

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Ricerca di una risonanza ad alta massa nello
stato finale $\mu^+\mu^-$ a $\sqrt{s}=13$ TeV con il
rivelatore CMS

Relatore:
Prof. Daniele Bonacorsi

Presentata da:
Serena Maccolini

Correlatore:
Dott. Stefano Marcellini

Sessione II
Anno Accademico 2014/2015

*Non è sufficiente
godere della bellezza di un
giardino? Che bisogno c'è
di credere che nasconda
delle fate?*

Guida galattica per gli
autostoppisti
Douglas Adams, 1999

Sommario

Il Modello Standard descrive la fenomenologia delle interazioni fondamentali con estrema precisione; tuttavia è incompleto e deve esistere nuova fisica oltre tale modello. Al momento non si è in grado di prevedere come e a che scala di energia tale fisica si manifesti.

Un'eventuale risonanza nello stato finale $\mu^+\mu^-$ a masse elevate costituirebbe un segnale di nuova fisica. Un fenomeno di questo tipo viene catalogato come produzione della particella Z' , la quale non rappresenterebbe necessariamente un nuovo bosone vettore sequenziale alla Z_0 .

Questa tesi si colloca nell'ambito della ricerca della Z' nei processi di interazione protone-protone a LHC in termini di una generica risonanza che decade in coppie di muoni di carica opposta. I limiti attualmente fissati stabiliscono che non vi siano segnali di nuove risonanze per il Modello Sequenziale (SSM) al di sotto dei 2960 GeV [12]. In questo lavoro di tesi si effettua un'analisi per un'eventuale Z' , fino a 5 TeV di massa.

A Maggio 2015, LHC ha raggiunto un'energia nel centro di massa di 13 TeV aumentando di un fattore 10 o più il potere di scoperta per oggetti con massa superiore a 1 TeV. In questo scenario, favorevole all'osservazione di fenomeni rari, si inserisce la mia ricerca.

Nel Capitolo 1 vengono presentati i problemi teorici e sperimentali del Modello Standard ed alcuni modelli di nuova fisica, capaci di superarne le limitazioni; in particolare si discute l'esistenza di bosoni Z' indagabili a LHC con stati finali a due muoni.

Nel Capitolo 2 viene presentata una breve panoramica sul collisionatore LHC, soffermandosi sul recente upgrade e introducendo il modello dinamico a quark.

Nel Capitolo 3 si introduce il rivelatore CMS, fornendo una descrizione dell'apparato sperimentale e del programma di upgrade del detector; infine si discute la ricostruzione dei muoni ad alto p_T e l'importanza dell'allineamento.

Nel Capitolo 4 si illustra il lavoro di tesi. Innanzitutto si imposta una selezione sugli eventi e si studia con quali efficienze viene ricostruito un eventuale segnale Z' nei due scenari di allineamento del rivelatore (di start-up e ottimistico). In seguito si propone uno studio del segnale analizzandone le proprietà generate e ricostruite. Il segnale viene confrontato con il fondo, composto dal processo di Drell-Yan e dalla produzione della coppia $t\bar{t}$. Successivamente viene mostrato lo studio sulla risoluzione di massa invariante per i dati simulati (segnale e fondo Drell-Yan) nei due scenari di allineamento. Infine si effettua il confronto della simulazione con i dati raccolti finora da CMS nel Run-2.

Indice

Indice	vi
1 Z' nelle teorie oltre il Modello Standard	1
1.1 Perchè andare oltre il Modello Standard?	2
1.2 Teorie oltre al Modello Standard	3
1.3 Modelli teorici per risonanze a massa elevata indagabili ad LHC	5
1.3.1 Modelli teorici per la Z'	5
1.4 Produzione e decadimento della Z'	7
1.5 Limiti sulla Z'	8
1.5.1 Limiti a LEP e LEP II	8
1.5.2 Limiti a Tevatron e LHC	9
2 Il Collisionatore LHC	11
2.1 Grandezze di comune utilizzo a LHC	14
2.2 Upgrade di LHC	18
2.3 Il modello dinamico a quark	18
3 L'esperimento CMS	21
3.1 Il magnete	21
3.2 Il tracker	23
3.3 I calorimetri	25
3.3.1 Calorimetro elettromagnetico (ECAL)	25
3.3.2 Calorimetro adronico (HCAL)	25
3.4 Le camere per muoni	26
3.5 Il sistema di Trigger e Acquisizione Dati	27
3.6 Il centro di calcolo	28
3.7 Upgrade di CMS	29
3.8 La ricostruzione del muone e l'allineamento del rivelatore	32
4 Ricerca di una Z' nello stato finale $\mu^+\mu^-$	33
4.1 Dati e campioni Monte Carlo	34

4.1.1	Dataset e selezione dei run	34
4.1.2	Campioni Monte Carlo: segnale e fondi	35
4.2	Selezione degli eventi	39
4.2.1	Selezione dei muoni generati e ricostruiti	40
4.2.2	Selezione sulla ricostruzione dei muoni	43
4.3	Studio del segnale Z' ($M=5000$ GeV)	45
4.4	Confronto del segnale con il fondo	51
4.5	La risoluzione di massa invariante	55
4.6	Risultati: confronto dei dati con il fondo	59
5	Conclusioni	61

Capitolo 1

Z' nelle teorie oltre il Modello Standard

Il Modello Standard (SM) rappresenta, attualmente, la migliore descrizione che abbiamo delle particelle elementari e delle loro interazioni. Esso modella due teorie di gauge: l'interazione elettrodebole, che unisce le interazioni elettromagnetiche e deboli, e l'interazione forte, detta anche Cromodinamica Quantistica (QCD). I mattoni fondamentali che compongono la materia, quark e leptoni, sono descritti da fermioni di spin $1/2$ mentre le interazioni sono mediate da bosoni di spin 1 . Il gruppo di simmetria del Modello Standard è:

$$SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1),$$

dove il primo fattore descrive l'interazione forte di colore, mediata da 8 gluoni, mentre $SU_L(2) \times U_Y(1)$ è il gruppo che descrive l'unificazione elettrodebole, mediata dal fotone e dai bosoni Z_0 e W^\pm .

Nelle teorie di gauge, senza anomalie e quindi rinormalizzabili, tutti i bosoni di gauge devono essere privi di massa, mentre sperimentalmente si è osservato il contrario. Il problema si risolve con l'introduzione di una particella scalare, il bosone di Higgs, capace di accoppiarsi alle particelle e dare loro massa tramite il meccanismo di rottura spontanea di simmetria.

Sperimentalmente sappiamo che esistono tre famiglie fermioniche, ognuna contenente due quarks, un leptone carico ed un neutrino. Il meccanismo di Higgs permette di dare massa a tutti i fermioni (eccetto i neutrini) e ai bosoni Z_0 e W^\pm .

Il Modello Standard è stato studiato accuratamente negli ultimi decenni, specialmente grazie ai contributi dati da LEP e dal Tevatron; il suo grande successo è dovuto alla capacità di descrivere con precisione la fenomenologia delle particelle elementari osservata sperimentalmente, dimostrando uno straordinario accordo fra teoria e esperimento.

1.1 Perchè andare oltre il Modello Standard?

Nonostante la completezza e i successi del Modello Standard, alcuni problemi rimangono ancora irrisolti, sia nel versante sperimentale che in quello teorico.

Le lacune suggerite dal punto di vista osservativo sono sostanzialmente quattro:

- il Modello Standard non dà massa ai neutrini, mentre sperimentalmente (grazie alle oscillazioni di sapore dei neutrini) sappiamo che essa non è nulla ed inferiore all' eV;
- non prevede alcun candidato per la Materia Oscura (DM), che rappresenta quasi l'80% della materia dell'universo;
- non dà alcuna spiegazione sulla dinamica dell'inflazione;
- non è in grado di giustificare l'asimmetria materia-antimateria.

Dal punto di vista teorico, le questioni aperte sono le seguenti:

- *Problema del flavour e dell'elevato numero di parametri*

Il Modello Standard contiene 18 parametri liberi: le 9 masse dei fermioni; 3 angoli per la matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) più 1 fase complessa; il parametro di accoppiamento elettromagnetico α_{EM} ; il parametro di accoppiamento forte α_S ; il parametro di accoppiamento debole α_W ; la massa della Z_0 ; la massa del bosone di Higgs.

Pertanto si tratta di un modello poco predittivo, dal momento che non solo non è in grado di anticipare alcuna massa, ma non ne stima neppure il mixing e nemmeno dà vincoli sul numero di famiglie fermioniche. A questi dobbiamo aggiungere, inoltre, i parametri non inclusi nel modello che provengono dalla fisica dell'oscillazione dei neutrini: i tre angoli di mixing più la fase complessa della matrice di Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata.

- *Problema dell'unificazione*

Anche tralasciando l'interazione gravitazionale, non esiste una vera e propria unificazione delle altre tre interazioni fondamentali: ognuna ha un suo gruppo di gauge e una sua "running coupling constant" α che si comporta in maniera differente a seconda della scala di energia. Come si evince da Fig. 1.1 (sinistra), il Modello Standard non prevede la corrispondenza delle tre costanti.

- *Problema della gerarchia di gauge*

Dalla teoria dei campi è noto che le correzioni perturbative tendono a far crescere la massa degli scalari, spingendola ad un valore prossimo alla scala di energia nella

quale la teoria considerata è valida [14]. Se vogliamo ammettere che il Modello Standard sia un'approssimazione di bassa energia di una teoria più ampia valida anche ad altre scale, per esempio alla scala di Planck ($\sim 10^{19}$ GeV), abbiamo bisogno che sia capace di mantenere la massa del bosone di Higgs all'ordine dei 100 GeV. Tuttavia nell'ambito del MS le correzioni radiative alla massa dell'Higgs dovute a ipotetiche particelle di massa parti a M_{Planck} fanno divergere la massa dell'Higgs.

- *Problema della scala delle masse*

Un problema irrisolto è quello della ragione per cui nel Modello Standard le masse delle particelle fermioniche vanno dall'ordine dell'eV per i neutrini (limite forse molto sovrastimato) al centinaio di GeV del quark top.

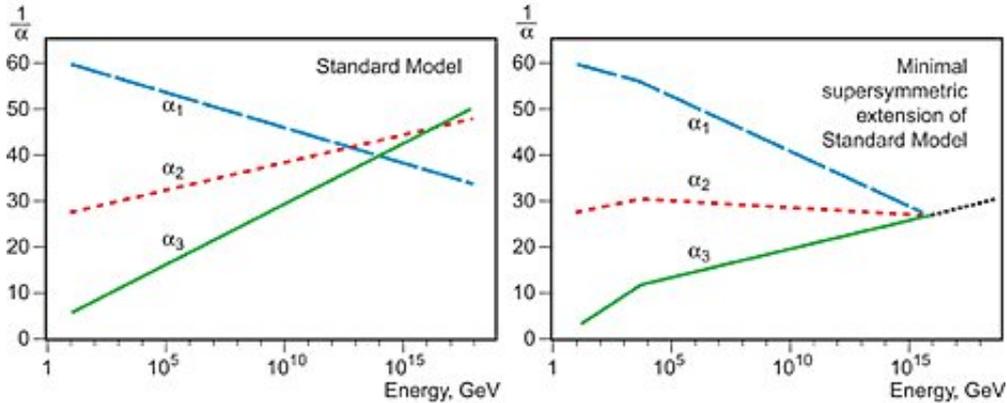


Figura 1.1: Dipendenza energetica degli inversi delle costanti $\alpha_{EM}, \alpha_W, \alpha_S$ ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$) di accoppiamento fino a 100 GeV e la loro estrapolazione per più alte energie secondo il Modello Standard (sinistra) e nelle teorie GUT includendovi la Supersimmetria nella forma del Modello Supersimmetrico Minimale (MSSM) (destra).

1.2 Teorie oltre al Modello Standard

La necessità di estendere il Modello Standard ha dato vita a numerose teorie che dovrebbero superarne le limitazioni. Ecco alcune delle caratteristiche principali dei modelli più accreditati:

- *Grand Unified Theories (GUT)*

Questi modelli di grande unificazione ambiscono a cercare un gruppo di simmetria che possa includere tre delle quattro interazioni fondamentali: alcuni dei candidati

possibili sono i gruppi $SO(10)$, $SU(5)$ ed $E(6)$. Ci si aspetta che alla scala GUT, all'ordine di 10^{16} GeV, le interazioni non gravitazionali sono governate da una sola costante di accoppiamento α_{GUT} (vedi Fig. 1.1).

Pur godendo di alcuni punti di forza, quali la possibilità di dare massa ai neutrini, queste teorie prevedono in alcuni casi fenomeni non ancora osservati (decadimento del protone, esistenza di monopoli magnetici) e sono valide ad energie non riproducibili sperimentalmente.

Qualche speranza di trovare nuova fisica a scale inferiori potrebbe nascere dal connubio tra GUT e modelli supersimmetrici.

- *Supersymmetry (SUSY)*

I modelli supersimmetrici propongono che ciascun fermione (bosone) del Modello Standard abbia un superpartner bosonico (fermionico) con gli stessi identici numeri quantici eccetto ovviamente lo spin. La presenza di s-fermioni e s-bosoni permette di risolvere elegantemente il problema della gerarchia per la massa dell'Higgs descritto nel Paragrafo 1.1, dal momento che i contributi portati dalle nuove particelle SUSY cancellano esattamente le divergenze dovute alle correzioni perturbative indotte dalle particelle dello SM: questo è possibile purchè si ammetta che l'accoppiamento di Yukawa con l'Higgs sia identico per fermioni e bosoni e che le particelle SUSY abbiano massa attorno al TeV. Se questa supersimmetria fosse perfetta, i rispettivi superpartner dovrebbero avere la stessa massa, ipotesi esclusa dalla non osservazione del s-elettrone e degli altri superpartner delle particelle note.

Una classe di modelli SUSY, detti Minimal Super Symmetric Standard Models, assume la conservazione di una nuova quantità, la R-parità, che garantisce la stabilità del protone; le particelle SUSY sono allora obbligate a decadere in un numero dispari di altre particelle supersimmetriche: questo porta a concludere che la Lightest Susy Particle (LSP) è stabile e, se neutra, essa rappresenta il principale candidato possibile per la materia oscura.

- *Teorie di super-stringa*

In questo gruppo di teorie, ispirate dall'unificazione dell'elettromagnetismo con la gravità ad opera di Kaluza e Klein, si ipotizza l'esistenza di dimensioni oltre alle quattro ordinarie che permetterebbero di includere l'interazione gravitazionale e spiegarne la debolezza rispetto alle altre tre: il mondo a noi accessibile sarebbe solo una brana di un volume (bulk) molto più grande che sfugge alla nostra osservazione.

Il modello Randall-Sundrum, in particolare, postula l'esistenza di una quinta dimensione compattificata: due brane 4-dimensionali, la TeV-brana e la Plank-brana, sono immerse in un bulk 5-dimensionale. Le particelle del Modello Standard sono

1.3. Modelli teorici per risonanze a massa elevata indagabili ad LHC 5

confinata della TeV-brana, dove l'intensità della gravità è soppressa esponenzialmente dalla metrica. La gravità risiede nella Plank-brana, così come i gravitoni, per cui è ammessa una torre di Kaluza-Klein di stati eccitati, i quali possono propagarsi nel bulk. L'eventuale presenza di extra-dimensioni si manifesterebbe sperimentalmente con la scomparsa di grandi quantità di energia, o con più difficoltà, con la comparsa nella TeV-brana di particelle provenienti dal bulk.

