ragione è cruciale verificare che tale calibrazione sia valida anche nell'intervallo di μ considerato nella fase normale di acquisizione dati (nel 2012 fino a $\mu \sim 40$).

La calibrazione dell'anno 2012 è stata effettuata all'inizio della presa dati, nel mese di Aprile ed è stato caratterizzato da un numero di bunch collidenti $n_b = 35$ distanziati di circa $1 \mu s$ l'uno dall'altro (mentre, nella presa dati normale, la distanza fra i bunch collidenti è stata, nel 2012, di 50 ns). La calibrazione è stata effettuata in maniera indipendente su tutte le 35 coppie di bunch collidenti, fornendo quindi 35 valutazioni indipendenti della costante di calibrazione per ognuno dei monitor coinvolti (LUCID e BCM).

	Sezione d'urto visibile σ_{vis} in (mb)	$\epsilon = \frac{\sigma_{vis}}{\sigma_{int}}$
LUCID	$36.575 \pm 0.0005_{st} \pm 1.196_{sys}$	0.501
BCMh	$4.8605 \pm 0.0010_{st} \pm 0.1589_{sys}$	0.06658
BCMv	$4.8492 \pm 0.0010_{st} \pm 0.1586_{sys}$	0.06643

Tabella 2.1: Costante di calibrazione σ_{vis} determinata nel Van Der Meer Scan del 2012 per i monitor LUCID, BCMV e BCMH. Nell'ultima colonna è riportata l'accettanza ed efficienza di 3 rivelatori ($\epsilon = \frac{\sigma_{vis}}{\sigma_{int}}$)

I valori della costante di calibrazione σ_{vis} (vedi equazione 1.11) per LUCID e BCM sono riportati in tabella 2.1. L'errore sistematico associato è risultato essere, per il 2012, del 3.27% interamente dominato dal contributo dovuto alla correlazione fra la forma del fascio nelle due direzioni ortogonali, X ed Y, e completamente correlato fra i vari rivelatori.

2.4 Effetti sistematici nella misura della luminosità nel 2012

Nel paragrafo precedente si è discussa la procedura di calibrazione e si sono forniti i valori per la costante di calibrazione dei monitor di luminosità, BCMV, BCMh e LUCID, e le rispettive incertezze sistematiche. Tali incertezze riguardano però esclusivamente la procedura di calibrazione ma non sono le uniche sorgenti di errore sistematico nella misura di luminosità durante la presa dati normale. La determinazione di σ_{vis} è svolta infatti solo una volta (o poche volte) durante la presa dati (si noti che la procedura di calibrazione è estremamente costosa in termini di tempo e sforzo dal punto di vista dell'acceleratore), ed ad un valore di μ relativamente basso rispetto alla normale presa dati. Come già discusso è necessario verificare sorgenti aggiuntive di incertezza sistematica ed in particolare:

- indipendenza della calibrazione da μ ;
- stabilità temporale sul lungo periodo della calibrazione;
- sottrazione del fondo nella misura di luminosità

Riguardo all'ultimo punto è da notare che la particolare configurazione di fascio utilizzata durante il Van Der Meer Scan (pochi bunch collidenti) riduce al minimo il fondo fisico dovuto all'attivazione dei rivelatori e alle interazioni

fra i protoni e le molecole residue all'interno della beam-pipe (fondo di beam-gas). Tali condizioni non sono confrontabili con gli alti livelli di attivazione e di interazioni di beam-gas che si verificano durante la presa dati normale.

Nel 2012 si è scelto di fornire il valore ufficiale della luminosità, da utilizzare nelle analisi dei dati, utilizzando la misura fornita dal BCMV. LUCID, BCMH e, per quello che riguarda le misure integrate e non bunch per bunch, FCAL e TileCAL, vengono utilizzati per valutare gli effetti sistematici sulla misura fornita dal BCMV. Nei due paragrafi successivi si descrivono i confronti eseguiti e si fornisce una stima preliminare delle incertezze sistematiche sulla misura della luminosità, dovute alla stabilità nel tempo e alla linearità con μ , utilizzando i vari rivelatori.

Nella tabella 2.2 sono elencati i contributi alla incertezza sistematica complessiva sulla misura di luminosità e la valutazione preliminare della loro entità.

2.4.1 Stabilità nel tempo della misura di luminosità

Nelle figure 2.6 e 2.7 è graficata la quantità:

$$\frac{\mu_{det}}{\mu_{BCMV}} - 1[\%] \quad (2.9)$$

ovvero lo scarto percentuale fra il numero medio di interazioni per bunch crossing, run per run, misurato da un generico rivelatore e quello di riferimento misurato dal BCMV, in funzione del tempo, in un intervallo temporale che copre l'intera presa dati del 2012 da Maggio a Dicembre. Si ricorda che, in base alla equazione 1.10, μ è proporzionale alla luminosità. In figura 2.6 sono rappresentati BCMH e LUCID (con diversi algoritmi di Event e Hit counting) mentre in figura 2.7 sono rappresentati i calorimetri FCAL e TileCAL (è anche rappresentato il risultato di un algoritmo di misura basato sul conteggio dei vertici di interazione non discusso in questa tesi).

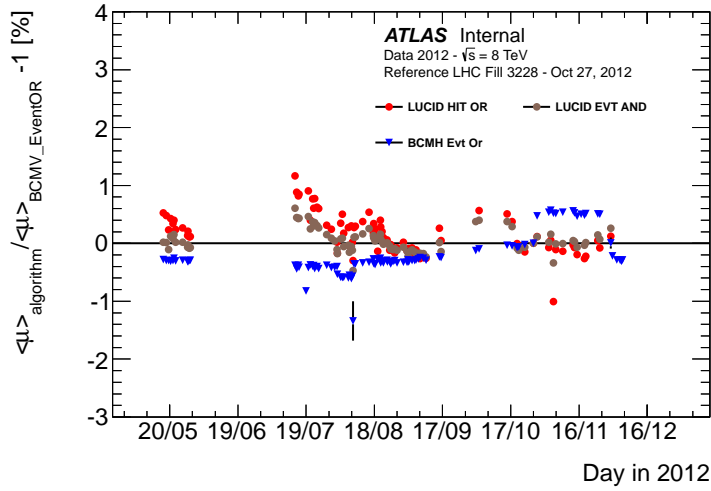


Figura 2.6: Differenza percentuale fra il valore medio di μ , run per run, misurato da BCMH e da due algoritmi di Event e Hit Counting di LUCID e quello misurato dall'algoritmo di riferimento di ATLAS (BCMV), in funzione del tempo.

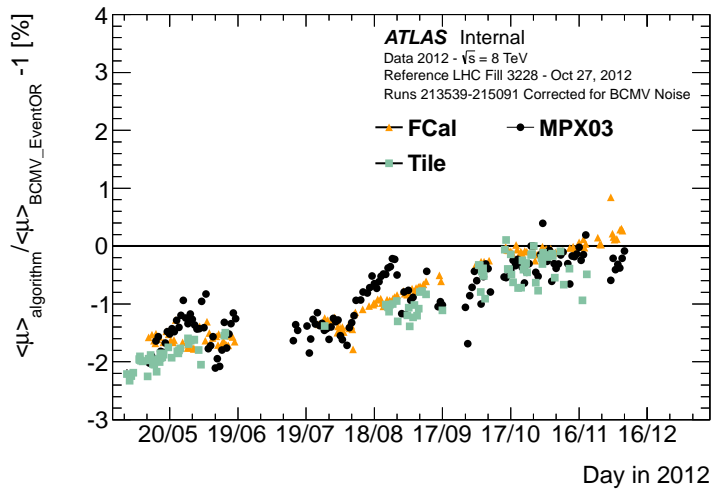


Figura 2.7: Differenza percentuale fra il valore medio di μ , run per run, misurato dai calorimetri FCal e TileCAL e quello misurato dall'algoritmo di riferimento di ATLAS (BCMV), in funzione del tempo. In figura è rappresentata anche la misura effettuata utilizzando il conteggio dei vertici di interazione, MPX03, non discusso in questa tesi.

Come si può notare, mentre LUCID e BCM rimangono sostanzialmente in accordo, entro circa l'1% lungo tutto il periodo di presa dati, i calorimetri mostrano un andamento nel tempo rispetto al BCMV con un effetto massimo dell'ordine del 2%. Il confronto fra i vari rivelatori non è sufficiente, da solo, per stabilire se l'incremento della luminosità misurata dai calorimetri, rispetto al BCMV o al LUCID, sia dovuta ai calorimetri stessi o al BCMV. Questo secondo caso comporterebbe, ovviamente, un errore progressivo nel valore di luminosità utilizzato nelle analisi dei dati di ATLAS. In base a questo solo confronto, la stima dell'incertezza sistematica nella misura della luminosità dovuta alla stabilità temporale sarebbe valutata essere di circa il 2%.

La misura della luminosità, utilizzando un canale di fisica, la cui sezione d'urto sia nota con sufficiente precisione (come ad esempio la $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$), e il monitoraggio della sua stabilità nel tempo rispetto a quella ufficiale fornita dal BCMV, è, quindi, un criterio del tutto indipendente da quello qui discusso per comprendere la stabilità della misura del BCMV. È questo uno degli scopi dell'analisi discussa nel capitolo successivo.

2.4.2 Dipendenza della misura della luminosità da μ

Come discusso nel paragrafo 2.3, la determinazione della costante di calibrazione viene effettuata a valori del numero medio di interazioni per bunch-crossing ($\mu < 5$) lontane dai valori tipici raggiunti nelle normali condizioni di presa dati ($5 < \mu < 40$). Questo significa che è necessaria una verifica della linearità dei rivelatori ovvero del fatto che la misura della luminosità non sia compromessa da una dipendenza da μ . Un effetto di questo tipo è comunemente detto μ -dependence. Per effettuare tale controllo, come nel caso della stabilità nel tempo, si confrontano i valori di luminosità istantanea (ovvero di μ) fornite da diversi rivelatori, con quella ufficiale del BCMV, in funzione del μ stesso. Qualsiasi dipendenza da μ di tale differenza è sintomo di una non linearità da parte di uno dei rivelatori coinvolti. In figura 2.8 è mostrata la quantità:

$$\frac{\mu_{det} - \mu_{BCMV}}{\mu_{BCMV}} [\%] \quad (2.10)$$

in funzione di μ_{BCMV} per vari algoritmi di Event e Hit Counting del LUCID ed per i calorimetri. Come si può osservare, il calorimetro TileCAL mostra una dipendenza da μ , rispetto al BCMV, non osservata da LUCID e FCAL. L'effetto massimo è dell'ordine dell'1% nell'intervallo $5 < \mu < 35$. Come nel caso precedente, è necessaria una verifica ulteriore da parte di un metodo non soggetto in linea di principio ad alcuna μ -dependence per decidere quale dei rivelatori, che mostrano una discrepanza relativa, ne sia il responsabile.

Di nuovo la misura della luminosità con un canale di fisica è un ottimo candidato, in quanto, per definizione, non è soggetto ad alcuna non linearità con l'aumento del numero medio di interazioni per bunch-crossing. Anche questo aspetto viene trattato nel capitolo successivo.

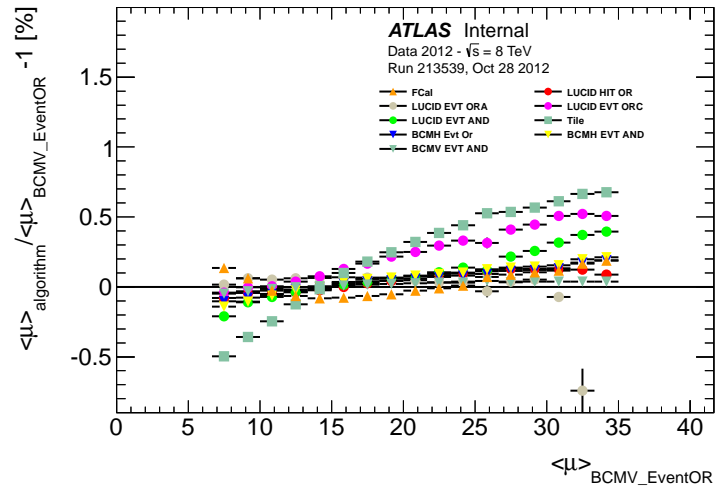


Figura 2.8: Differenza percentuale fra il valore medio di μ misurato dai vari algoritmi utilizzati per la misura della luminosità (BCMh, LUCID, calorimetri) e quello misurato dall'algoritmo di riferimento di ATLAS (BCMV), in funzione di μ .

Sorgente d'incertezza	$\frac{\delta L}{L}$
Incertezze di calibrazione (VdM)	3.27%
Stabilità temporale	2.00%
μ -dependence	1.00%
Totale	4.0%

Tabella 2.2: Incertezze sistematiche sulla misura della luminosità per la presa dati del 2012 (valori preliminari).

Nella tabella 2.2 sono elencati i contributi alla incertezza sistematica complessiva sulla misura di luminosità e la valutazione preliminare della loro entità. L'incertezza sistematica totale è ottenuta dalla somma in quadratura dei vari contributi.

Capitolo 3

Controllo della luminosità di ATLAS mediante il canale

$$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

3.1 La sezione d'urto $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$

In questo capitolo si presenta la misura della sezione d'urto $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, con lo scopo finale di verificare la qualità della misura della luminosità fornita dal BCMV con particolare riferimento ai problemi evidenziati nel capitolo precedente, ovvero la stabilità nel tempo e la dipendenza dal numero medio di interazioni per bunch crossing.

Sperimentalmente la sezione d'urto di produzione del bosone Z e di decadimento in due muoni è data dalla seguente formula:

$$\sigma_{Z \rightarrow \mu^+ \mu^-}^{tot} = \frac{N_Z^{obs} - N_{bkg}}{C_Z \cdot A_Z \cdot L} \quad (3.1)$$

dove

- N_Z^{obs} e N_{bkg} sono rispettivamente il numero di candidati $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ osservati ed il numero di eventi di fondo che passano la selezione $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$;
- A_Z descrive l'accettanza fiduciale dell'apparato ATLAS per il canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La definizione di A_Z è data nel paragrafo 3.4.1. È da notare che questo parametro è interamente valutato mediante la simulazione Monte Carlo;
- C_Z denota l'efficienza totale (ovvero di trigger, ricostruzione e selezione) degli eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ che si trovano nell'accettanza fiduciale

dell'apparato. Anche la definizione di C_Z è data nel paragrafo 3.4.1. Mentre la determinazione di C_Z è ottenuta mediante la simulazione Monte Carlo, ma, a differenza del precedente fattore, la risposta del Monte Carlo viene corretta mediante i dati reali in maniera indipendente per ogni periodo di presa dati per tenere conto delle effettive condizioni sperimentali e funzionali dei vari rivelatori in tale periodo;

- L è il valore di luminosità integrata relativo al periodo di presa dati all'interno del quale si conta N_Z^{obs} . Come già detto, tale valore durante la presa dati del 2012 è stato fornito dal BCMV. In tabella 3.1 sono riportati i valori corrispondenti ai run considerati nella presente analisi.

Come riportato in precedenza, il parametro A_Z descrive l'accettanza fiduciale dell'apparato ATLAS per il canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Esso corrisponde quindi alla regione fiduciale (geometrica e cinematica) coperta dal rivelatore ATLAS ed è definita nella seguente maniera:

- impulso trasverso dei muoni $P_t > 25$ GeV
- pseudorapidità dei muoni $|\eta| < 2.4$
- massa invariante della coppia $\mu^+ \mu^-$ nell'intervallo $66 < M_{\mu^+ \mu^-} < 116$ GeV.