- *Modelli Technicolor*

Alcuni modelli non necessitano dell'esistenza del bosone scalare di Higgs e della rottura spontanea di simmetria, ma prevedono che la simmetria elettrodebole venga rotta dinamicamente alla scala del TeV tramite nuove interazioni di gauge: gli stati bosonici necessari per romperla vengono creati da una nuova generazione di technifermioni tramite un meccanismo analogo alla formazione delle coppie di Cooper nel fenomeno della superconduttività. La presenza di queste coppie di technifermioni eliminerebbe completamente il problema della gerarchia; lo scenario sperimentale rimarrebbe ancora aperto a questa ipotesi se, ad esempio, il bosone di Higgs, individuato sperimentalmente nel 2012, non fosse una particella elementare.

1.3 Modelli teorici per risonanze a massa elevata indagabili ad LHC

Gli sforzi per scoprire nuova fisica ad LHC si concentrano principalmente su due grandi fronti. Da un lato si tenta di estendere il Modello Standard attraverso nuove teorie che lo incorporino; in questo ambito nuove risonanze bosoniche potrebbero manifestarsi alla scala del TeV in seguito alla rottura della simmetria. Dall'altro lato si tenta di risolvere il problema della gerarchia di gauge introducendo nuove dimensioni e nuove particelle. Queste due frontiere possono convogliare nella ricerca di una medesima particella, la Z' [16]. Più in generale si cerca la presenza di nuove particelle o nuovi fenomeni, non necessariamente inquadrati in teorie più generali.

1.3.1 Modelli teorici per la Z'

Numerose teorie di nuova fisica, incluse quelle viste nella sezione precedente, prevedono l'esistenza di nuovi bosoni vettori massivi e neutri, residui dalla rottura di gruppi di simmetria che includono il Modello Standard, genericamente chiamati col nome Z' .

Un'eventuale Z' è soggetta a dei vincoli teorici: dev'essere un bosone di gauge con rottura spontanea di simmetria, i suoi accoppiamenti con i fermioni devono cancellare ogni possibile anomalia e i quark e i leptoni devono prendere massa tramite un'interazione (con un doppietto di Higgs o con altri possibili meccanismi) invariante per una trasformazione di gauge [6].

Il modo più semplice per dare origine ad una Z' è ammettere l'esistenza di una nuova simmetria di gauge di tipo $U(1)'$, che può essere opportunamente integrata al Modello Standard (modelli di Z' minimali) oppure può essere il risultato della rottura di gruppi più ampi.

Si descrivono alcuni modelli:

- *Z' Sequential Standard Model*

Il Sequential Standard Model (SSM) è l'estensione più semplice del Modello Standard: esso definisce gli accoppiamenti del bosone Z'_{SSM} con i fermioni SM identicamente a quelli della Z_0 . Ci si attende di conseguenza, che la sua larghezza intrinseca sia circa il 3% della sua massa, in analogia con Z_0 . Pur non trattandosi di un modello di particolare importanza teorica, dal momento che l'aggiunta naive di un gruppo $U(1)$ farebbe perdere l'invarianza di gauge alla langragiana del Modello Standard, è tradizionalmente considerato un termine di confronto in letteratura.

- *Z' da rottura di $E(6)$*

Questi modelli sono ispirati da teorie di super-stringa. In essi, si ammette che il gruppo di simmetria $E(6)$ si rompa secondo la catena:

$$E(6) \rightarrow SO(10) \times U(1)'_{\Psi} \rightarrow SU(5) \times U(1)'_{\chi} \times U(1)'_{\Psi}.$$

L'esistenza di due gruppi di simmetria residui $U(1)'_{\chi}$ e $U(1)'_{\Psi}$ implica l'esistenza di due nuovi bosoni vettori Z'_{Ψ} e Z'_{χ} , che possono mescolarsi tra loro tramite un angolo θ_{E_6} :

$$Z'(\theta_{E_6}) = Z'_{\Psi} \cos \theta_{E_6} + Z'_{\chi} \sin \theta_{E_6}.$$

L'angolo di mixing θ_{E_6} determina l'accoppiamento del bosone con i fermioni del Modello Standard e la sua larghezza intrinseca. Quando $\theta_{E_6}=0$, abbiamo un bosone Z'_{Ψ} puro, la cui larghezza è prevista essere 0,5% della sua massa; quando $\theta_{E_6} = \pi/2$, abbiamo invece un bosone Z'_{χ} puro, la cui larghezza è prevista essere 1,2% della sua massa [2]. In letteratura si trova anche una Z'_{η} , corrispondente a $\theta_{E_6} = \arctan \sqrt{3/5} \approx 37.78^\circ$ [1].

- *Modelli minimali di Z'*

Questa è la più semplice estensione $U(1)$ dello SM che preservi la rinormalizzabilità: essa infatti non richiede ulteriori bosoni vettori/scalari o fermioni esotici (eccetto il neutrino right), al contrario di quanto accade nei modelli di rottura di $E(6)$, dove sono necessarie nuove particelle di spin 1/2 per cancellare le anomalie. Nei modelli minimali, esse sono automaticamente assorbite ammettendo che il generatore del nuovo gruppo di gauge $U(1)$ sia una combinazione lineare dell'ipercarica debole

Y e della differenza tra il numero barionico e il numero leptonico B-L [19]. La fenomenologia del bosone Z' è completamente descritta da soli 3 nuovi parametri aggiuntivi: due costanti di accoppiamento g_Y e g_{B-L} e la massa del bosone. Questa parametrizzazione è particolarmente potente perchè include la Z'_χ , oltre ad una Z'_{3R} da modelli Left-Right ed una Z'_{B-L} da modelli puri B-L. Tipicamente le due costanti di accoppiamento dipendono da un parametro che descrive l'interazione della Z' con la Z_0 e da un parametro che descrive il mixing tra i generatori del gruppo di gauge dell'ipercarica debole Y e di B-L. La larghezza intrinseca di una Z' minimale dipende, oltre che da questi parametri, anche dall'interferenza con i processi del Modello Standard Z/γ^* (Drell-Yan).

- Z' *Left-Right Symmetric Model*

Il gruppo $SO(10)$, di cui si è discusso nei modelli da E(6), può rompersi secondo un'altra modalità:

$$SO(10) \rightarrow SU(4) \times SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(3)_C \times U(1)'_{B-L} \times SU(2)_L \times SU(2)_R.$$

Alla scala del TeV potrebbero quindi esistere una Z'_{3R} da $SU(2)_R$ ed una Z'_{B-L} da $U(1)'_{B-L}$.

1.4 Produzione e decadimento della Z'

In questo lavoro di tesi non ci si occuperà di un modello in particolare. Esattamente come la Z_0 , un'eventuale Z' apparirà come una risonanza nello spettro di massa invariante, descritta da un processo in cui un quark e un antiquark contenuti in due protoni annichilano in una Z' che successivamente decade in due leptoni:

$$q\bar{q} \rightarrow Z' \rightarrow l^+l^-,$$

rappresentato nel diagramma di Feynman di Fig. 1.2.

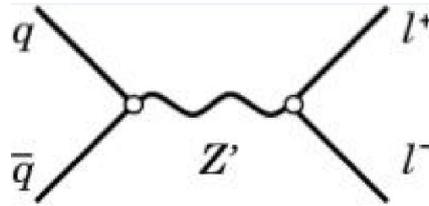


Figura 1.2: Un meccanismo di produzione della Z' .

Tale risonanza viene ricercata in uno stato finale dileptonico perchè notevolmente più semplice rispetto a stati finali con jets o altri bosoni e facilmente rilevabile rispetto al fondo, come si vedrà nel Paragrafo 4.4.

La ricerca della Z' in uno stato finale adronico presenterebbe nello spettro di massa invariante un fondo molto elevato (i quark “liberati” nella collisione pp di devono “vestire”) e si avrebbe una scarsa risoluzione nella ricostruzione della massa invariante.

La massa invariante di una coppia $\tau^+\tau^-$ è molto complessa da ricostruire a causa della breve vita media e decadimento a 3 corpi della particella ($\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$): essendo praticamente impossibile rivelare i neutrini è difficile dare una stima dell’energia del sistema $\tau\tau$ e selezionare i tauoni provenienti da una Z' rispetto al fondo. Pertanto, la scelta per lo stato finale ricade su coppie di elettroni e muoni.

In questa tesi ci si concentra esclusivamente sullo studio del processo:

$$pp \rightarrow Z' + X \rightarrow \mu^+\mu^- + X,$$

rappresentato nel diagramma di Feynman di Fig. 4.1.

Il canale dimuonico è particolarmente interessante a CMS perché è possibile ricostruire le tracce dei muoni in maniera indipendente nel tracciatore e nella camera a muoni, permettendo così di determinare con estrema precisione le grandezze fisiche di interesse.

1.5 Limiti sulla Z'

La situazione sperimentale si basa su ricerche indirette di Z' svolte ai *Large Electron-Positron Colliders* (LEP e LEP II), e su ricerche diretta al Tevatron e a LHC.

1.5.1 Limiti a LEP e LEP II

Le ricerche indirette per i bosoni Z' effettuate nei collisori elettrone-positrone sono molto interessanti dal momento che danno accesso a misurazioni ad alta precisione delle proprietà del bosone Z_0 del Modello Standard. Il contributo di un’eventuale Z' nella sezione d’urto del processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ si manifesterebbe come una discrepanza da quanto previsto dai processi elettrodeboli.

I limiti attuali più ristretti provengono dal collisore LEP del CERN, che costringe il bosone Z' ad essere più pesante di alcune centinaia di GeV, a seconda del modello preso in esame. Le conclusioni a cui si è giunti sono le seguenti: gli accoppiamenti della Z' con i fermioni del SM sono un $O10^{-2}$, oppure la massa del nuovo bosone deve superare i 209 GeV, la più alta energia raggiunta al centro di massa a LEP II.

L’International Linear Collider (ILC), il futuro¹ acceleratore lineare e^+e^- , estenderà tale portata fino a 5-10 TeV ed offrirà misurazioni delle proprietà aggiuntive del bosone Z' .

¹La costruzione dovrebbe iniziare nel 2016 e non sarà ultimata prima del 2026.

1.5.2 Limiti a Tevatron e LHC

Le ricerche dirette per i bosoni Z' sono effettuate nei collisori adronici, poiché questi consentono di accedere alle più alte energie disponibili.

I limiti più rigorosi attuali provengono dal Tevatron di Fermilab, e dipendono dagli accoppiamenti del bosone Z' nel processo $p\bar{p} \rightarrow Z' + X \rightarrow l^+l^- + X$; a partire dal 2006, il Tevatron esclude i bosoni Z' fino a masse di circa 800 GeV.

Si riportano i limiti per il Modello Sequenziale, ottenuti a Fermilab:

- nel canale e^+e^- : $M_{Z'_{SSM}} > 1023 \text{ GeV}/c^2$ (esperimento D0) [4];
- nel canale $\mu^+\mu^-$: $M_{Z'_{SSM}} > 1017 \text{ GeV}/c^2$ (esperimento CDF) [3];

LHC, dotato di più alta energia di collisione e maggiore luminosità, è fra tutti il più sensibile per la rivelazione di un'eventuale Z' .

I limiti più recenti risalgono all'analisi con stato finale $\mu^+\mu^-$ di collisioni a $\sqrt{s}=8$ TeV di dati raccolti nel 2013 (Run-1). Non si è osservata la produzione di alcuna risonanza per il Modello Sequenziale entro i 2960 GeV TeV con il 95% di confidenza [12]:

$$M_{Z'_{SSM}} > 2960 \text{ GeV}.$$

La ricerca ora è estesa a masse più alte, in particolare questa analisi si svolgerà con la considerazione $M_{Z'}=5$ TeV.

Capitolo 2

Il Collisionatore LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) [8] al CERN è il più potente acceleratore di particelle mai realizzato. È costruito all'interno di un tunnel lungo 27 km e profondo fra i 50 e i 175 metri, che precedentemente ospitava l'acceleratore Large Electron Positron (LEP). Il complesso è situato a Ginevra, al confine tra Francia e Svizzera (vedi Fig. 2.1).



Figura 2.1: Veduta aerea di LHC al CERN (Ginevra).

LHC può accelerare protoni e ioni pesanti fino a raggiungere velocità comparabili a quella della luce e farli successivamente collidere.

LHC alterna periodi di presa dati (Run) con lunghi periodi di pausa tecnica (LS). Nel Run-1, conclusosi nel 2012, la macchina lavorava ad un'energia di 8 TeV al centro di massa. Nel Run-2, iniziato a Maggio 2015, dopo due anni di pausa, LHC ha raggiunto un'energia al centro di massa di 13 TeV; si tratta di livelli di energia mai raggiunti precedentemente in un laboratorio.

I fasci accelerati dalla macchina sono in realtà suddivisi in vari bunches, pacchetti di protoni, che circolano lungo l'anello di LHC in direzioni opposte. Le collisioni avvengono in quattro punti dove sono installati i quattro esperimenti principali: ATLAS, CMS, ALICE e LHCb (vedi Fig. 2.2). I primi due esperimenti sono grandi rivelatori ermetici universali (studiati cioè per la ricerca di ogni tipo di particella), mentre ALICE è principalmente dedicato alla ricerca del plasma di quark e gluoni. L'esperimento LHCb è invece progettato in particolare per lo studio ad alta statistica di processi che violino CP.

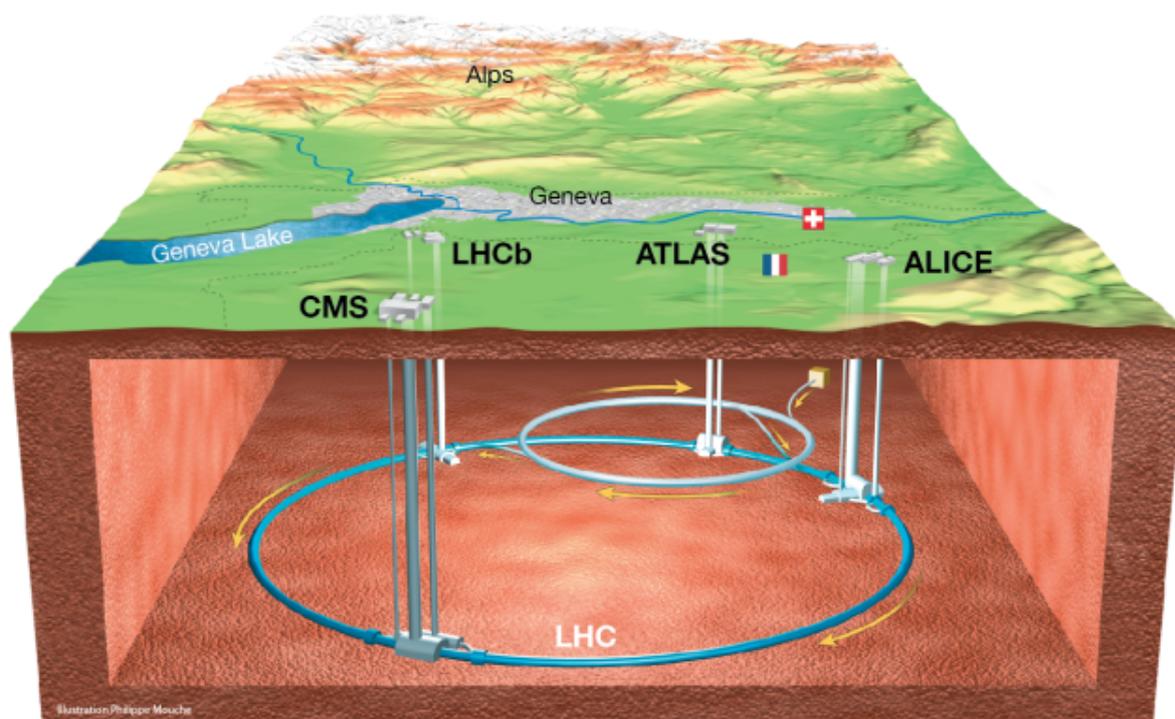


Figura 2.2: Collocazione geografica dell'acceleratore LHC e dei quattro esperimenti principali.

I fasci di protoni che viaggiano nei tubi a vuoto (circa $10^{-13} atm$)¹ vengono curvati grazie a più di 1600 magneti superconduttori disposti lungo la linea del fascio di LHC.

¹Questo valore della pressione corrisponde ad una altissima rarefazione del gas residuo contenuto

Il campo magnetico di dipolo B deve generare una forza di Lorentz tale da mantenere in orbita i protoni all'energia prevista. I magneti sono in lega di Niobio-Titanio e vengono raffreddati alla temperatura di 1.9 K (-271.25 °C) da Elio liquido superfluido. In queste condizioni divengono superconduttori (vi circola una corrente di circa 11700 A) e producono un campo magnetico di circa 8 Tesla. Il sistema criogenico di LHC è il più grande che esista al mondo: è una delle temperature più basse che si sono raggiunte nell'intero universo.

Ci sono in totale 1232 dipoli superconduttori (154 in ognuno degli 8 archi) lunghi 15 metri che dirigono i fasci e 392 quadrupoli lunghi 5-7 metri per collimare i fasci. I magneti hanno 2 aperture, una per ognuno dei 2 fasci (che circolano in direzioni opposte ma sempre nella stessa struttura fisica). In questo modo i due fasci sono mantenuti separati fino al momento della collisione, che avviene attraverso l'incrocio dei due fasci (*bunch-crossing*), vedi Fig. 2.3.

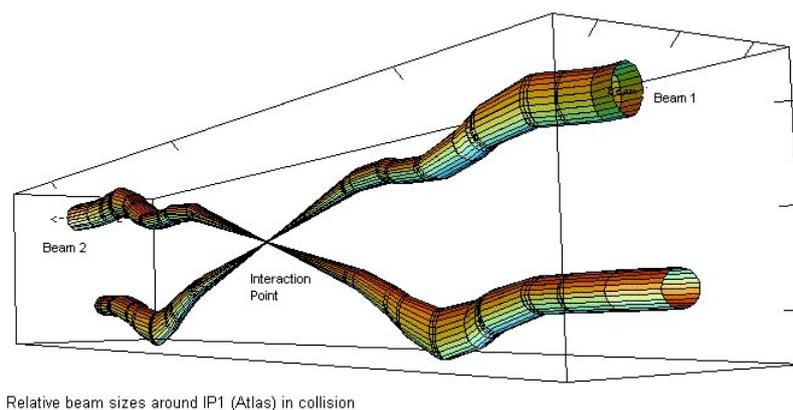


Figura 2.3: Bunch-crossing: schematizzazione di una collisione fra due fasci di protoni all'interno del rivelatore ATLAS.

Di seguito si riportano le definizioni delle grandezze di comune utilizzo nella fisica delle particelle e utili nella rivelazione.

nel tubo. È necessaria per rendere trascurabile la probabilità che i protoni accelerati collidano con le molecole di gas all'interno dell'anello e vengano perduti.

2.1 Grandezze di comune utilizzo a LHC

La variabile di Mandelstam s

In fisica teorica le *variabili di Mandelstam* sono grandezze fisiche che in grado di descrivere i processi di scattering in un sistema invariante per il gruppo di Lorentz. Nel caso in cui l'urto tra due corpi (1 e 2) genera due prodotti di collisione (3 e 4), si ha la reazione:

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4.$$

Considerando p_1 e p_2 come il quadrivettore Energia-Impulso rispettivamente dei corpi 1 e 2 (e similmente p_3 e p_4 per i prodotti 3 e 4), è possibile definire le variabili:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2$$

Queste variabili sono tali che la loro somma coincide con la somma dei quadrati delle masse relativistiche dei quattro corpi:

$$s + t + u = \sum m_i^2$$

In particolare s rappresenta il quadrato dell'energia nel centro di massa (massa invariante) e t il quadrato della quantità di impulso trasferito durante l'urto. Pertanto, si dice che le collisioni protone-protone di LHC avvengono a $\sqrt{s} = 13$ TeV.

La massa invariante di un sistema di particelle

In un processo del tipo

$$1 \rightarrow 2 + 3 + \dots$$

è possibile ricondursi alla massa a riposo della particella decaduta attraverso il calcolo della massa invariante del sistema di particelle originatesi dal decadimento:

$$(M_{inv}c^2)^2 = \left(\sum E_i\right)^2 - \left(\sum p_i c\right)^2,$$

dove M_{inv} è la massa invariante del sistema di particelle, pari alla massa della particella decaduta, $\sum E_i$ è la somma delle energie delle varie particelle, $\sum p_i c$ è la somma vettoriale delle quantità di moto delle particelle moltiplicate per la velocità della luce.

Questa definizione ci permetterà di misurare la massa invariante $M_{\mu\mu}$ della coppia di muoni in cui è decaduta Z' e confrontare eventualmente tale distribuzione con la massa a riposo del bosone (pari a 5 TeV per questa analisi).

La sezione d'urto

La sezione d'urto, indicata con σ , è una quantità adoperata per descrivere un processo d'interazione tra particelle, come la diffusione o l'assorbimento, quantificando la probabilità che uno stato iniziale di particella risulti trasformato, a seguito dell'evento d'interazione, in un nuovo stato. Ha le dimensioni di un'area, ed è abitualmente misurata in barn ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) o suoi sottomultipli.

In fisica delle particelle la sezione d'urto di un processo non è costante ma aumenta all'aumentare dell'energia; si riportano in Fig. 2.4 le sezioni d'urto dei processi di decadimento studiati presso LHC e Tevatron.

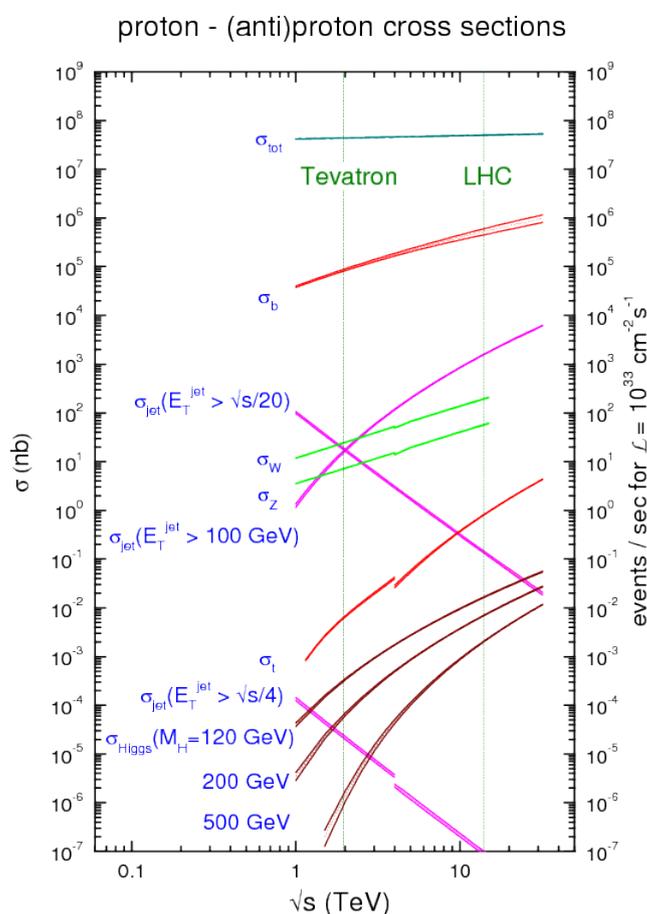


Figura 2.4: Predizioni delle sezioni d'urto del Modello Standard presso i collisionatori adronici [21].

La luminosità

La *luminosità* uno dei parametri più importanti di un acceleratore ed è definita in questo modo:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2}{\sigma_{xy}} f n_b,$$

dove N_1 e N_2 rappresentano il numero di protoni per bunch, f la frequenza di rivoluzione all'interno dell'acceleratore, n_b il numero di bunches e σ_{xy} l'area (geometrica) di sovrapposizione dei fasci.

Secondo il suo design originale, LHC può raggiungere una luminosità di circa 10^{34} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, talmente grande da permettere di rivelare eventi estremamente rari.

Nell'analisi dei dati, per descrivere i processi, si calcola la luminosità integrata $L = \int \mathcal{L} dt$ definita anche con la relazione

$$L = N/\sigma,$$

dove N è il numero di eventi e σ è la sezione d'urto del processo fisico.

Se, ad esempio, si ha $\int \mathcal{L} dt = 1 \text{ fb}^{-1}$ e si ha vuole osservare un processo con $\sigma = 1 \text{ fb}$ quello che si produce è un solo evento, se invece $\sigma = 1 \text{ pb}$ si producono 1000 eventi.

In Fig. 2.5 si riporta lo spettro di massa invariante delle coppie $\mu\mu$ misurate dall'esperimento CMS. La luminosità è tale da permettere l'osservazione di sezioni d'urto risonanti per la produzione di mesoni vettoriali (spin 1) e di Z_0 reali.

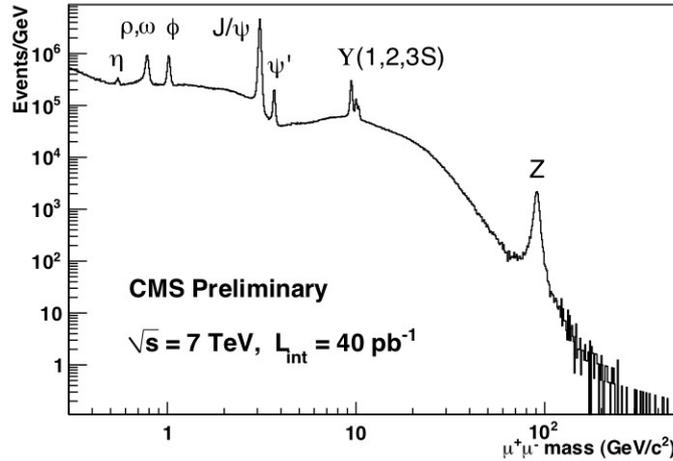


Figura 2.5: Spettro di massa invariante di coppie $\mu\mu$ misurate dall'esperimento CMS. La figura contiene dati che corrispondono ad una luminosità integrata di 40 pb^{-1} a $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$ [11].

La pseudorapidità η

In fisica delle particelle, la pseudorapidità, η (vedi Fig. 2.6) è una coordinata spaziale comunemente usata per descrivere l'angolo relativo tra una particella e l'asse del fascio. È definito come

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

dove θ è l'angolo tra il momento della particelle \vec{p} e l'asse del fascio.

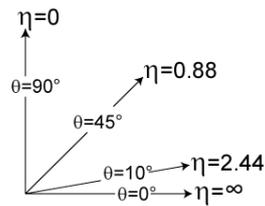


Figura 2.6: La pseudorapidità tende ad infinito quando l'angolo tende a zero. In fisica delle particelle l'angolo è misurato rispetto all'asse del fascio.

2.2 Upgrade di LHC

L'aggiornamento sviluppato in questi anni viene denominato LS1 ed è il primo di tre grandi periodi di revisione e modernamento della macchina (*Long Shutdown*). Dopo LS1, LHC è in grado raggiungere l'energia nel centro di massa di 13 TeV. In aggiunta, la separazione tra 2 collisioni successive è adesso di 25 ns, invece che dei 50 ns come in Run-1 (fino al 2012).

Nel LS2, entro il 2018, la catena di iniezione dei pacchetti nel LHC verrà migliorata e ci si aspetta, oltre ad un significativo incremento della luminosità ($2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), un incremento nel cosiddetto *pile-up* che corrisponde alla sovrapposizione di più collisioni *pp* nello stesso bunch-crossing (~ 50).

Nel LS3, verso il 2021, l'ottica di foccheggiamento nei punti d'interazione verrà sostituita. La luminosità dovrebbe raggiungere $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, corrispondente a un pile-up di ~ 140 .

2.3 Il modello dinamico a quark

Nelle collisioni protone-protone ad alti momenti trasferiti (Q^2), come ad LHC, gioca un ruolo rilevante il modello dinamico a quark degli adroni [7] e la distribuzione in impulso dei costituenti del protone che determinano la produzione della Z' . Nel semplice modello statico a quark degli adroni, il protone è costituito da tre quark di valenza (u, u, d) che sono molto più leggeri e più piccoli rispetto alla massa e dimensione del protone, mentre nel modello dinamico a quark, in aggiunta ai quark di valenza, ci sono gluoni e molte coppie quark-antiquark del mare che contribuiscono alla massa e all'energia del protone (vedi Fig. 2.7).

Definendo con x la frazione di energia di ogni partone è interessante studiare come l'energia venga distribuita fra i partoni; i risultati sperimentali sono riportati in Fig. 2.8. Osservando tale figura si può dedurre che, ad alto impulso trasferito (grafico a destra), i gluoni rappresentano il maggior contributo energetico, seppure singolarmente essi siano dotati di una piccola percentuale di energia. Significa quindi che ad alte energie, quando avviene l'urto diretto fra due costituenti puntiformi, il fenomeno più probabile è che questo avvenga fra due gluoni.

Senza queste considerazioni, il fenomeno studiato in questa tesi risulta impossibile: in una collisione *pp* è lecito chiedersi dove sono i $q\bar{q}$ del processo a corrente neutra (Z_0/Z') (vedi Fig. 1.2). Sono infatti i gluoni i principali responsabili della sezione d'urto del processo.

Confrontando i due plot in Fig. 2.8 si può notare come l'aumento del momento trasferito si rifletta con l'aumento dei gluoni e delle particelle del mare nel protone, mentre i 3 quark di valenza mantengono per lo più le stesse caratteristiche.

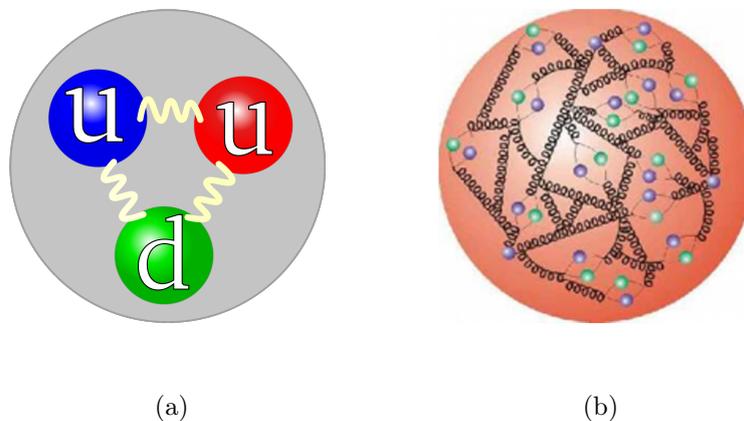


Figura 2.7: Il protone con i suoi quark di valenza nel modello statico a quark degli adroni (a) e nel modello dinamico a quark (b).

L'aumento d'energia del protone viene vista quindi, in termini partonici, con l'aumento di gluoni nel sistema che si riflette con l'aumento della sezione d'urto del processo.

Nel recente upgrade il LHC a $\sqrt{s} = 13$ TeV, il contributo crescente dei gluoni rispetto a $\sqrt{s} = 8$ TeV si manifesta in termini di un aumento della "luminosità efficace", intesa come la disponibilità di gluoni nel protone capaci di produrre particelle di una data massa. In questo modo si può quindi definire il *luminosity ratio* inteso come il rapporto tra le luminosità efficaci fra 13 e 8 TeV. Esso è riportato in Fig. 2.9. Si veda come, per particelle di massa superiore al TeV, come nel caso della Z' , il guadagno in luminosità efficace cresca rapidamente con la massa della particella, traducendosi in un guadagno di un fattore 10 o più.