È possibile perciò definire una sezione d'urto fiduciale:

$$\sigma_{Z \rightarrow \mu^+ \mu^-}^{fid} = \frac{N_Z^{obs} - N_{bkg}}{C_Z \cdot L} \quad (3.2)$$

ovvero la sezione d'urto di produzione del canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ nella sola regione nella quale il rivelatore è in grado di osservare tale canale. Tale definizione è di grande interesse in quanto è meno dipendente dal modello implementato nel Monte Carlo di generazione degli eventi in quanto è limitata alla regione effettivamente accessibile al rivelatore. All'interno della regione fiduciale è possibile verificare, con i dati reali, la qualità delle previsioni del Monte Carlo in termini, ad esempio, di distribuzioni cinematiche delle particelle generate ed effettuare correzioni basate sui dati reali. All'esterno della regione fiduciale invece non esistono, per definizione, dati reali acquisiti e quindi le previsioni del Monte Carlo non possono essere in alcun modo controllate e devono essere assunte come esatte. L'accettanza A_Z , che permette di passare dalla sezione d'urto fiduciale a quella totale, dipende dalla scelta del tipo di MC e dalle incertezze relative al modello di generazione ed alle PDF (*Parton Distribution Function*), le quali costituiscono un'incertezza aggiuntiva nella calcolo del valore della sezione d'urto totale rispetto alla fiduciale.

Nel seguito indicheremo semplicemente come $\sigma_{tot}^{Z,exp}$ e $\sigma_{fid}^{Z,exp}$ le sezioni d'urto totale e fiduciale del canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

3.2 Il campione di dati analizzato

L'analisi presentata in questa tesi è stata effettuata su un campione di dati acquisiti durante il 2012 e rappresentano una selezione distribuita in maniera uniforme lungo tutto il periodo di attività dell'acceleratore, in maniera da monitorare l'intera presa dati per lo studio della stabilità nel tempo della misura di luminosità. Nella tabella 3.1 è riportato l'elenco dei run considerati, la rispettiva luminosità integrata e data di acquisizione.

I dati sono stati acquisiti con un trigger di primo livello che richiede almeno un candidato muone con impulso trasverso di almeno 24 GeV . I dati acquisiti sono stati sottoposti a severi criteri di qualità per assicurarsi che tutti i sotto-rivelatori interessati si trovassero nelle condizioni di funzionamento ottimali, incluso il monitor BCMV che fornisce la luminosità. Tale controllo, detto Data Quality, fornisce una lista di Luminosity Blocks adatti all'analisi, detta Good Run list. I dati sono quindi sottoposti alla ricostruzione mediante i programmi ufficiali di ATLAS e vengono quindi resi disponibili sotto forma di ntuple. Il lavoro di tesi è consistito quindi nella applicazione di tagli di analisi mediante un programma ROOT/C++, per il conteggio di N_Z^{obs} e per la valutazione, mediante il MC, di A_Z e C_Z . La successione dei tagli di selezione applicati, sia per il dato reale che per il Monte Carlo, sono riportati nel paragrafo successivo.

3.3 La selezione del canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$

L'ordine logico dei tagli applicati nel programma di analisi è il seguente:

- Selezione degli eventi:
 - Good Run List: si richiede che gli eventi appartengano alla Good Run List (vedi sopra);
 - richiesta di trigger: si richiede la presenza di almeno un muone con impulso trasverso $P_T > 24 \text{ GeV}$;
 - Vertice di Interazione: si richiede l'esistenza di almeno un vertice di interazione primario formato da almeno tre tracce, per garantire una buona ricostruzione del vertice primario;
- Selezione dei muoni:

Run	Luminosità [pb^{-1}]	Data
203258	113,175	12/05
204668	151,433	07/06
204954	68,278	13/06
204955	86,751	13/06
206369	96,315	04/07
207046	115,055	15/07
207304	106,718	21/07
207447	164,526	24/07
207809	152,524	31/07
210302	154,111	15/09
211772	95,472	29/09
211867	140,533	01/10
211937	103,901	03/10
212721	112,641	15/10
212858	154,904	17/10
212993	117,499	19/10
213039	137,430	20/10
213157	20,303	23/10
213431	77,975	27/10
213900	134,125	02/11
213951	93,188	03/11
214021	168,850	04/11
214086	184,027	05/11
214216	117,304	08/11
215027	110,854	24/11
215063	89,009	25/11

Tabella 3.1: Elenco dei run considerati nell'analisi con la rispettiva luminosità integrata e la data di acquisizione

selezioni	eventi	ϵ_{abs}	ϵ_{rel}
tutti gli eventi	3930010		
tagli al vertice	3848780	0,979332	0,979332
trigger	1032490	0,262719	0,268264
muoni combinati	117018	0,0297755	0,113336
$p_t > 25 \text{ GeV}$	47840	0,012173	0,408826
$ \eta < 2,4$	45101	0,011476	0,942747
isolati	44122	0,0112269	0,978293
terzo veto muone	44118	0,0112259	0,999909
$q_1 q_2 < 0$	44111	0,0112241	0,999841
$66 \text{ GeV} < m_{inv} < 116 \text{ GeV}$	44111	0,0107827	0,960667

Tabella 3.2: Fattori di abbattimento dei tagli di selezione applicati.

- si richiede l’esistenza di almeno due candidati muoni *combined* (ovvero ciascuno dei quali lascia una traccia, oltre che nel tracciatore di muoni, anche nell’Inner Detector) ;
- Si richiede che l’impulso trasverso dei due muoni sia $P_t > 25 \text{ GeV}$;
- Si richiede che la loro pseudorapidità sia $|\eta| < 2.4$;
- l’extrapolazione della traccia dei muoni alla linea del fascio deve distare (nella direzione del fascio z) meno di 10 mm da un vertice primario;
- si richiede che i muoni siano isolati ovvero che non esistano tracce ulteriori, con $p_T > 1 \text{ GeV}$, all’interno di un cono, il cui asse è definito dal muone stesso, di raggio $R = 0.2$;
- Selezione dei candidati Z
 - si richiede che i due muoni abbiano carica opposta;
 - si richiede che la massa invariante dei due muoni sia nell’intervallo $66 < M_{\mu^+\mu^-} < 116 \text{ GeV}$.

In tabella 3.2 sono riportati i fattori di abbattimento (assoluto e relativo al taglio precedente) della statistica a seguito di ogni taglio.

3.4 La simulazione Monte Carlo

Sia il canale di interesse $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, sia i principali fondi sono stati simulati utilizzando il Monte Carlo. La simulazione del segnale ha lo scopo di

determinare l'accettanza fiduciale (A_Z) e l'efficienza complessiva (C_Z) delle formule 3.1 e 3.2. La simulazione del fondo è necessaria invece per la determinazione del fondo ineliminabile nel conteggio delle Z (vedi formule 3.1 e 3.2). La valutazione del fondo esula dagli scopi della presente tesi ed è quindi stata interamente assunta dall'analisi ufficiale di ATLAS ([5]).

Il generatore utilizzato sia per il segnale che per i fondi è PowHeg [6, 7, 8, 9] e Pythia [10]. Questi generatori sono interfacciati a Photos [11] per simulare l'effetto della radiazione QED nello stato finale. Le Parton Distribution Functions implementate nel Monte Carlo sono le CT10PDF [12] e rappresentano una parametrizzazione della distribuzione di impulso trasportata dai partoni (di valenza e del mare) che costituiscono i protoni collidenti. Gli eventi Monte Carlo generati vengono ulteriormente pesati in base al valore del numero medio di interazioni per bunch crossing per tenere in conto l'effetto delle interazioni multiple. Tale effetto viene simulato sovrapponendo eventi di *minimum bias* con quelli di *hard scattering*. La simulazione del passaggio delle particelle per i detector di ATLAS viene simulato usando il pacchetto GEANT4 [13, 14].