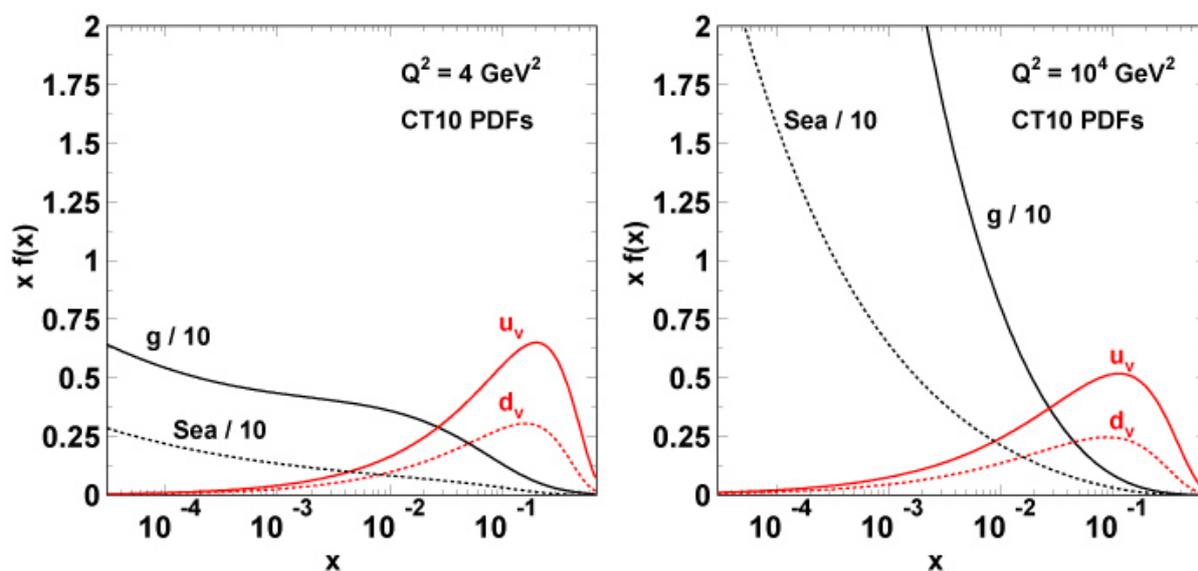


Figura 2.8: Distribuzioni della grandezza $xf(x)$ dove $f(x)$ rappresenta la densità dei partoni (u_v, d_v, g, sea) utilizzando una parametrizzazione dei dati sperimentali [15].

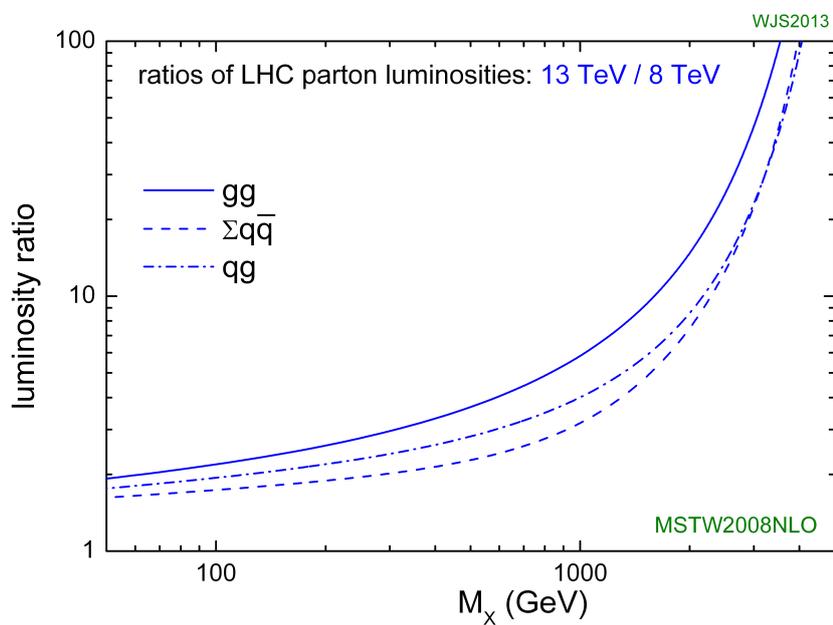


Figura 2.9: Luminosity ratio nell'upgrade 8 TeV-13 TeV a LHC [22].

Capitolo 3

L'esperimento CMS

Il *Compact Muon Solenoid* (CMS) [9] è uno dei quattro principali esperimenti di fisica delle particelle attualmente in corso a LHC.

Gli obiettivi principali di CMS sono investigare la fisica del Modello Standard (MS), lo studio delle proprietà del bosone di Higgs, la ricerca della supersimmetria e di nuovi fenomeni oltre il MS e, in generale, lo studio della fisica delle particelle alla scala del TeV.

Le dimensioni complessive del rivelatore CMS sono: 21.6 metri di lunghezza per 14.6 metri di diametro e un peso totale di 12500 tonnellate.

CMS è un rivelatore ermetico, ovvero in grado di coprire quasi totalmente l'angolo solido intorno al punto di interazione. Lo schema illustrato in Fig. 3.1 mostra la struttura del rivelatore CMS.

3.1 Il magnete

Il magnete di CMS è il dispositivo principale dell'esperimento. Si tratta di un solenoide superconduttore in grado di produrre un campo magnetico di 3.8 Tesla parallelo alla direzione del fascio di protoni di LHC.

È lungo 13 m per 6 m di diametro, raffreddato alla temperatura di 4.65 K (-268.5°C) che permette alla corrente elettrica di scorrere senza resistenza nelle bobine di niobio-titanio.

Lo scopo del magnete è curvare le traiettorie delle particelle cariche ad alta energia generate nelle collisioni.

CMS funziona come un grande spettrometro: se si conosce la traccia di una particella carica si può misurare il suo impulso (maggiore è l'impulso di una particella, minore è la sua deviazione in un campo magnetico).

CMS DETECTOR

Total weight : 14,000 tonnes
 Overall diameter : 15.0 m
 Overall length : 28.7 m
 Magnetic field : 3.8 T

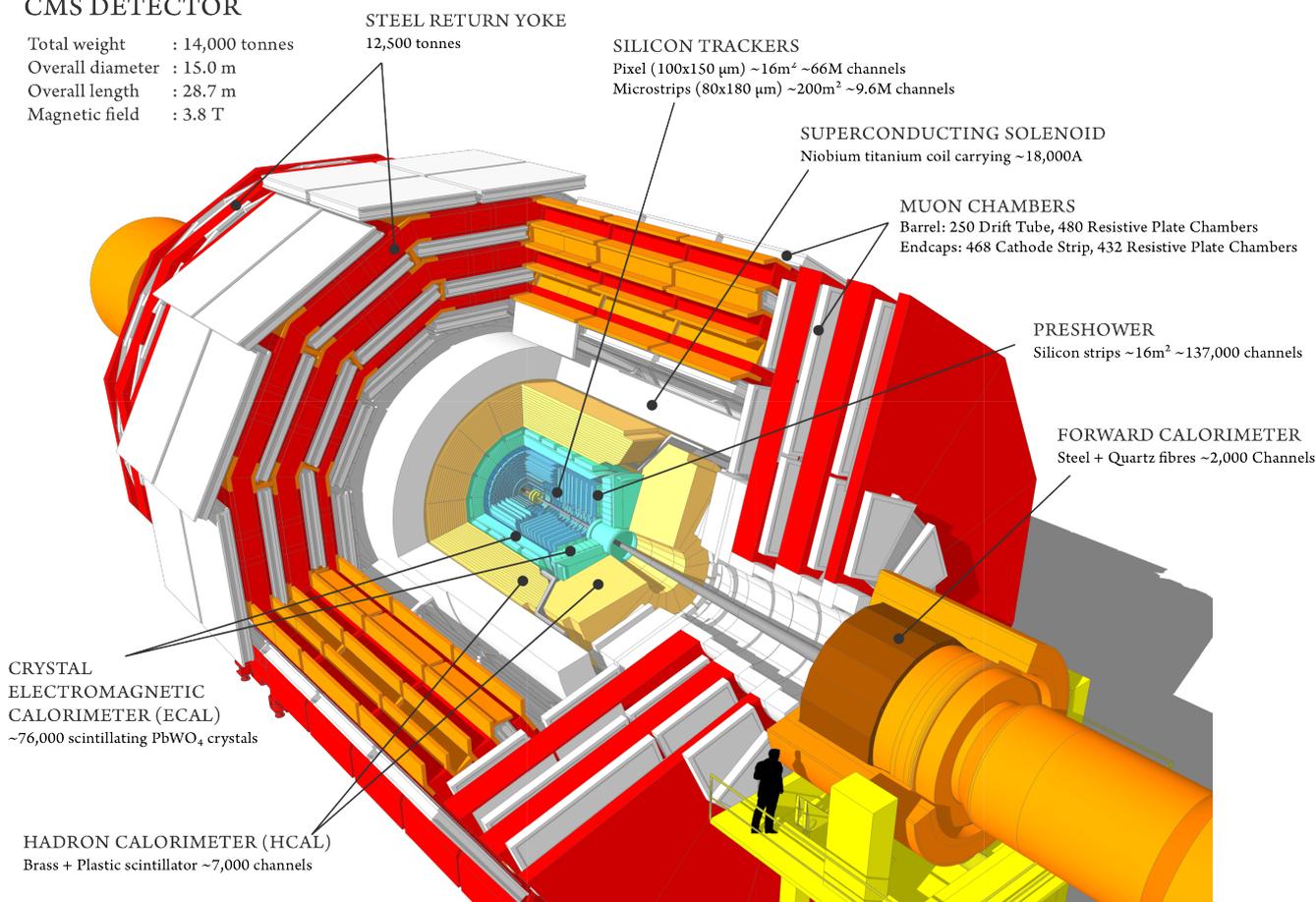


Figura 3.1: La struttura del rivelatore CMS.

La forza di Lorentz e il principio dello spettrometro

Sia data una carica elettrica puntiforme q in moto con velocità istantanea \vec{v} in una regione caratterizzata dalla presenza di un campo di induzione magnetica \vec{B} . La forza di Lorentz è la forza \vec{F} che si esercita tra il campo \vec{B} e la carica, ed è proporzionale a q ed al prodotto vettoriale tra \vec{v} e \vec{B} secondo la relazione:

$$\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B}.$$

Se si considera, per semplicità, che l'impulso della particella carica generata nella collisione sia peridondale alla linea del fascio, allora la forza di Lorentz risulta $F = q v B$,

perpendicolare al piano $\vec{v} \times \vec{B}$. Il moto che risulta da questa interazione è quello circolare uniforme (vedi Fig. 3.2)

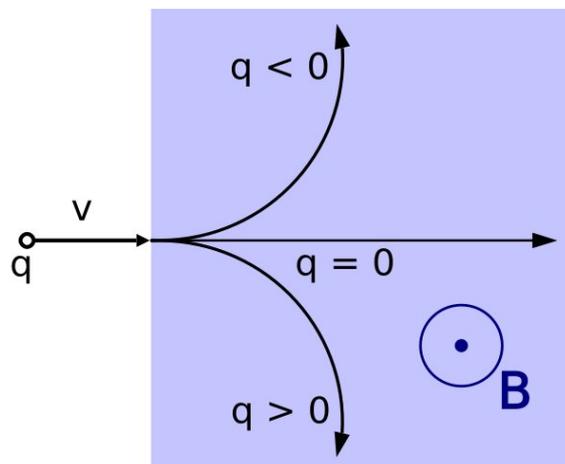


Figura 3.2: Traiettoria compiuta da una carica elettrica q in moto in un campo magnetico perpendicolare alla figura e con verso uscente.

Il raggio di curvatura della traiettoria, che si ricava eguagliando la forza di Lorentz alla forza centripeta, è dato da:

$$r = \frac{mv}{qB}$$

Poiché la massa m , il campo \vec{B} e la carica q sono costanti, e la velocità \vec{v} non cambia in modulo essendo la forza esclusivamente centripeta, anche il raggio di curvatura è costante, dunque la traiettoria descritta dalla particella è un arco di circonferenza. La quantità di moto $p = m v$ risulta quindi determinata per i vari tipi di particelle dalla misura di r (stimato attraverso i rivelatori di posizione), noto il campo magnetico e la carica.

La struttura di CMS è formata da diversi rivelatori di particelle sovrapposti secondo gusci concentrici intorno al punto di collisione dei fasci. È composto da quattro rivelatori principali: il tracker, i calorimetri (elettromagnetico e adronico) e le camere per muoni. A questi elementi si aggiunge giogo di ferro per il ritorno del campo magnetico della bobina, frammentato lungo la camera a muoni (vedi Fig. 3.3).

3.2 Il tracker

Il *tracker* ricostruisce le traiettorie delle particelle cariche (muoni, elettroni, adroni ad alta energia) tramite la misura delle loro posizioni in più punti. In questo modo, utiliz-

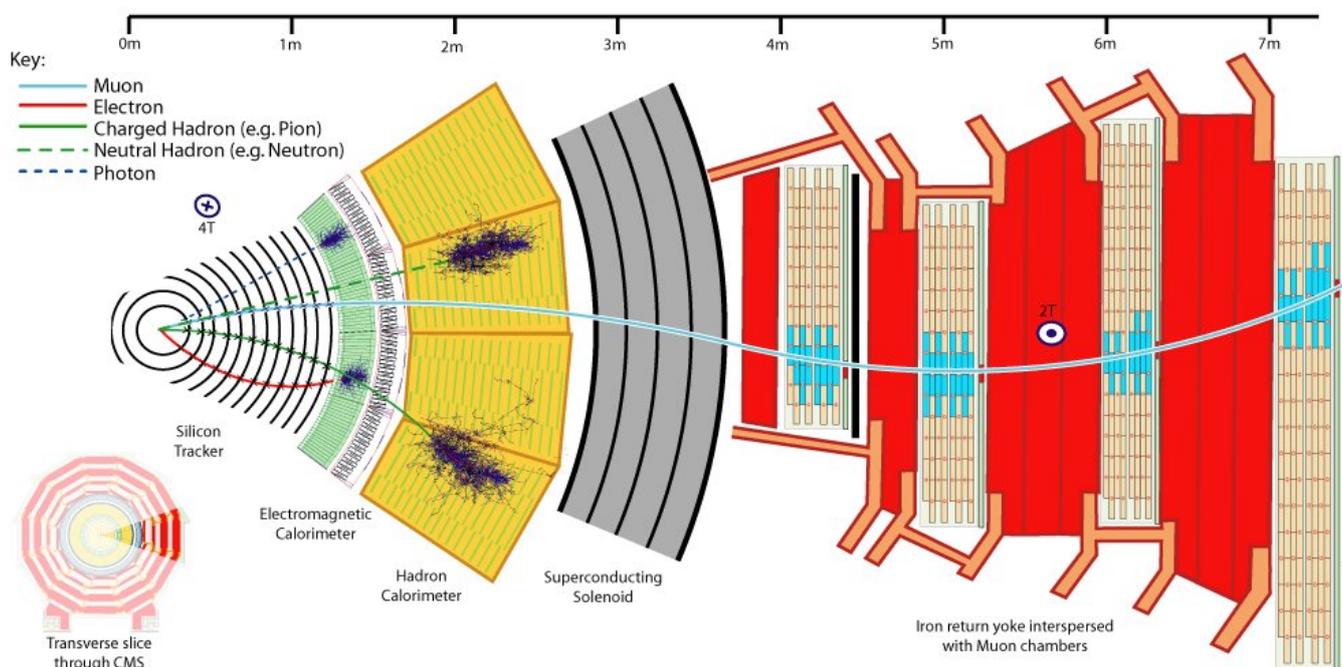


Figura 3.3: Sezione longitudinale dell'apparato CMS. Sono mostrate le traiettorie di vari tipi di particelle che attraversano i volumi sensibili dei sottorivelatori.

zando l'effetto del campo magnetico, è possibile misurare la curvatura delle loro tracce e di conseguenza l'impulso. Un aspetto molto importante del tracciatore è quello di interagire il meno possibile con le particelle, ovvero compiere un piccolo numero di registrazioni estremamente accurate sulla traiettoria di una particella.

Si tratta della parte più interna del rivelatore, pertanto riceve la più grande quantità di particelle. Per resistere alla grande quantità di radiazione è stato scelto un tracker interamente di silicio, mantenuto a bassa temperatura (-20°C).

Al centro del detector, si trovano tre livelli di pixel (*pixel detector*) e dopo questi le particelle attraversano dieci livelli di *strip detectors* (vedi Fig. 3.3), fino a raggiungere un raggio di 130 cm dal *beam pipe*.

Quando una particella carica attraversa una di queste unità deposita abbastanza energia da far sì che venga rilasciato un elettrone, creando di conseguenza una lacuna. Ciascun pixel o strip è collegato con un chip che riceve questo segnale e lo amplifica. In questo modo è possibile costruire un'immagine dettagliata della traccia in 3 dimensioni.

3.3 I calorimetri

L'energia delle particelle che attraversano il rivelatore viene misurata grazie ai calorimetri (situati all'interno del magnete), capaci di convertire l'energia di una particella incidente in un segnale macroscopico. Molte particelle entrando nel calorimetro provocano uno sciame di particelle e l'energia di queste viene depositata nel calorimetro e misurata.

I due principali tipi di calorimetri sono quello elettromagnetico per la rivelazione di fotoni ed elettroni e quello adronico per la rivelazione di particelle che interagiscono fortemente (adroni).

3.3.1 Calorimetro elettromagnetico (ECAL)

Progettato per misurare con grandissima precisione l'energia delle particelle che interagiscono per via elettromagnetica come i fotoni e gli elettroni, il calorimetro è composto di circa 75000 cristalli di tungstato di piombo, un nuovo scintillatore sviluppato appositamente per CMS. Questo materiale è più denso dell'acciaio ma anche trasparente e emette luce di scintillazione quando elettroni e fotoni vi passano attraverso. Ciò significa che produce quindi luce in proporzione all'energia della particella.

Quando viene attraversato dalle particelle il cristallo produce luce visibile che viene trasformata in segnale elettrico tramite un foto-diodo a valanga a diretto contatto con un'estremità del cristallo.

La parte centrale di ECAL è chiamata *barrel* ed è un cilindro composto da 61200 cristalli di $2 \times 2 \times 23 \text{ cm}^3$ raggruppati in 36 "super moduli" (contenenti ognuno 1700 cristalli) per un peso totale di circa 3 tonnellate. I due tappi laterali detti *endcap* chiudono ermeticamente il barrel e sono composti da 14648 cristalli di sezione $3 \times 3 \text{ cm}^2$ e lunghezza 22 cm.

Per una maggiore accuratezza spaziale, ECAL contiene rivelatori aggiuntivi davanti agli endcaps. Ciò permette di distinguere tra singoli fotoni ad alta energia (associati ad eventi interessanti) e coppie di fotoni a bassa energia (meno interessanti).

3.3.2 Calorimetro adronico (HCAL)

Il calorimetro adronico di CMS circonda il calorimetro elettromagnetico e ha lo scopo di misurare l'energia e la direzione dei *jets* di adroni, provvedendo ad una copertura ermetica attorno al punto di interazione. Inoltre fornisce una misura indiretta della presenza di particelle neutre che interagiscono solo debolmente: i neutrini.

HCAL è costruito alternando strati di materiale passivo ad alta densità (ottone o acciaio che funge da assorbitore) con strati di scintillatori fluorescenti in grado di dare segnali luminosi quando attraversati da una particella. Speciali fibre ottiche raccolgono la luce

di scintillazione e la trasmettono a unità di decodifica ottica dove i fotomoltiplicatori amplificano il segnale.

Ogni strato di assorbitore e scintillatore è suddiviso geometricamente in mattonelle delle stesse dimensioni, definito come una torre. La luce di una particolare regione del rivelatore viene misurata con il contributo di più mattonelle nella profondità del calorimetro, tale somma dà una misura dell'energia della particella.

All'estremità del tubo a vuoto, a 11 metri dal punto di interazione, si trovano i due *Hadronic Forward* (HF) detectors. Hanno lo scopo di raccogliere la miriade di particelle provenienti dalla regione collisione a piccoli angoli rispetto alla linea del fascio. Questi ricevono la maggior parte dell'energia contenuta nella collisione quindi devono essere molto resistenti alle radiazioni.

Le informazioni di ECAL e HCAL vengono combinate con quelle del tracciatore per la ricostruzione dei jets.

3.4 Le camere per muoni

La rivelazione dei muoni è uno dei compiti più importanti dell'esperimento. Il muone è una particella carica come l'elettrone, tuttavia circa 200 volte più pesante. Uno dei motivi per cui è così importante lo studio dei muoni a CMS è il fatto che sono molto comuni negli stati finali di collisioni pp ad alte energie e la loro identificazione è relativamente semplice. Inoltre i μ possono essere dei chiari identificatori di processi interessanti di nuova fisica.

Un muone è in grado di attraversare senza interagire vari metri di ferro e diversamente dalla maggior parte delle particelle studiate a CMS i muoni non vengono fermati dai calorimetri. Dunque i rivelatori di muoni sono situati esternamente al magnete, dove solo i muoni riescono ad arrivare per poi essere rivelati.

Il rivelatore di muoni è strutturato in 4 stazioni a distanza crescente dal punto di interazione. Ognuna di queste stazioni è formata da varie camere individuali, a loro volta composte da più strati indipendenti. Un muone viene misurato dalla traccia curva formata dall'interpolazione dei segnali nelle quattro stazioni di camere. Unendo la posizione misurata dalle camere a muoni con la posizione misurata dal tracciatore centrale si ricava la traiettoria di un muone. Dalla curvatura della traiettoria nel campo magnetico possiamo misurare l'impulso del muone.

Vi sono 1400 camere a muoni: 250 *Drift Tubes* (DT) e 540 *Cathode Strip Chambers* (CSC) che tracciano le particelle che le attraversano e recano un segnale di trigger; 610 *Resistive Plate Chambers* (RPC) costituiscono un sistema di trigger ridondante che permette di scegliere rapidamente se accettare o meno un muone. Le DT e le RPC sono disposte su cilindri concentrici nella regione di barrel, mentre le CSC e le RPC formano gli endcaps.

3.5 Il sistema di Trigger e Acquisizione Dati

Il sistema di *trigger* seleziona gli eventi di interesse prodotti nelle interazioni *pp*. Gli eventi selezionati, sotto forma di informazioni digitali, vengono poi acquisiti e memorizzati dal *sistema di acquisizione dati* (DAQ) per essere poi processati ulteriormente dai programmi offline.

Questo sistema deve riconoscere gli eventi di fisica interessanti e, in caso di scelta positiva, segnalare al sistema di lettura di immagazzinare i dati dell'evento prescelto. Quando LHC funziona al massimo delle sue prestazioni, avvengono ogni secondo 10^9 interazioni protone-protone all'interno del rivelatore CMS. Non essendo possibile leggere e registrare i dati provenienti da tutti questi eventi (di cui la maggior parte non sarebbero in ogni caso eventi "interessanti").

È necessario un trigger che possa ridurre la frequenza a qualche centinaia di eventi al secondo e contemporaneamente selezionare gli eventi potenzialmente interessanti, che possono essere letti e immagazzinati nei dischi rigidi per una successiva analisi.

Con una frequenza di 40 MHz per i bunches di protoni, ci sono solo 25 nanosecondi prima dell'arrivo del successivo pacchetto. Per non confondere particelle provenienti da due eventi diversi, i rivelatori devono avere una ottima risoluzione temporale e i segnali provenienti dai milioni di canali di elettronica devono essere sincronizzati, in modo da poterli identificare come provenienti dallo stesso evento.

Il sistema di trigger: L1 e HLT

Il sistema di trigger si suddivide in un trigger di primo livello (L1) e in un secondo di livello avanzato (HLT).

Il trigger di livello 1 è di tipo hardware, è estremamente veloce e cerca caratteristiche interessanti dell'evento in modo semplice (come particelle molto energetiche o particolari configurazioni, nonché muoni o elettroni). I dati selezionati vengono assimilati dai differenti elementi del detector per ricreare l'intero evento e inviati ai compilatori.

HLT è un trigger di tipo software: i compilatori leggono le informazioni in maniera più dettagliata, cercando segni più specifici come costruendo le tracce dei muoni attraverso gli *hits* nella camera, o individuando fotoni attraverso la loro alta energia e mancanza di carica (tracce dritte). In questo modo rimangono solo gli eventi che possono dirci qualcosa di nuovo sulla fisica.

Nonostante il sistema di trigger, CMS registra e analizza diversi *petabytes* (10^6 GB) di dati ogni secondo, anche se non tutti questi dati vengono memorizzati.

3.6 Il centro di calcolo

Il sistema di calcolo si occupa del salvataggio, del trasferimento e della manipolazione dei dati raccolti da CMS; esso supporta inoltre la produzione e l'analisi di dati simulati ed informazioni sulla calibrazione degli apparati. Le risorse di calcolo non sono situate solo a CMS, bensì sono distribuite in diversi centri detti "Tier", anche esterni al CERN, secondo una specifica gerarchia dettata dall'infrastruttura (*Grid* [18]) (vedi Fig. 3.4). L'enorme mole di dati raccolti richiede grosse capacità computazionali ed un metodo flessibile per ridurre le informazioni al minimo necessario senza ridondanze, ma che permetta al contempo una grande varietà di operazioni ad ogni livello dell'analisi.

Il software di CMS, abbreviato in CMSSW, è sviluppato su un metodo di programmazione a oggetti, principalmente in linguaggio C++. L'unità base di ciascun tipo di dato, reale o simulato, è l'evento: esso è un contenitore di molteplici informazioni, dal dato "grezzo" (RAW), al ricostruito (RECO), all'oggetto per l'analisi (AOD, Analysis Object Data) sul quale sono state applicate opportune selezioni. Tipicamente, i dati vengono rielaborati tramite moduli in linguaggio C++ e python mentre gli output vengono salvati in ROOT files.

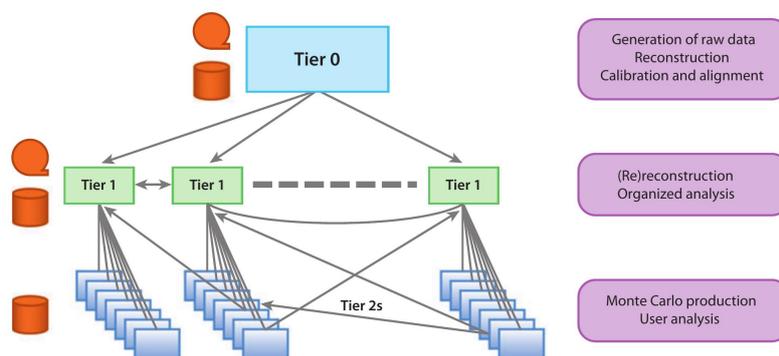


Figura 3.4: Struttura a Tiers del computing model di CMS.

Per effettuare l'analisi dei dati ci si serve del *CMS Remote Analysis Builder* (CRAB). CRAB nasconde il *middleware*¹ della Grid all'utente di CMS in modo che non siano richieste abilità particolari nell'utilizzo della Grid. In questo modo tutti i dataset pubblicati sono accessibili a tutti gli utenti ed è possibile effettuare "job" di analisi su di essi.

¹In informatica con middleware si intende un insieme di programmi informatici che fungono da intermediari tra diverse applicazioni e componenti software. Sono spesso utilizzati come supporto per sistemi distribuiti complessi.

3.7 Upgrade di CMS

I potenziamenti di LHC (descritti nel Par. 2.2) portano inevitabilmente a importanti upgrades del rivelatore CMS che si attueranno in corrispondenza dei prossimi shutdown di LHC.

Fase I

La ragione principale dell'upgrade di Fase I (prevista durante LS2 nel 2019), oltre a migliorare le performances del detector è di fronteggiare i danni dell'enorme radiazione prodotta, specialmente nelle regioni più vicine al beam pipe.

L'installazione dell'upgrade di Fase I, consiste dei seguenti potenziamenti:

- sostituzione del rivelatore a pixel:

Il nuovo rivelatore è progettato con 4 strati di rivelatori (*layers*) (vedi Fig. 3.5), invece di 3 e con 3 dischi negli endcaps. Fino a un pile-up di 60, ci si aspetta un funzionamento migliore di quello attuale (con un pile-up assai inferiore).

Con l'upgrade del rivelatore a pixel ci si aspetta un miglioramento della ricostruzione delle tracce dei leptoni, con conseguente crescita del numero di leptoni selezionati evento per evento e un guadagno di efficienza di selezione dei muoni nello stato finale.

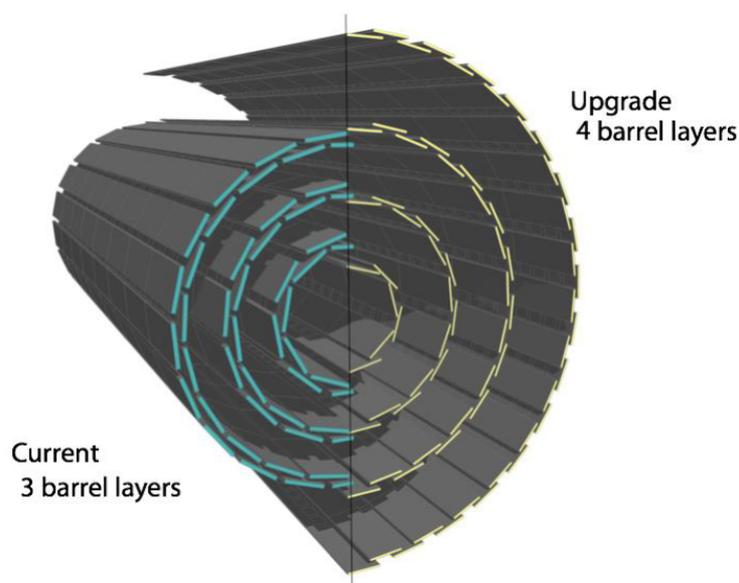


Figura 3.5: upgrade del rivelatore a pixel.

- upgrade del calorimetro adronico:

L'upgrade del HCAL sfrutta le nuove tecnologie adesso disponibili. I fotomoltiplicatori e l'elettronica di *readout* verranno sostituiti con nuovi PMT tecnologicamente più avanzati. In particolare i PMT del calorimetro HF verranno sostituiti da PMT multi-anodo mentre i fotodiodi dei calorimetri di Barrel (HB) e Endcap (HE) con fotomoltiplicatori al silicio (SiPM).

Con l'installazione di questi nuovi dispositivi, ci si aspetta un miglioramento nella misura dei jets e dell'energia trasversa mancante; in questo modo si avrà un maggiore rapporto segnale/rumore ($> 30\%$) e una misura più accurata dell'isolamento dei leptoni.