Il generatore Monte Carlo utilizzato prevede una sezione d'urto totale di produzione della Z (incluso il suo decadimento in due muoni) $\sigma_{tot}^{th} = 1109.8pb$.

3.4.1 C_Z ed A_Z

Nelle formule 3.1 e 3.2 compaiono i fattori di accettanza fiduciale A_Z ed efficienza complessiva C_Z necessari per la misura delle sezioni d'urto totale e fiduciale. I due fattori sono definiti sperimentalmente secondo le formule seguenti:

$$A_Z = \frac{N_{MC,gen}^{fid}}{N_{MC,gen}^{all}} \quad \text{e} \quad C_Z = \frac{N_{MC,rec}}{N_{MC,gen}^{fid}}$$

dove

- $N_{MC,gen}^{all}$ sono gli eventi generati con il Monte Carlo in tutto lo spazio delle fasi;
- $N_{MC,gen}^{fid}$ sono il sottoinsieme degli eventi generati con il Monte Carlo all'interno della regione fiduciale ($P_t > 25 GeV$ e $|\eta| < 2.4$);
- $N_{MC,rec}$ sono la frazione di eventi Monte Carlo ricostruiti a seguito dell'intera catena di analisi.

Come accennato, mentre il valore di A_Z è valutato utilizzando il solo Monte Carlo (ed in particolare la sola fase di generazione degli eventi), per la misura di C_Z , le previsioni del Monte Carlo sono corrette, run per run, utilizzando i dati reali, al fine di adattare la simulazione, che per definizione è unica e non dipendente dalle specifiche caratteristiche del run in questione, alle reali condizioni sperimentali che possono essere leggermente diverse run per run. Nella presente tesi si è valutata l'efficienza C_Z per quello che dipende dal Monte Carlo, mentre i fattori correttivi (dell'ordine dell'1-2%) sono stati assunti dall'analisi ufficiale di ATLAS. Parimenti esula dagli scopi della presente tesi la valutazione degli errori sistematici sulla misura di C_Z , per cui anche questi errori sono stati assunti dall'analisi di ATLAS [5]. Nel paragrafo successivo viene comunque data una panoramica sul metodo usato per valutare i fattori di scala di correzione del Monte Carlo e per la misura del fondo atteso.

3.4.2 Valutazione di A_Z e C_Z e stima del fondo

Al fine di adattare la simulazione Monte Carlo alle effettive condizioni di funzionamento dei detector e alle condizioni di trigger usate per acquisire i dati, che possono variare run per run, le varie efficienze (trigger, ricostruzione, isolamento, etc..) ottenute dalla simulazione Monte Carlo vengono corrette utilizzando i dati reali separatamente per ogni run mediante opportuni fattori di scala. Le efficienze sono misurate in un campione di eventi $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ selezionati, con richieste meno stringenti sul secondo muone e con tagli più stretti sull'intervallo della massa invariante e sulla correlazione angolare tra i due muoni rispetto a quelli utilizzati nell'analisi finale, al fine di ridurre l'influenza dovuta agli eventi di fondo.

Un altro fattore di correzione dipendente dal run riguarda l'effetto delle interazioni multiple (pile-up). Il generatore PowHeg-Pythia è usato adattando il pile-up simulato dal Monte Carlo con i dati del periodo corrispondente, run per run.

Il risultato di tali operazioni è la valutazione di C_Z separatamente per ogni run insieme alle relative incertezze sistematiche ottenute variando i fattori di scala entro intervalli ragionevoli attorno al loro valore medio. I risultati sono riportati nella tabella 3.3:

Come già accennato, il valore di A_Z , ovvero l'accettanza fiduciale è interamente determinato dal Monte Carlo utilizzato e non può essere corretta con i dati reali in quanto nella regione esterna a quella fiduciale, per definizione, non esistono dati reali acquisiti. Anche tale valore è riportato nella tabella 3.3.

Un altro aspetto fondamentale per la misura della sezione d'urto è la valu-

<i>Numero del Run</i>	C_Z
203258	$0,7565 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0102 (syst)
204668	$0,7441 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0100 (syst)
204954	$0,7531 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0101 (syst)
204955	$0,7544 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0102 (syst)
206369	$0,7573 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0102 (syst)
207046	$0,7522 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0101 (syst)
207304	$0,7551 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0102 (syst)
207447	$0,7667 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
207809	$0,7511 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0101 (syst)
210302	$0,7528 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0101 (syst)
211772	$0,7637 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
211867	$0,7633 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
211937	$0,7629 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
212721	$0,7627 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
212858	$0,7649 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
212993	$0,7634 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
213039	$0,7616 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
213157	$0,758 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0102 (syst)
213431	$0,7634 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
213900	$0,762 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
213951	$0,7633 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
214021	$0,7638 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
214086	$0,7643 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
214216	$0,7633 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
215027	$0,7631 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
215063	$0,7614 \pm 0.0002$ (stat) ± 0.0103 (syst)
A_Z	0.416357

Tabella 3.3: Efficienza complessiva C_Z ottenuta dal Monte Carlo con la correzione run per run (vedi testo). Nell'ultima riga è riportato il valore dell'accettanza fiduciale A_Z ottenuta dal Monte Carlo.

tazione del fondo ineliminabile che deve essere sottratto dal conteggio dei candidati $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Esistono principalmente due sorgenti di fondo:

- Fondo da processi Elettrodeboli competitivi;
- fondo di QCD.

I processi elettrodeboli che contribuiscono maggiormente al fondo del canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sono dati dal decadimento $t\bar{t}$, dal decadimento W o Z con muoni nello stato finale e dal decadimento del sistema del dibosone W^+W^- . L'ammontare e la forma dello spettro di massa invariante ricostruito per queste sorgenti possono essere stimate con le simulazioni Monte Carlo e ci si aspetta che la loro influenza totale sia inferiore all'1%. Il sistema $t\bar{t}$ può decadere attraverso il canale di-leptonico e fornire direttamente i due muoni, oppure questi possono provenire dal decadimento di un quark b; il fondo proveniente dal decadimento del bosone $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ è generato dal decadimento dei τ in muoni; nel caso di singoli $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ oppure $W^\pm \rightarrow \tau \nu$, il fondo può provenire dalla presenza di un jet addizionale identificato come muone. Infine nel caso di WW il fondo proviene dal loro decadimento in muoni o tau. Il fondo di QCD invece è dovuto principalmente alla identificazione errata di jet come muoni. La probabilità di tale mis-identificazione è bassa, ma l'elevata sezione d'urto di tali fondi può comportare un effetto importante.

Il fondo QCD nei campioni di Z è principalmente formato dalla produzione di quark pesanti (come da b/c) o dal decadimento in volo di pioni o kaoni. I tagli di selezione riducono significativamente questi fondi, poiché entrambi i processi forniscono muoni all'interno di jet e quindi non isolati. Dall'altro lato la sezione d'urto per la produzione di quark di sapore pesante e di quark che decadono in volo è molto grande, e quindi il contributo da QCD non può essere trascurato.

La procedura seguita per la stima del fondo è la seguente: ogni canale di fondo simulato viene sottoposto all'analisi completa e viene ricostruito uno spettro di massa invariante, opportunamente scalato per la sezione d'urto del canale in questione. La somma di questi spettri, unitamente a quello del segnale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, viene sottoposta ad un fit per determinare l'entità di ogni contributo che meglio descrive lo spettro di massa invariante del dato reale. La somma dei vari contributi fornisce la valutazione del fondo totale da sottrarre nella formula 3.1 e 3.2. Il numero di eventi di fondo totali attesi per una luminosità integrata di 1 pb^{-1} , è pari a: 1.359 ± 0.211 (stat). L'incertezza sistematica totale associata alla misura del fondo è assunta costante del 56% (stima proveniente dal gruppo di analisi ATLAS che si occupa della valutazione dei sistematici del fondo nei vari canali di fisica) e discende prin-

principalmente dalla conoscenza della sezione d'urto di ogni canale di fondo.