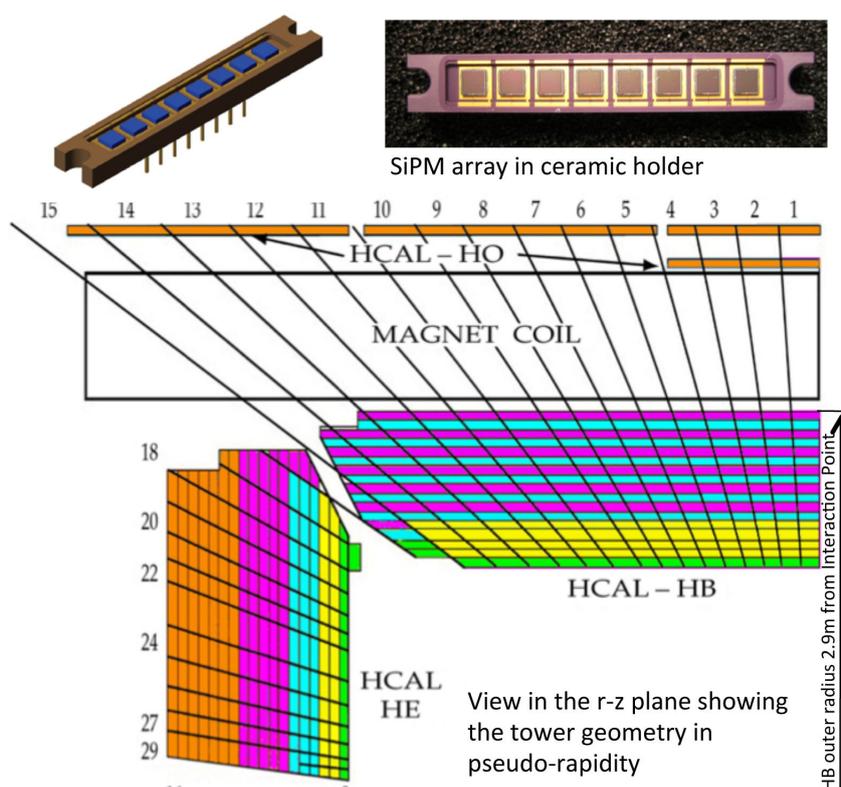


Figura 3.6: La parte superiore dell'immagine mostra un supporto in ceramica *SiPM* di $2 \times 2 \text{ mm}^2$. La parte inferiore mostra la segmentazione proposta per l'upgrade, dove ogni colore viene letto separatamente. (Gli strati a colori alternati in HB consentono l'uso ottimale dei SiPM).

- Miglioramento del trigger di livello 1:

Il trigger L1 è stato disegnato per operare con una frequenza di 100 kHz. Con l'aumento della luminosità, dell'energia e del pile-up è necessario aumentare la soglia di trigger, così da rimanere sotto frequenza limite di 100 kHz. L'intero sistema di trigger sarà quindi sottoposto ad un'upgrade dell'elettronica.

- Maggiore copertura del rivelatore muonico:

Alle nuove energie raggiunte a Maggio 2015 (13 TeV), molte particelle sono prodotte in regioni di alta pseudorapidità (vedi Paragrafo 2.1). È pertanto stato necessario "instrumentare" la regione $1.5 < |\eta| < 2.4$ del rivelatore a muoni con un sistema addizionale composto da rivelatori GEM (*Gas Electron Multiplier*).

Fase II

La Fase II, prevista per il 2023 assieme a LS3, è ancora sotto studio. L'obiettivo dell'upgrade è di affrontare enorme luminosità che verrà raggiunta da LHC ($5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Per studiare al meglio la distribuzione della radiazione sono state fatte una serie di simulazioni, atte a descrivere la performance del detector con e senza i differenti upgrade. I risultati di questa analisi sono qui riportati:

- Il tracker:

Il tracker soffrirà molto della radiazione e alti livelli di pile-up, pertanto necessita di essere rimpiazzato. Il nuovo tracker dovrà inoltre fornire informazioni accurate al trigger di livello 1.

- Il calorimetro negli endcap:

Il calorimetro elettromagnetico e adronico subiranno un forte danno a causa della radiazione, pertanto dovranno essere sostituiti. I nuovi detector dovranno resistere ai più alti livelli di radiazione e dovrà fornire una maggiore granularità.

- La camera a muoni:

Il sistema di rivelazione muonico non sarà danneggiato dalla radiazione e sarà operativo. Per poter selezionare più eventi, verranno introdotti quattro nuovi detector: due camere GEM per una buona risoluzione di posizione e due RPC con minore granularità ma buona risoluzione temporale. Inoltre si pianifica di implementare un'altra stazione GEM negli endcaps in modo da avere una copertura superiore a $|\eta| = 2.4$.

- Il trigger:

Per poter affrontare le condizioni di pile-up previste dalla Fase II, il tasso di accettazione del trigger L1 verrà aumentato fino a 500 kHz: ciò sarà in grado di garantire

le stesse soglie usate nella Fase I. Tale progresso sarà possibile solo con l'upgrade dell'elettronica di read-out, in particolare quella di front-end.

3.8 La ricostruzione del muone e l'allineamento del rivelatore

Il momento e la carica dei muoni sono determinati dalla curvatura della loro traiettoria. Le traiettorie sono ricostruite separatamente nel tracker interno (“tracker-only”) e nel sistema a muoni esterno (“standalone”) e poi combinate per produrre un fit sulla traccia del muone “global”.

La qualità della ricostruzione di muoni ad alto p_T dipende fortemente dall'allineamento del detector e, in particolare dall'allineamento relativo fra le camere a muoni e del sistema a muoni rispetto al rivelatore interno [13].

L'allineamento del rivelatore non è noto a priori, ma è possibile, attraverso i dati simulati, dare una stima dell'errore sistematico. Individuato lo scenario di allineamento è quindi possibile applicare termini correttivi e ottenere la migliore ricostruzione del muone al alto p_T .

Al momento, esistono due scenari di “misalignment” implementati con il generatore di dati Conte Carlo PHYS14:

- Lo scenario ottimistico (o asintotico), che dovrebbe rappresentare lo stato del rivelatore dopo l'allineamento basato sulla ricostruzione della traccia.
- Lo scenario di start-up, che serve per descrivere lo stato de rivelatore nella prima parte del Run-2.

Lo studio dell'incertezza di allineamento sul processo di Drell-Yan² è il più importante di tutti, infatti permette di individuare lo scenario con cui sono stati raccolti i dati e quindi applicare le relative correzioni.

²I dati sono descritti in prima approssimazione dal processo di Drell-Yan (vedi Fig. 4.22).

Capitolo 4

Ricerca di una Z' nello stato finale $\mu^+ \mu^-$

Introduzione

Il rivelatore CMS, descritto nel Capitolo 3, è ottimizzato per la rivelazione di muoni nella regione $|\eta| < 2.4$. Il suo potenziale può quindi essere sfruttato nella ricerca di nuove risonanze di alta massa (come Z') che presentano nello stato finale muoni ad alto impulso trasverso p_T ¹.

In particolare nell'anno corrente (2015), a seguito dell'upgrade di LHC a $\sqrt{s}=13$ TeV, si ha un'incremento del potere di scoperta di un fattore 10 o più per oggetti con massa superiore a 1 TeV (vedi Fig. 2.9).

In questo capitolo mi dedico allo studio di un eventuale processo $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ attraverso l'analisi delle simulazioni Monte Carlo e dei dati raccolti da CMS nei periodi di presa dati a 13 TeV di energia nel centro di massa. In particolare l'analisi svolta è indipendente dai modelli per Z' descritti nel Capitolo 1. Questo capitolo descrive il contributo originale dell'elaborato.

Ogni evento viene analizzato ricercando i due muoni di segno opposto con maggiore p_T , attraverso i quali è possibile ricostruire la massa invariante dell'eventuale candidato Z' formatosi nel processo anelastico (vedi *La massa invariante di un sistema di particelle*, Paragrafo 2.1).

Le istruzioni di analisi sono contenute nel file `HLTEffAnalyzer.cc`. L'analisi viene effettuata su dataset di CMS, utilizzando il software di esperimento CMSSW, mediante la sottomissione sulla Grid di "jobs" preparati mediante il toolkit di analisi distribuita CRAB di CMS, utilizzando l'ultima versione in produzione (versione 3) (vedi Paragrafo 3.6).

¹ovvero la componente del momento perpendicolare alla direzione dei fasci incidenti.

4.1 Dati e campioni Monte Carlo

4.1.1 Dataset e selezione dei run

L'analisi fatta usa i dataset primari /SingleMuon: questi si basano su una semplice preselezione di eventi contenenti almeno un muone, e pertanto non introducono bias particolari nella selezione.

I dataset usati nell'analisi principale sono elencati in Tab. 4.1.

<i>Dataset</i>	<i>Bunch-crossing</i>	$L = \int \mathcal{L} dt$
/SingleMuon/Run2015B-PromptReco-v1/AOD	50 ns	48 pb ⁻¹
/SingleMuon/Run2015C-PromptReco-v1/AOD	50 ns	23 pb ⁻¹
	25 ns	20 pb ⁻¹
/SingleMuon/Run2015D-PromptReco-v3/AOD		150 pb ⁻¹

Tabella 4.1: Elenco dei dataset usati in questa analisi.

Le lettere B, C, D indicano i differenti periodi di presa dati. Si può osservare che l'intervallo di tempo fra due collisioni (bunch-crossing) è diminuito grazie all'Upgrade di LHC descritto nel Paragrafo 2.2 e costituisce ora il valore per cui LHC è stato progettato. La luminosità integrata corrisponde al numero di run selezionati all'interno di ciascun periodo.

Può accadere che, durante un run, il rivelatore non sia operativo oppure presenti dei problemi di funzionamento; per questa ragione si utilizzano soltanto alcune lumi sections². Per ogni dataset vengono prodotti per gli utenti dei JSON files dove sono elencate le lumi sections ottimali destinate all'analisi. I JSON files sono fruibili agli analisti nell'area web di CMS; in particolare per le collisioni avvenute nel 2015 a 13 TeV si fa riferimento a <https://cms-service-dqm.web.cern.ch/cms-service-dqm/CAF/certification/Collisions15/13TeV/>.

Si riportano i JSON files utilizzati in questa analisi:

- Cert_246908-251883_13TeV_PromptReco_Collisions15_JSON_MuonPhys.txt
per Run2015B
- Cert_254833_13TeV_PromptReco_Collisions15_JSON_MuonPhys.txt
per Run2015C a 50 ns
- Cert_246908-257599_13TeV_PromptReco_Collisions15_25ns_JSON.txt
per Run2015C a 25 ns e Run2015D

²Una lumi section è un pacchetto di dati raccolti ogni 23 secondi.

Durante l'analisi non verrà fatta alcuna differenza fra i dataset, indistintamente dal loro bunch-crossing rate ed altri eventuali parametri non presenti in Tab. 4.1, gli istogrammi sono sommati con uguale peso.

4.1.2 Campioni Monte Carlo: segnale e fondi

Gli eventi simulati col metodo Monte Carlo (MC) di segnale e di fondo sono generati in collisioni a $\sqrt{s}=13$ TeV e sono descritti in Tab. 4.2 e Tab. 4.3. In Tab. 4.2 sono elencati i campioni utilizzati con i rispettivi parametri di generazione e sezioni d'urto, mentre i nomi dei dataset sono elencati in Tab. 4.3.

Processo	Programma	Parametri di generazione	$\sigma(pb)$	Eventi (N)
$Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$	PYTHIA	$M = 5000$ GeV	$5.48 \cdot 10^{-5}$	97890
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$	PYTHIA	$M_{\mu\mu} > 50$ GeV	$2.01 \cdot 10^3$ (NNLO) ³	2964086
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$	MADGRAPH	$120 < M_{\mu\mu} < 200$ GeV	$3.70 \cdot 10$	60756
		$200 < M_{\mu\mu} < 400$ GeV	5.26 (NLO)	48205
		$400 < M_{\mu\mu} < 800$ GeV	$4.58 \cdot 10^{-1}$ (NLO)	37358
		$800 < M_{\mu\mu} < 1400$ GeV	$3.14 \cdot 10^{-2}$ (NLO)	30151
		$1400 < M_{\mu\mu} < 2300$ GeV	$2.55 \cdot 10^{-3}$ (NLO)	26430
		$2300 < M_{\mu\mu} < 3500$ GeV	$1.65 \cdot 10^{-4}$ (NLO)	24003
		$3500 < M_{\mu\mu} < 4500$ GeV	$7.58 \cdot 10^{-6}$ (NLO)	23204
		$4500 < M_{\mu\mu} < 6000$ GeV	$7.96 \cdot 10^{-7}$ (NLO)	23297
		$6000 < M_{\mu\mu} < 7500$ GeV	$2.20 \cdot 10^{-8}$ (NLO)	25925
		$7500 < M_{\mu\mu} < 8500$ GeV	$3.84 \cdot 10^{-10}$ (NLO)	28710
$8500 < M_{\mu\mu} < 9500$ GeV	$1.82 \cdot 10^{-11}$ (NLO)	3.2583	32583	
		$M_{\mu\mu} > 9500$ GeV	$5.73 \cdot 10^{-13}$ (NLO)	37002
$t\bar{t}$	POWHEG	-	$8.32 \cdot 10^2$	97890

Tabella 4.2: Elenco dei campioni di dati simulati del segnale e di fondo, usati nell'analisi.

Osservando le differenti sigle con cui vengono descritti i dataset è possibile notare PU30bx50 e PU20bx25 rispettivamente per il segnale che indicano il numero di pile-up atteso e la frequenza di bunch-crossing simulata; di questa differenza non verrà tenuto conto in analisi.

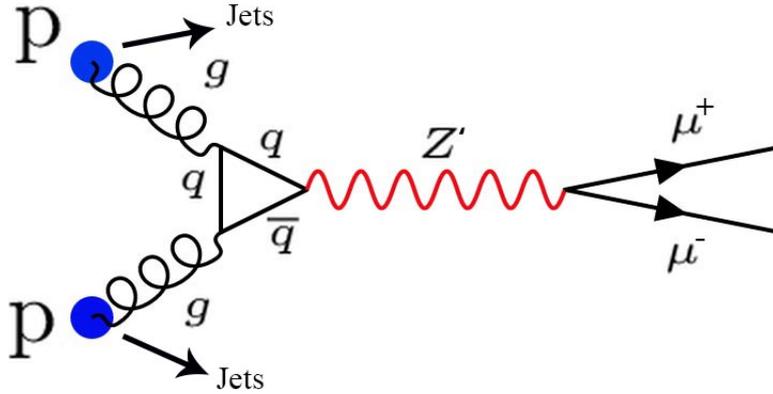
Le sigle PHYS14_ST e PHYS14_25 indicano invece lo scenario di allineamento del rivelatore, se di start-up (ST) o ottimistico (25) (vedi Paragrafo 3.8).

Nel seguito verranno discussi separatamente il segnale e i fondi evidenziandone le caratteristiche.

³Le sezioni d'urto calcolate con NLO (next-to-leading order) e NNLO (next-to-next-to leading order) si differenziano per un numero differente di diagrammi di Feynman considerati nella simulazione. NNLO identifica un numero più alto di diagrammi e quindi maggiore precisione nel calcolo della sezione d'urto.