3.4.3 La misura della Sezione d'urto fiduciale e totale

Il risultato della misura della sezione d'urto fiduciale e totale è stato ottenuto dalle formule 3.1 e 3.2, utilizzando i valori di luminosità misurati dal BCMV e riportati in tabella 3.1 ed i valori di C_Z ed A_Z riportati in tabella 3.3, separatamente per ogni run. I valori sono riportati nelle figure 3.1 e 3.2 rispettivamente per la sezione d'urto fiduciale e totale.

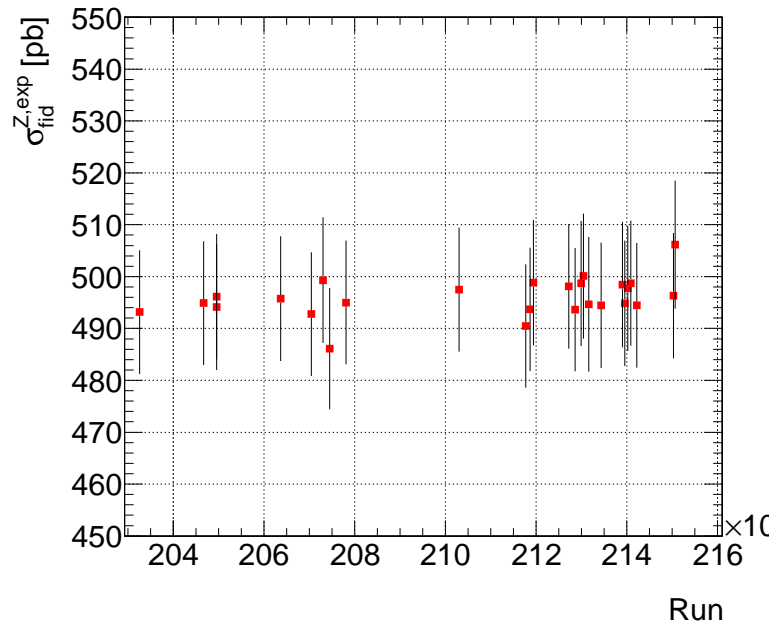


Figura 3.1: sezione d'urto fiduciale del canale $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

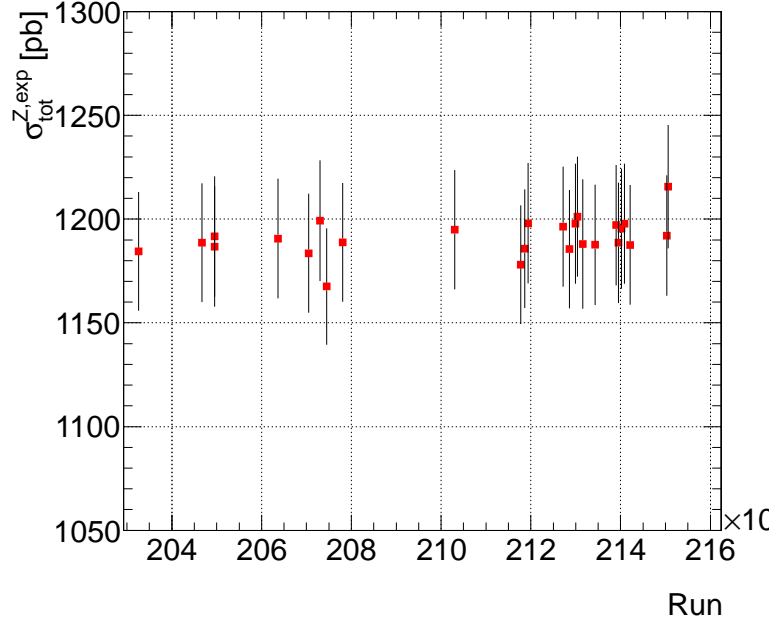


Figura 3.2: sezione d'urto totale del canale $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Il fit degli istogrammi con una funzione polinomiale di ordine zero (che cioè assume che il valore misurato sia costante in funzione del tempo, come dovrebbe essere) fornisce i seguenti valori:

$$\sigma_{fid}^{Z,exp} = (495.9 \pm 2.4)pb \quad (3.3)$$

$$\sigma_{tot}^{Z,exp} = (1191 \pm 6)pb \quad (3.4)$$

Per una discussione sulla stabilità nel tempo del valore di sezione d'urto misurata si rimanda al paragrafo successivo. Il valore assoluto di sezione d'urto totale può essere confrontato con il valore teorico $\sigma_{tot}^{Z,th} = 1109.8pb$. Il valore misurato differisce da quello teorico del 7.3%. La ragione di tale discrepanza è sotto investigazione. Gli studi per capirne la ragione includono la ripetizione dell'analisi utilizzando differenti regioni fiduciali, in particolare la regione fiduciale che coinvolge solo la parte centrale del rivelatore (barrel). In generale è da tener presente che, mentre la sezione d'urto fiduciale è meglio conosciuta in quanto direttamente osservata, l'estrapolazione in una regione non coperta dal rivelatore (implicita nella misura della sezione d'urto totale) è soggetta a maggiori incertezze dovute alla conoscenza della distribuzione cinematica delle Z in una regione non coperta dal rivelatore. Tale indeterminazione riguarda in particolare il termine A_Z . Generatori differenti o l'uso di

PDF diverse porta a variazioni di A_Z dell'ordine del 5%, non lontano dalla discrepanza osservata.

3.5 Controllo della luminosità di ATLAS con il canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Nel caso in cui la sezione d'urto di un determinato canale fisico sia nota con alta precisione dalla teoria, è possibile utilizzare tale canale fisico per fornire una determinazione della luminosità invertendo la formula 3.1 e utilizzando il valore noto della sezione d'urto totale teorica. Questo significa che l'accuratezza sulla misura della luminosità, usando questo metodo, è limitata dall'incertezza teorica sulla sezione d'urto calcolata. Nel caso del canale di interesse per questa tesi, $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, la luminosità assoluta può essere determinata mediante la seguente formula:

$$L_{th} = \frac{N_Z^{obs} - N_Z^{bkg}}{A_Z \cdot C_Z \cdot \sigma_{tot}^{Z,th}} \quad (3.5)$$

dove N_Z^{obs} , N_Z^{bkg} , A_Z e C_Z , sono le stesse grandezze introdotte nel paragrafo 3.1, mentre $\sigma_{tot}^{Z,th} = 1109.8 pb$ è la sezione d'urto teorica a $\sqrt{s} = 8 TeV$. Al fine di distinguere chiaramente la luminosità ricavata dal valore di sezione d'urto nota dalla luminosità data fornita dal luminometro BCMV, la prima verrà detta nel seguito, luminosità teorica, mentre la seconda verrà detta luminosità sperimentale. Nel calcolo della luminosità teorica, come si osserva dall'equazione 3.5, le grandezze affette da incertezze sono tutte quelle ricavate via sperimentale nonchè i termini di accettazione ed efficienza A_Z e C_Z . Le incertezze sistematiche nella determinazione di tali fattori dipendono sia dal Monte Carlo, utilizzato per la simulazione degli eventi, sia dalla procedura di correzione del Monte Carlo, basata sui dati sperimentali ed effettuata indipendentemente per ogni run, discussa nel paragrafo 3.4.2. Ovviamente, mentre la parte dell'errore sistematico che dipende dalla simulazione Monte Carlo è totalmente correlata fra i diversi run, la parte dipendente dai dati sperimentali, è scorrelata fra i diversi run. In definitiva possiamo sicuramente dire che gli errori sistematici sulla misura di C_Z sono parzialmente correlati fra i vari run. Esula dagli scopi di questa tesi la valutazione del grado di correlazione degli errori sistematici fra run e run, ma ovviamente tale grado di correlazione ha un effetto su qualsiasi fit eseguito sui valori misurati. Al contrario, come ovvio, le incertezze statistiche sono totalmente scorrelati fra loro.