Processo	dataset
$Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$	/ZprimeToMuMu_M-5000_Tune4C_13TeV-pythia8/Phys14DR-AVE30BX50_tsg_PHYS14_ST_V1-v1/AODSIM /ZprimeToMuMu_M-5000_Tune4C_13TeV-pythia8/Phys14DR-PU30bx50_PHYS14_25_V1-v2/AODSIM
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$	/DYToMuMu_M-50_Tune4C_13TeV-pythia8/Phys14DR-PU20bx25_castor_PHYS14_25_V1-v3/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-120To200_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v2/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-200To400_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v1/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-400To800_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v1/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-800To1400_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v1/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-1400To2300_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v1/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-2300To3500_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v2/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-3500To4500_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v1/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-4500To6000_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v1/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-6000To7500_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v1/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-7500To8500_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v1/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-8500To9500_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v2/AODSIM /DYJetsToEEMuMu_M-9500_13TeV-madgraph/Phys14DR-PU20bx25_PHYS14_25_V1-v2/AODSIM
$t\bar{t}$	/TT_Tune4C_13TeV-pythia8-tauola/Phys14DR-PU20bx25_tsg_PHYS14_25_V1-v1/AODSIM

Tabella 4.3: Elenco dei nomi dei dat set di dati simulati, usati nell'analisi.

Il segnale $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ Figura 4.1: Diagramma di Feynman del processo di produzione della Z' con stato finale $\mu^+\mu^-$.

La Z' , esattamente come la Z_0 , è un bosone di gauge e come tale ha spin 1 e viene generato dall'annichilazione di una coppia $q\bar{q}$ (vedi Fig. 1.2).

Date le caratteristiche del rivelatore CMS e per una completa e precisa ricostruzione della sua massa invariante è conveniente studiare il fenomeno nello stato finale $\mu^+\mu^-$.

In Fig. 4.1 è rappresentato il processo di generazione della risonanza Z' a livello partonico e del successivo suo decadimento in due muoni di segno opposto. Si ricorda che l'interazione è originata dai gluoni contenuti nel protone, nel modello dinamico a quark degli adroni (vedi Paragrafo 2.3).

Per simulare le proprietà della Z' si è utilizzato un campione di eventi simulati nei quali la Z' è generata con una massa di 5 TeV, valore che si colloca oltre i limiti finora imposti dalle ricerche a LHC. Siccome la ricerca di un'eventuale risonanza ad alta massa non si basa sull'utilizzo diretto di campioni simulati del segnale, non è necessario generare campioni di Z' su un ampio intervallo di masse.

Il fondo è stimato attraverso simulazione dai generatori di eventi PYTHIA [20].

Il fondo di Drell-Yan $Z_0/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$

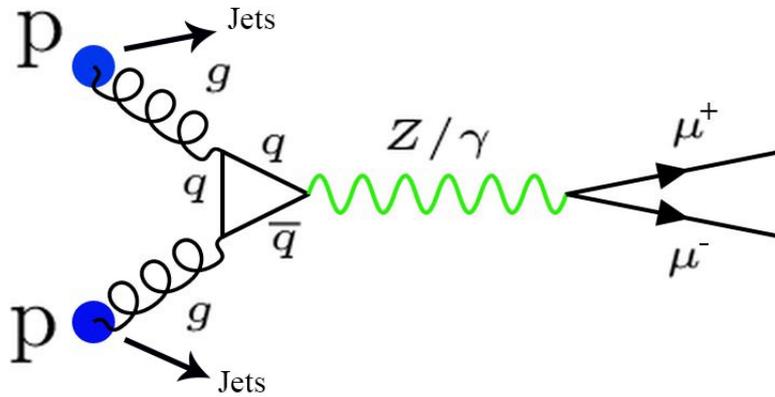


Figura 4.2: Diagramma di Feynman del processo di Drell-Yan con stato finale $\mu^+\mu^-$.

Il processo di Drell-Yan, raffigurato in Fig. 4.2, rappresenta il fondo principale per il nostro segnale. Esso comprende il decadimento di una Z_0 in una coppia di leptoni (muoni), oppure la creazione di coppie l^+l^- ($\mu^+\mu^-$) tramite processi QED. Come si evince da Fig. 4.2, la produzione della coppia è identica a quella del segnale (Z_0 , γ^* e Z' sono tutti bosoni di spin 1).

Sebbene la natura dei processi di segnale e di Drell-Yan sia la stessa, i due fenomeni hanno un differente spettro di massa invariante: quello del segnale è caratterizzato da un picco in massa invariante a 5 TeV, mentre il Drell-Yan presenta una distribuzione continua, data dal contributo dei fotoni per lo stato finale.

Il fondo è stimato attraverso simulazione dai generatori di eventi PYTHIA e MADGRAPH [5]. Il campione è generato separatamente in diversi intervalli di massa invariante $M_{\mu\mu}$ per questioni di ottimizzazione della statistica. Infatti, la sezione d'urto dell'evento diminuisce in funzione dell'energia e la maggior parte degli eventi ricadrebbe nella zona di massa della Z_0 (91 GeV), e non ci sarebbero che pochi eventi nelle code dove si ricerca il segnale (vicino a 5 TeV).

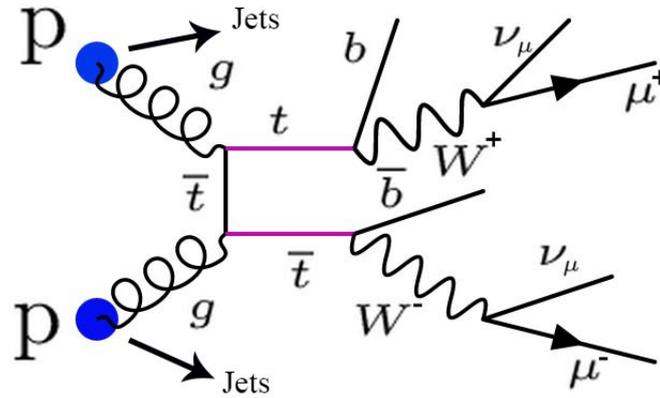
Il fondo $t\bar{t}$ 

Figura 4.3: Diagramma di Feynman del processo di decadimento della coppia $t\bar{t}$ con stato finale $\mu^+\mu^-$.

Un fondo di secondario interesse è la produzione di coppie $t\bar{t}$ (descritto in Fig. 4.3). Si tratta di un processo differente da quello elettrodebole di Z/γ^* e Z' : nello stato finale oltre $\mu^+\mu^-$ sono attesi anche dei jet originati dal decadimento di quark bottom (b-jets). Questo fondo si distribuisce su un ampio spettro di massa invariante $M_{\mu\mu}$, senza dare origine ad alcun picco.

La stima di tale fenomeno è ottenuta tramite simulazione dal generatore di eventi PYTHIA.

4.2 Selezione degli eventi

Gli eventi, prima di essere ulteriormente selezionati nell'analisi, hanno subito una pre-selezione da parte del trigger di secondo livello HLT_Iso_Mu24_eta2p1. Si tratta di un metodo per la scelta di eventi idonei all'analisi: vengono selezionati quegli eventi dove è stato rivelato almeno un muone isolato con $p_T > 24$ GeV e $|\eta| < 2.1$.

La coppia $\mu^+\mu^-$ viene identificata considerando i due muoni di carica opposta⁴ con maggiore p_T .

Approssimazione a una risonanza stretta

In Fig. 4.4 si può osservare lo spettro di massa invariante ricostruita $M_{\mu\mu}^{reco}$ del segnale. Come atteso dalla natura del segnale, si osserva una risonanza intorno ai 5 TeV.

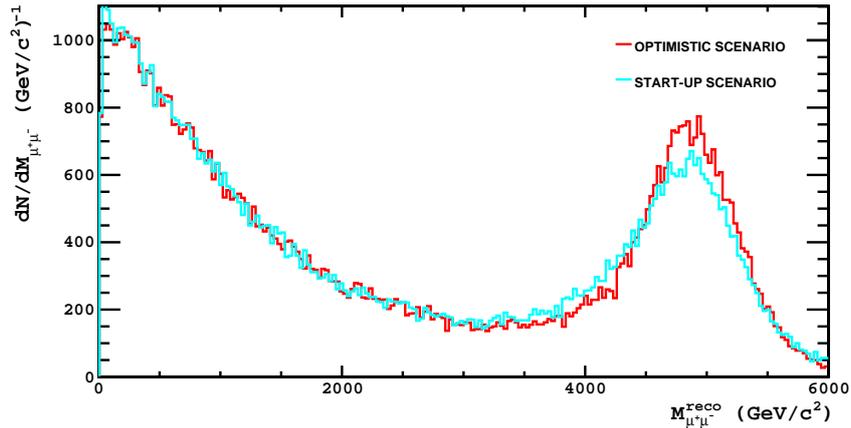


Figura 4.4: Spettro di massa invariante ricostruita del segnale $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ in due scenari di allineamento del rivelatore (ottimistico e di start-up).

La coda di eventi osservata a basse masse è l'effetto della convoluzione della larghezza intrinseca della Z' ($\Gamma \approx 100$ GeV) e della distribuzione di impulso dei gluoni all'interno del protone (vedi Fig. 2.8). Nei paragrafi successivi sarà possibile osservare che questi eventi si in una zona di altissimo fondo, e risulterebbero impossibili da osservare rispetto al fondo. In sostanza, l'analisi della Z' è in prima approssimazione una ricerca di risonanza stretta (*narrow width approximation*).

⁴Ciò non è banale, è infatti difficile misurare la carica di tracce molto dritte. il tasso di errata identificazione della carica del muone è stimato sotto lo 0.5% per muoni fino a ~ 500 GeV di p_T [23] [10] e pertanto trascurabile.

Con questa considerazione, il segnale è concentrato nell'intorno di 5 TeV; in particolare si sceglie l'intervallo $4500 < M_{\mu\mu} < 6000 \text{ GeV}/c^2$ per lo studio della risonanza.

Per ottimizzare l'analisi è necessario applicare una selezione degli eventi: i muoni candidati alla coppia $\mu^+\mu^-$ devono soddisfare dei requisiti sulle loro caratteristiche cinematiche (p_T e η) e alla qualità della ricostruzione. Questi tagli sono stati applicati sia agli eventi generati che a quelli ricostruiti.

4.2.1 Selezione dei muoni generati e ricostruiti

I seguenti requisiti sono presi in considerazione per la selezione dei singoli muoni, generati e ricostruiti, candidati alla coppia $\mu^+\mu^-$:

- $|\eta| < 2.4$

Questa condizione è relativa alla geometria del rivelatore, CMS è infatti strumentato fino a ricoprire la regione $|\eta| < 2.4$ (vedi *Fase I*, Paragrafo 3.7).

- $p_T > 48 \text{ GeV}/c$

Questa selezione è molto importante poiché riduce il numero degli eventi corrispondenti a una Z_0 ($M=91 \text{ GeV}$) a riposo o con piccola quantità di moto a favore di masse invariante del sistema $\mu\mu$ superiori. La scelta di 48 GeV non è casuale, infatti è il valore dove l'efficienza del trigger HLT_Mu45_eta2p1_v1 (usato dal gruppo di analisi ufficiale di CMS) ha raggiunto il suo valore asintotico (vedi Fig. 4.5). In questo modo il mio lavoro è comparabile a quello ufficialmente effettuato dalla collaborazione CMS.

Efficienza di selezione

Si definisce *efficienza* ε il rapporto di eventi selezionati e il numero totale di eventi generati:

$$\varepsilon = \frac{\text{n. di eventi che hanno passato la selezione}}{\text{n. di eventi in accettazione}}$$

In Fig. 4.6 è rappresentata l'efficienza della selezione $p_T > 48 \text{ GeV}/c$ su muoni ricostruiti in funzione della massa invariante $M_{\mu\mu}^{reco}$. Osservando tale grafico è possibile notare che la selezione non altera il segnale Z' ($M=5000 \text{ GeV}$) oltre i 2 TeV, in particolare nell'intervallo $4500 < M_{\mu\mu} < 6000 \text{ GeV}/c^2$, dove verrà studiato.

È importante sottolineare che questa efficienza di selezione si riferisce esclusivamente a una risonanza di 5 TeV; la non completa efficienza sotto i 2 TeV va attribuita alla coda a basse masse del segnale discussa in precedenza e non implica direttamente l'inefficienza su un generico segnale Z' di massa differente.

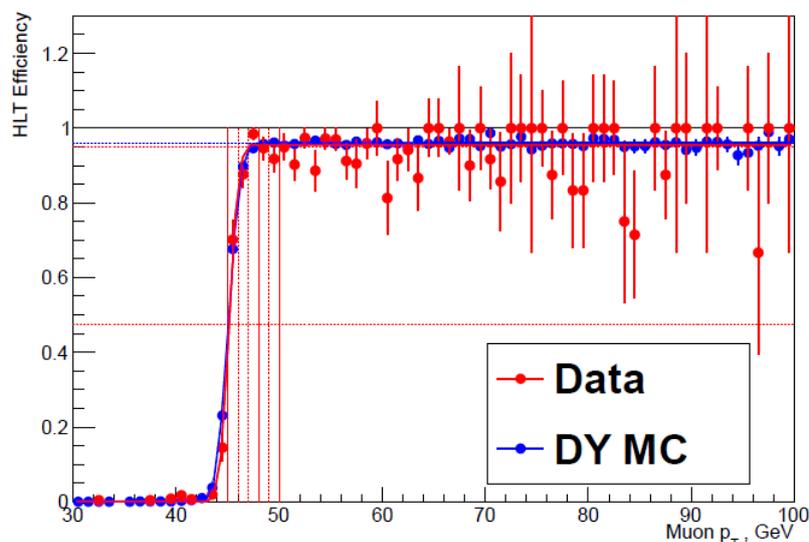


Figura 4.5: Efficienza del trigger path HLT_Mu45_eta2p1_v1, usato dalla collaborazione CMS [17].

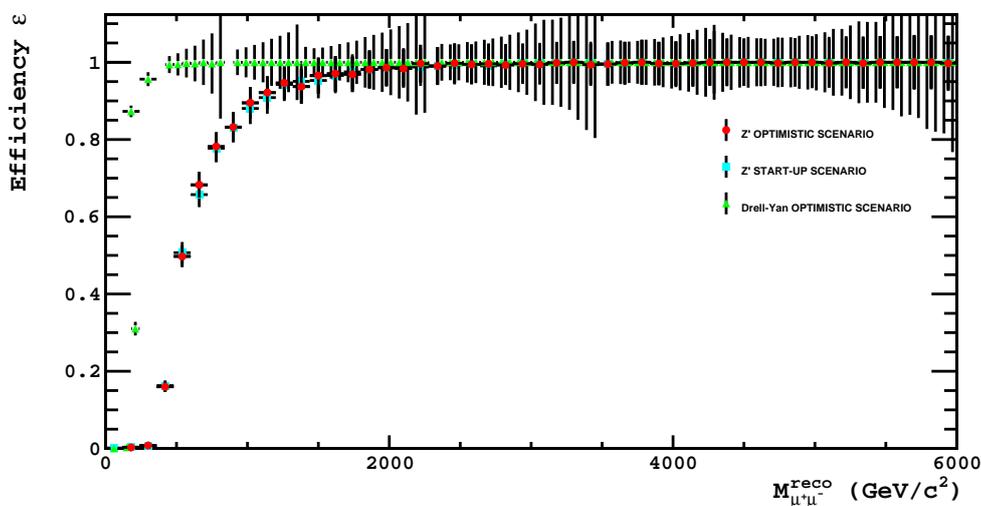


Figura 4.6: Efficienza della selezione $p_T^{reco} > 48$ GeV/c in funzione della massa invariante ricostruita per gli eventi simulati con scenari di allineamento startup e ottimistici. Gli errori associati al Drell-Yan sono stimati nei differenti intervalli di generazione.