Come detto uno degli scopi della presente tesi è verificare la qualità della misura di luminosità fornita dal BCMV (luminosità sperimentale) utilizzando il canale di produzione della Z. Nelle figure 3.3 ed 3.4 è riportata la quantità:

$$L_{th}/L_{BCMV} - 1[\%] \quad (3.6)$$

in funzione del numero del run, ovvero la discrepanza percentuale fra la valutazione teorica della luminosità con il canale Z (vedi equazione 3.5) e quella sperimentale misurata dal BCMV. Si ricorda che il periodo di acquisizione coperto dall'insieme dei run considerati, copre la quasi totalità della presa dati 2012 (da maggio a novembre). I due plot sono rappresentati, il primo riportando l'errore complessivo (statistico e sistematico, sommati in quadratura run per run), il secondo riportando solo gli errori statistici. La ragione di tale doppia rappresentazione è da mettere in relazione con il grado di correlazione fra gli errori sistematici fra i vari run. Nel primo caso infatti si assume implicitamente una totale scorrelazione fra gli errori sistematici run per run, e rappresenta quindi una sovrastima degli errori scorrelati. Il secondo caso, all'opposto, rappresenta una situazione in cui la componente scorrelata degli errori è sottostimata, in quanto non sono rappresentate le componenti scorrelate degli errori sistematici.

I grafici sono stati sottoposti, nei due casi, ad un fit con una funzione polinomiale di primo grado per verificare una dipendenza temporale della misura sperimentale di luminosità, effetto questo suggerito dalla misura dei calorimetri (vedi figura 2.5). In presenza di effetti strumentali che alterino il funzionamento del BCMV in funzione del tempo (ad esempio invecchiamento, variazione dell'efficienza, etc), ci si aspetta di osservare una pendenza (il parametro che descrive la dipendenza temporale) diversa da zero. Si ricorda che i calorimetri suggeriscono un effetto complessivo dell'ordine del 2% nella misura del BCMV in funzione del tempo fra maggio e novembre.

Dalla figura 3.3 si può osservare che il parametro che individua la dipendenza temporale vale $p1 = 8.4 \pm 13.9 \cdot 10^{-5}$, valore compatibile con zero entro una sigma. In questo caso quindi viene esclusa una qualsiasi dipendenza temporale della misura della luminosità del BCMV. È da notare che il χ^2 del fit è statisticamente troppo piccolo, indice dell'utilizzo di errori altamente correlati fra i vari punti. Nel caso opposto del fit di figura 3.4, l'alto valore del χ^2 indica la sottostima degli errori quotati, come discusso sopra. In questo caso il valore del parametro $p1 = (9.6 \pm 2.7) \cdot 10^{-5}$ indica un effetto di dipendenza dal tempo a livello di 3.5σ , non sufficiente per una chiara indicazione di problemi nella misura del BCMV. Ovviamente una corretta valutazione della componente di errore scorrelato consentirebbe un fit più credibile ed una maggiore solidità dell'osservazione. È comunque da notare

che l'effetto massimo osservato fra l'inizio della presa dati e la sua fine utilizzando il conteggio delle Z non è superiore all'1%, ovvero molto minore di quanto indicato dai calorimetri.

Un'ultima osservazione importante riguarda il valore assoluto della differenza percentuale fra la luminosità teorica e quella sperimentale che si osserva nelle figure 3.3 e 3.4, dell'ordine del 6-8%. Tale discrepanza ha ovviamente la stessa sorgente di quella discussa nel paragrafo 3.4.3 e può discendere da vari fattori, in particolare la predizione del Monte Carlo sul valore di A_Z o la misura stessa della luminosità fornita dal BCMV. È da notare che nessuna altra indicazione, proveniente dalle misure di fisica, punta alla luminosità misurata come responsabile di tale discrepanza. Come detto sono in corso verifiche sul Monte Carlo e sulla predizione che esso fa di A_Z . Si noti che la presente tesi ha individuato per prima in ATLAS questo problema, assente peraltro nell'analoga analisi effettuata sui dati del 2011 a $\sqrt{s} = 7 \text{ Tev}$ e rappresenta quindi un input fondamentale per l'esperimento.

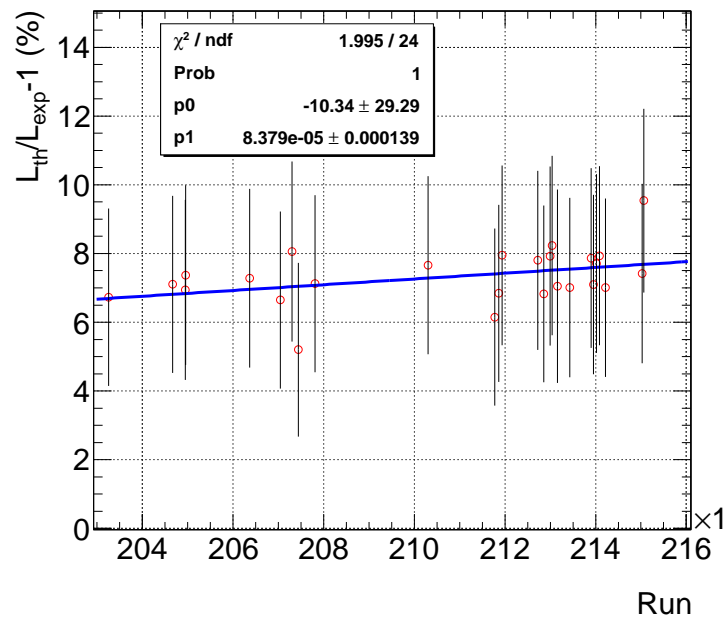


Figura 3.3: Differenza percentuale fra la luminosità sperimentale e teorica. Gli errori riportati ed utilizzati nel fit sono la combinazione delle incertezze statistiche e sistematiche.

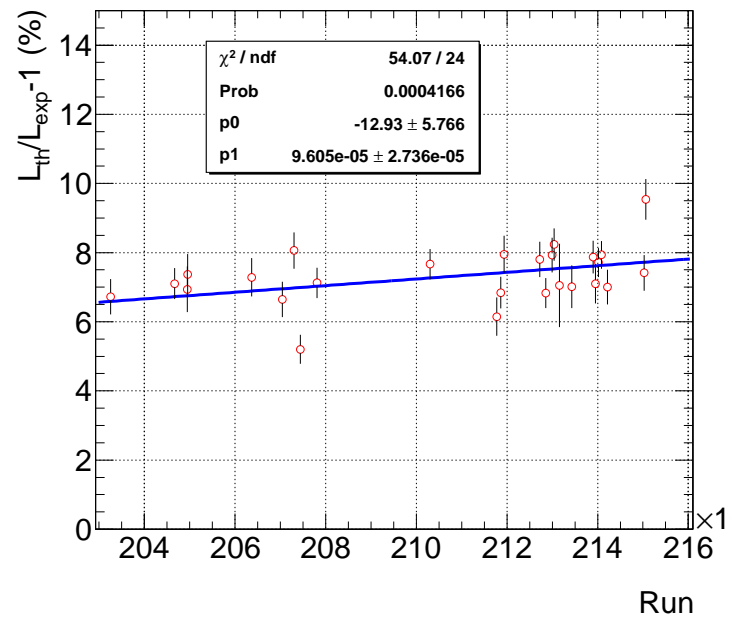


Figura 3.4: Differenza percentuale fra la luminosità sperimentale e teorica. Gli errori riportati ed utilizzati nel fit sono i soli statistici.

3.6 Studio della μ dependence con lo Z counting

Come descritto nel paragrafo 2.4.2 un parametro di qualità fondamentale della misura di luminosità fornito da BCMV è rappresentato dall'assenza di μ -dependence, ovvero di dipendenza della misura della luminosità dal numero medio di interazioni, per bunch-crossing. In tale paragrafo si evidenzia come il calorimetro TileCAL mostri, nei confronti del BCMV, una dipendenza da μ e si evidenzia come, con l'utilizzo dei soli dati prodotti dai due rivelatori, non sia possibile identificare la responsabilità di tale discrepanza.

Il confronto della misura del BCMV con quella derivante dall'analisi di un canale di fisica è quindi fondamentale in quanto, per definizione, quest'ultima è libera da qualsiasi effetto di μ -dependence. La valutazione del numero medio di interazioni per bunch-crossing con il canale $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ si basa sulle equazioni 1.10 e 3.5. La prima esprime il numero medio di interazioni per bunch-crossing in funzione della luminosità istantanea misurata, mentre la seconda esprime la relazione fra la luminosità integrata e la sezione d'urto di produzione del canale Z. Tenendo conto della relazione fra la luminosità istantanea e integrata (vedi equazione 1.7), dalle due equazioni si ottiene:

$$\mu_{Z,th} = \frac{(N_Z^{obs} - N^{bkg})}{A_Z \cdot C_Z \cdot \sigma_{tot}^{Z,th}} \cdot \frac{\sigma_{int}}{n_b \cdot f_r \cdot \Delta t} \quad (3.7)$$

dove:

- N_Z^{obs} e N^{bkg} sono il numero di Z e il fondo contati nell'intervallo di tempo di acquisizione Δt (nella fattispecie Δt rappresenta la durata di un LB);
- A_Z e C_Z sono l'accettanza ed efficienza definite nel paragrafo 3.1 per il canale Z;
- σ_{int} è la sezione d'urto di interazione protone-protone a $\sqrt{8} TeV$ (pari a $73 mb$);
- $\sigma_{tot}^{Z,th}$ è la sezione d'urto teorica di produzione della Z a $\sqrt{8} TeV$ (pari a $1109.8 pb$);
- n_b è il numero di bunch collidenti nell'acceleratore e f_r la sua frequenza di rivoluzione.

Come unità di tempo per il conteggio delle Z (Δt nell'equazione 3.7) si è considerato il Luminosity Block. Ciò significa che, per ogni Luminosity Block si confronta il valor medio del numero di interazioni per bunch-crossing misurato dal BCMV con quello derivante dal conteggio delle Z in base all'equazione 3.7, ovvero:

$$\frac{\mu_{Z,th}}{\mu_{BCM V}} - 1[\%] \quad (3.8)$$

La dipendenza di tale quantità dal numero medio di interazioni per bunch-crossing misurato dal BCMV è rappresentato in figura 3.5, nella quale si sono raggruppati i Luminosity Block in base al corrispondente valore di $\mu_{BCM V}$ in intervalli di quattro unità di μ ciascuno:

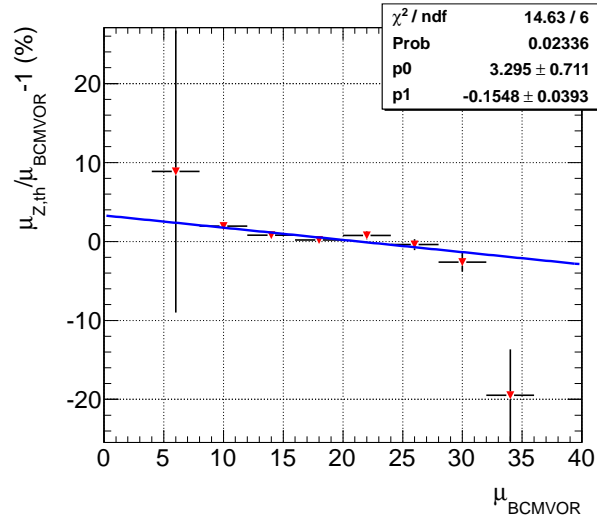


Figura 3.5: Discrepanza fra il valor medio del numero di interazioni per bunch-crossing misurato con il canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ e quello misurato da BCMV in funzione di $\mu_{BCM V}$.

La distribuzione è stata sottoposta ad un fit mediante una funzione polinomiale di primo grado per valutare la μ -dependence. Il valore del parametro $p1 = -0.15 \pm 0.04\%$ fornisce l'indicazione della presenza di tale dipendenza dell'ordine dello 0.15% per unità di μ . Ciò comporta un effetto complessivo (nell'intervallo di μ coperto nella presa dati del 2012, cioè $5 < \sim \mu < \sim 35$) dell'ordine del 4-5 %. I punti a μ inferiore ($\mu \sim 5$) e superiore ($\mu \sim 35$) sono caratterizzati da una statistica molto limitata. In figura 3.6 si è quindi ripetuto il fit escludendo tali punti per verificare la loro influenza sul valore della μ -dependence ottenuta, senza ottenere sensibili differenze.

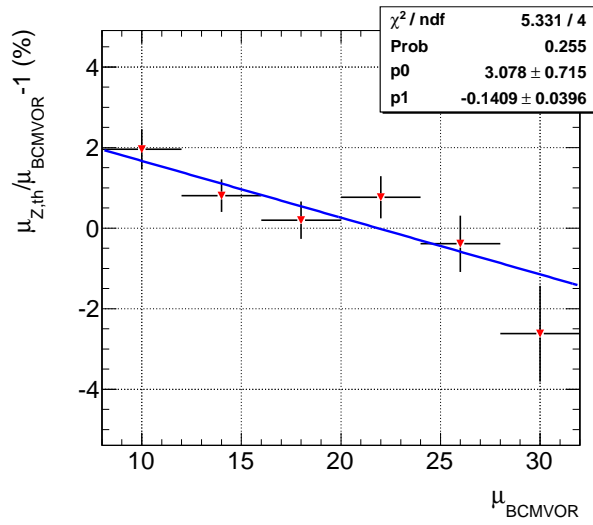


Figura 3.6: Discrepanza fra il valor medio del numero di interazioni per bunch-crossing misurato con il canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ e quello misurato da BCMV in funzione di $\mu_{BCM V}$. Il fit è stato eseguito solo sui punti centrali della distribuzione di figura 3.5.

Confrontando la figura 3.5 con la 2.8 si può osservare che la dipendenza da μ previste dal TileCAL e dal conteggio delle Z sono opposte e, inoltre, quella prevista da quest'ultimo metodo è maggiore: nel caso nel TileCAL l'effetto massimo nell'intervallo $5 < \sim \mu < \sim 35$ è dell'ordine dell'1%, nel caso delle Z l'effetto complessivo è del 4% circa. Una delle maggiori limitazioni della presente analisi del canale $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ per la μ -dependence è rappresentato dalla statistica. Infatti il confronto rappresentato in figura 3.5 è, come detto sopra, effettuato a livello di Luminosity Block, che ha una durata approssimativa di circa 60 secondi. In tale intervallo di tempo il numero di Z contate varia fra circa 140 (all'inizio del run, quando $\mu \sim 35$) e circa 20 (alla fine del run, quando $\mu \sim 5$), e quindi la misura di $\mu_{Z,th}$ è affetta da una

grande incertezza statistica. È necessario quindi cumulare un grande numero di Luminosity Block per ridurre le fluttuazioni statistiche. Al momento l'analisi è stata effettuata su un numero limitato di run, e quindi di Luminosity Block, sebbene rappresentativi dell'intera durata della presa dati del 2012. Si prevede di aumentare tale numero al fine di ottenere una misura più precisa della μ -dependence, con il conteggio delle Z .

Conclusioni

La misura della luminosità è un ingrediente fondamentale per la misura della sezione d'urto di qualunque canale di fisica e la sua precisione è cruciale in particolare nel momento in cui si vogliono effettuare misure di precisione o si ricercano fenomeni di Nuova Fisica. Per questa ragione ATLAS esegue una misura sovrabbondante della luminosità mediante una varietà di rivelatori (ed algoritmi) basati su principi differenti al fine di ottenere una stima corretta dell'errore sistematico sulla misura della luminosità.

Il confronto fra le misure di luminosità fornite dai luminometri di ATLAS (BCM e LUCID) ad ogni incrocio dei fasci (bunch-crossing) e dai calorimetri (FCAL e TileCAL), queste ultime mediate sui bunch collidenti, ha permesso di effettuare una stima delle incertezze sistematiche sulla misura della luminosità nel 2012 dovute alle varie sorgenti.

I fattori dominanti sono risultati essere: l'accordo nel tempo fra i vari rivelatori che, per quanto riguarda la risposta dei calorimetri, ha evidenziato un effetto massimo di circa il 2% rispetto alla misura di riferimento di ATLAS (BCM), mentre si è osservato un sostanziale accordo in tutto il periodo della presa dati fra LUCID e BCM; la linearità di risposta dei vari rivelatori in funzione del numero di interazioni per bunch-crossing che suggerisce un'incertezza sistematica dell'ordine dell'1%, determinata dalla risposta del TileCAL rispetto al BCM; la precisione nella determinazione della costante di calibrazione assoluta dei rivelatori che fornisce un'incertezza sistematica del 3.3% circa, interamente dominata dalla conoscenza dei parametri del fascio nella procedura di calibrazione mediante il *Van Der Meer Scan*.

In questa tesi si è presentata l'analisi del processo di produzione del bosone Z nelle interazioni protone-protone ad una energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ utilizzando il rivelatore ATLAS ed una parte dei dati acquisiti nel 2012, con lo scopo di verificare la qualità della misura della luminosità, mediante un canale di fisica per il quale è nota con elevata precisione la sezione d'urto teorica. Il bosone Z è stato selezionato mediante il suo canale di decadimento in due muoni ($Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$). L'analisi svolta ha comportato principalmente tre aspetti:

- la misura della sezione d'urto del canale $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ ed il suo confronto con la sezione d'urto teorica ($\sigma_{tot}^{Z,th} = 1109.8pb$);
- la valutazione della stabilità nel tempo della misura di sezione d'urto (e quindi della luminosità misurata);
- lo studio della linearità della luminosità misurata dal BCM in funzione del numero medio di interazioni per bunch-crossing mediante il confronto con un canale di fisica noto.

Riguardo al primo punto, la sezione d'urto è stata misurata in una regione fiduciale, contenuta nell'accettanza di ATLAS, e quindi estrapolata in tutto lo spazio delle fasi per ottenere la sezione d'urto totale da confrontare con quella teorica. Le misure hanno fornito i seguenti valori:

$$\sigma_{fid} = (495.9 \pm 2.4)pb \quad (3.9)$$

$$\sigma_{tot} = (1191 \pm 6)pb \quad (3.10)$$

Il confronto di σ_{tot} con $\sigma_{tot}^{Z,th}$ ha evidenziato una discrepanza del 7.3%. La ragione di tale discrepanza è sotto investigazione e gli studi per capirne l'origine includono la ripetizione dell'analisi, utilizzando differenti regioni fiduciali, in particolare quella che coinvolge solo la parte centrale del rivelatore (barrel). Il fatto che nessuna misura di sezione d'urto eseguita da ATLAS su altri canali di fisica mostri tale discrepanza, porta ad escludere che il problema risieda nella misura della luminosità. Il risultato ottenuto in questa tesi è stato portato all'attenzione della Collaborazione ATLAS e controlli sistematici, in particolare sul pacchetto di simulazione Monte Carlo, sono in corso per identificare il problema.

Lo studio della stabilità nel tempo della misura di sezione d'urto, effettuato mediante misure ripetute su un insieme di campioni di dati acquisiti lungo tutto l'arco del 2012, mostra una sostanziale stabilità, dell'ordine dell' 1%, e quindi entro gli errori sistematici della misura, e supporta la validità della misura fornita da BCM e LUCID e non l'effetto osservato dai calorimetri.

Infine è stata studiata la linearità della misura della luminosità in funzione del numero di interazioni per bunch-crossing (μ), confrontando tale quantità, misurata dal BCM, con quella predetta dal conteggio del numero di Z prodotte. In questo caso l'effetto osservato è maggiore (circa il 4%) di quello suggerito dal calorimetro TileCAL (circa 1%) e, inoltre, mostra un andamento opposto in funzione di μ . L'analisi è basata sul conteggio delle Z in sotto-intervalli di tempo nei quali sono suddivisi i run, detti Luminosity Blocks, della durata di circa un minuto ciascuno, durante i quali la luminosità istantanea (e quindi μ) si mantiene approssimativamente costante. In

tali periodi però il numero di Z acquisite è dell'ordine di poche decine e quindi le fluttuazioni statistiche sono piuttosto elevate. Si prevede perciò di aumentare il numero di run analizzati (e quindi di Luminosity Block) in maniera da aumentare la precisione statistica della misura.

Gli studi presentati in questa tesi rappresentano un contributo fondamentale per la determinazione dell'incertezza sistematica da attribuire alla misura della luminosità in ATLAS e, di conseguenza, a tutte le misure di sezione d'urto effettuate dalla Collaborazione. È da notare che questi risultati rappresentano il primo tentativo di usare un canale di fisica a tale scopo, mentre, fino ad ora e anche per limitazioni di statistica disponibile, tale informazione proveniva esclusivamente dal confronto fra i vari monitor dedicati alla misura di luminosità. Il naturale sviluppo di questo lavoro è rappresentato, oltre che, come accennato, dall'aumento della statistica utilizzata, dall'utilizzo di altri canali di fisica noti con sufficiente precisione come, ad esempio, la produzione del bosone W.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare innanzitutto il Prof. Nicola Semprini, relatore di questa tesi, per l'opportunità di lavorare coi dati reali provenienti da un così importante esperimento.

Il Dr. Benedetto Giacobbe, correlatore di questa tesi, per la competenza, la disponibilità ed il grande aiuto fornitomi durante l'analisi ed il lavoro di tesi.

La Dr.ssa Laura Fabbri, correlatrice della presente tesi, ed il dottorando Alberto Mengarelli per l'aiuto fornitomi nell'analisi dati.

Ringrazio inoltre tutti coloro che mi sono stati di aiuto e si sono resi disponibili ad ulteriori chiarimenti durante ed in preparazione di questo lavoro di tesi, in particolare il prof. Roberto Spighi ed i dottorandi Federico e Lorenzo.

Un sentito ringraziamento ai miei genitori, grazie ai quali ho potuto effettuare gli studi in fisica e raggiungere questo traguardo.

Infine un ringraziamento ai miei amici e compagni di corso che hanno sicuramente reso più piacevole il mio percorso.

Bibliografia

- [1] The ATLAS Collaboration, G.Aad et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 (2008) S08003.
- [2] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC, Volume I-II, 1999.
- [3] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC, 1997.
- [4] S. Van der Meer. Calibration of the effective beam height in the ISR. *CERN-ISR-PO-68-31*.
- [5] Nota interna della Collaborazione ATLAS, in fase di preparazione.
- [6] P. Nason, *A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms*, JHEP 11 (2004).
- [7] S. Frixione, P. Nason and C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method*, JHEP 11 (2007).
- [8] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari and E. Re, *A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX*, JHEP 06 (2010).
- [9] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari and E. Re, *NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG*, JHEP 07 (2008).
- [10] T. Sjostrand, S. Mrenna and P.Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP 05 (2006).
- [11] P. Golonka and Z. Was, *PHOTOS Monte Carlo: A Precision tool for QED corrections in Z and W decays*, Eur.Phys.J.C45 (2006).

- [12] L. Hung-Liang et al., *New parton distributions for collider physics*, Phys.Rev. D82 (2010).
- [13] S. Agostinelli et al. GEANT4: A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250-303, 2003.
- [14] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *The ATLAS Simulation Infrastructure*, Eur.Phys.J.C70 (2010).