In Fig. 4.7 è rappresentata l'efficienza della selezione $|\eta^{reco}| < 2.4$ su muoni ricostruiti in funzione della massa invariante $M_{\mu\mu}^{reco}$. Si può osservare che $\varepsilon \simeq 1$ in tutto l'intervallo; ciò dipende dalla fatto che nella ricostruzione del muone solo quelli con $|\eta| < 2.4$ vengono

rivelati pertanto la selezione in analisi è accessoria.

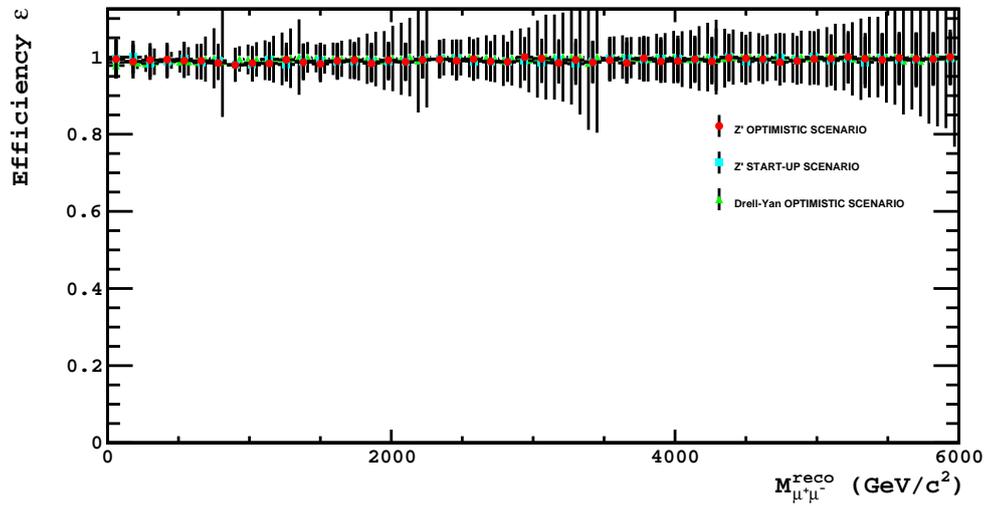


Figura 4.7: Efficienza della selezione $|\eta|^{reco} < 2.4$ in funzione della massa invariante ricostruita. Gli errori associati al Drell-Yan sono stimati nei differenti intervalli di generazione.

4.2.2 Selezione sulla ricostruzione dei muoni

I seguenti requisiti sono presi in considerazione per la selezione dei muoni ricostruiti candidati alla coppia $\mu\mu$:

- Si richiede di avere un “buon” vertice primario (PV) ricostruito offline, ossia: almeno quattro tracce devono essere associate al vertice e il vertice deve trovarsi entro $|r| < 2$ cm e $|z| < 24$ cm dal punto d’interazione nominale (IP).
- Il muone deve essere ricostruito come GlobalMuon e TrackerMuon, molto importante per l’analisi: significa che è stata rivelata una traccia compatibile al muone sia nel tracker che nella camera a muoni.

- **$\delta p_t/p_t < 0.3$**

Si richiede che l’errore relativo dell’impulso trasverso sia minore del 30%, in questo modo si sopprime la maggior parte di muoni ricostruiti erroneamente.

- **$dB < 0.2$ cm**

Il parametro d’impatto trasverso dB rispetto al vertice primario del muone, misurato solo attraverso un fit sulle hit del tracker, deve essere minore di 0.2 cm. Questa selezione è particolarmente utile poichè riduce le contaminazioni da raggi cosmici che, attraversando il detector, possono produrre una falsa coppia di muoni.

- **$Iso < 0.1$**

Il muone deve rispettare la condizione di isolamento nel tracker: definito il cono di apertura $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.3$, la somma scalare complessiva dei p_T di tutte le tracce entro il cono, esclusa quella del muone, deve essere meno del 10% del p_T del muone. Si utilizzano solo le tracce la cui distanza dal vertice primario associato al muone soddisfa la richiesta $\Delta z < 0.2$.

- **$TrkLayers > 5$**

La traccia del muone Global deve essere costruita usando almeno 6 hit negli strati del tracker.

- **$MuonHits > 0 \ \&\& \ PixelHits > 0$**

La traccia del muone Global deve essere costruita usando almeno un hit nel pixel detector e nella camera a muoni.

- **$MatchedS > 1$** La traccia del muone Tracker deve essere costruita usando almeno due stazioni.

Efficienza N-1

Si definisce l'efficienza $N-1$ il rapporto di eventi che hanno passato tutte le selezioni rispetto al numero di eventi che hanno passato tutti i tagli di qualità eccetto quello indicato:

$$\varepsilon_{N-1}(i) = \frac{\text{n. di eventi che hanno passato tutte le selezioni}}{\text{n. di eventi che hanno passato tutte le selezioni tranne quella } i - \text{esima}}$$

In Fig. 4.8 è rappresentata l'efficienza $N-1$ delle selezioni descritte in precedenza nell'intervallo $4500 < M_{\mu\mu}^{\text{gen}} < 6000 \text{ GeV}/c^2$ per il segnale e il fondo di Drell-Yan.

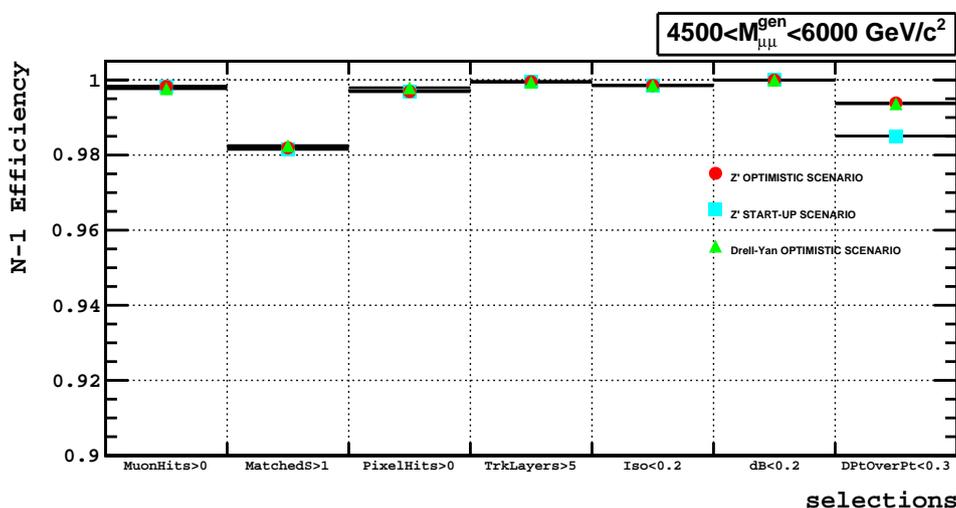


Figura 4.8: Rapporto fra il numero di eventi che hanno passato tutte le selezioni e il numero di eventi che hanno passato tutti i tagli eccetto quello indicato.

Si può osservare che $\varepsilon_{N-1} > 0.98$ per ogni taglio. Ciò significa che il segnale rimane per lo più inalterato da tale selezione; allo stesso modo il fondo di Drell-Yan. In particolare si osserva che i tagli hanno praticamente la stessa efficienza a differenza del taglio sulla precisione del p_T , dove lo scenario ottimistico e di start-up si discostano.

Nei prossimi paragrafi verranno studiati il segnale e i fondi; ad ogni processo è stata applicata la selezione degli eventi, descritta in questo paragrafo.

4.3 Studio del segnale Z' ($M=5000$ GeV)

In Fig. 4.9 si può osservare lo spettro di massa invariante generata del segnale. Come atteso dalla natura del segnale, si osserva una risonanza presso i 5 TeV.

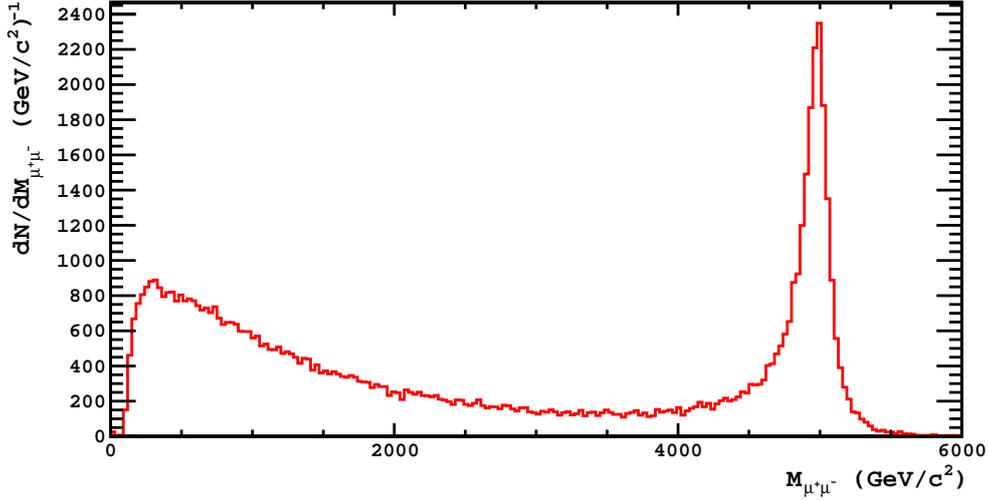


Figura 4.9: Spettro di massa invariante generata del segnale $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Servendosi dei dati simulati, generati e ricostruiti, è possibile realizzare le distribuzioni di alcune proprietà della coppia $\mu\mu$ nell'intervallo $4500 < M_{\mu\mu}^{gen} < 6000$ GeV/c² per studiare le proprietà della risonanza.

Tali distribuzioni sono riportate in Fig. 4.10 e Fig. 4.11 rispettivamente per i parametri generati e ricostruiti.

In prima analisi, facendo un confronto fra i due insiemi di figure, si può osservare che i parametri riportati risentono di un'incertezza dovuta alla ricostruzione, in particolare nello spettro di massa invariante.

Esaminando le distribuzioni di p e p_T del sistema $\mu\mu$ si riscontra che la Z' è generata a $\sqrt{s}=13$ TeV con basso impulso trasverso, rispetto al totale.

Per quanto riguarda la distribuzione angolare di Z' si osserva che viene generata principalmente lungo la linea del fascio (θ piccato a 0° e 180° e $|\eta|$ depresso per piccoli valori); la distribuzione in ϕ è invece uniforme.

In Fig. 4.12 sono riportate le distribuzioni dei parametri dei muoni generati.

Le distribuzioni in p_T dei singoli μ^+ e μ^- presentano un picco a metà della massa di risonanza (2.5 TeV/c), all'estrema destra dello spettro; quando entrambi i due muoni hanno $p_T=2.5$ TeV/c significa che Z' è stata prodotta con p_T nullo.

Si può osservare che la maggior parte dei muoni viene prodotta nella regione $\eta < 2.4$ (Fig. 4.12 (b)); pertanto la quasi totale ermeticità del rivelatore è verificata. L'angolo fra i due muoni in cui decade Z' (Fig. 4.12 (c)) ha una distribuzione uniforme entro i 140° circa.

Per studiare più in dettaglio la correlazione tra l'impulso trasverso p_T dei due muoni e la loro pseudorapidità η , si grafica per ogni singolo muone proveniente dal decadimento della Z' , la quantità η in funzione di p_T (vedi Fig. 4.13). Per una Z' di 5 TeV si conteggia il maggior numero di muoni con $p_T \simeq 2500$ GeV e con η prossima allo zero: questo è il caso in cui Z' è decaduta a riposo nella direzione perpendicolare al fascio. Nel caso in cui, invece, essa venga prodotta con un boost lungo la direzione del fascio, i muoni in cui decade hanno p_T più basso e si distribuiscono a grandi valori di pseudorapidità.

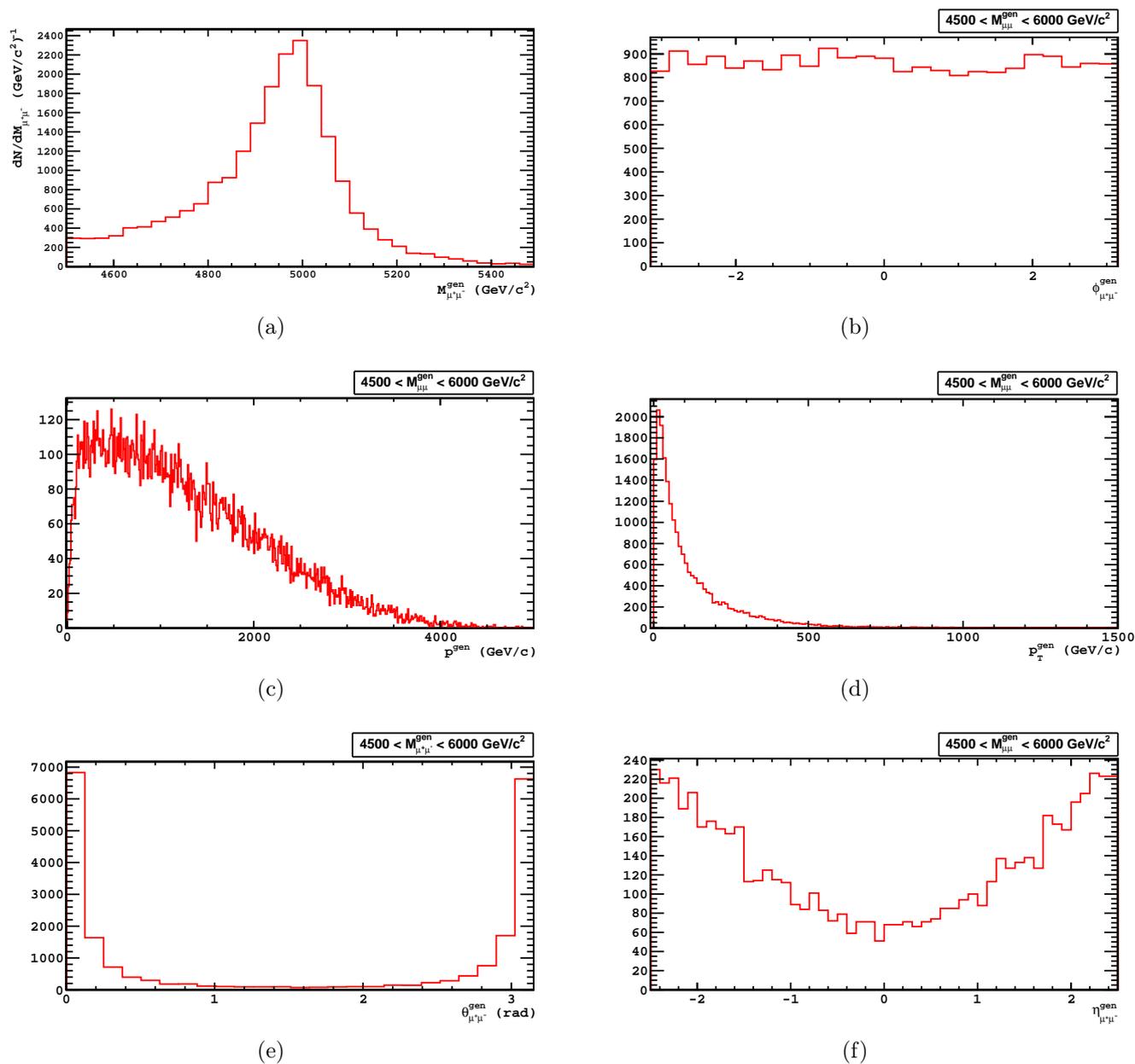


Figura 4.10: Distribuzioni di alcune grandezze della Z' generata a $\sqrt{s}=13$ TeV, fra 4500 e 6000 GeV: massa invariante della coppia di muoni in cui decade e che identifica quindi la Z' (a), ϕ (b), p_T (c), p (d), θ (e) e η (f) di Z' .

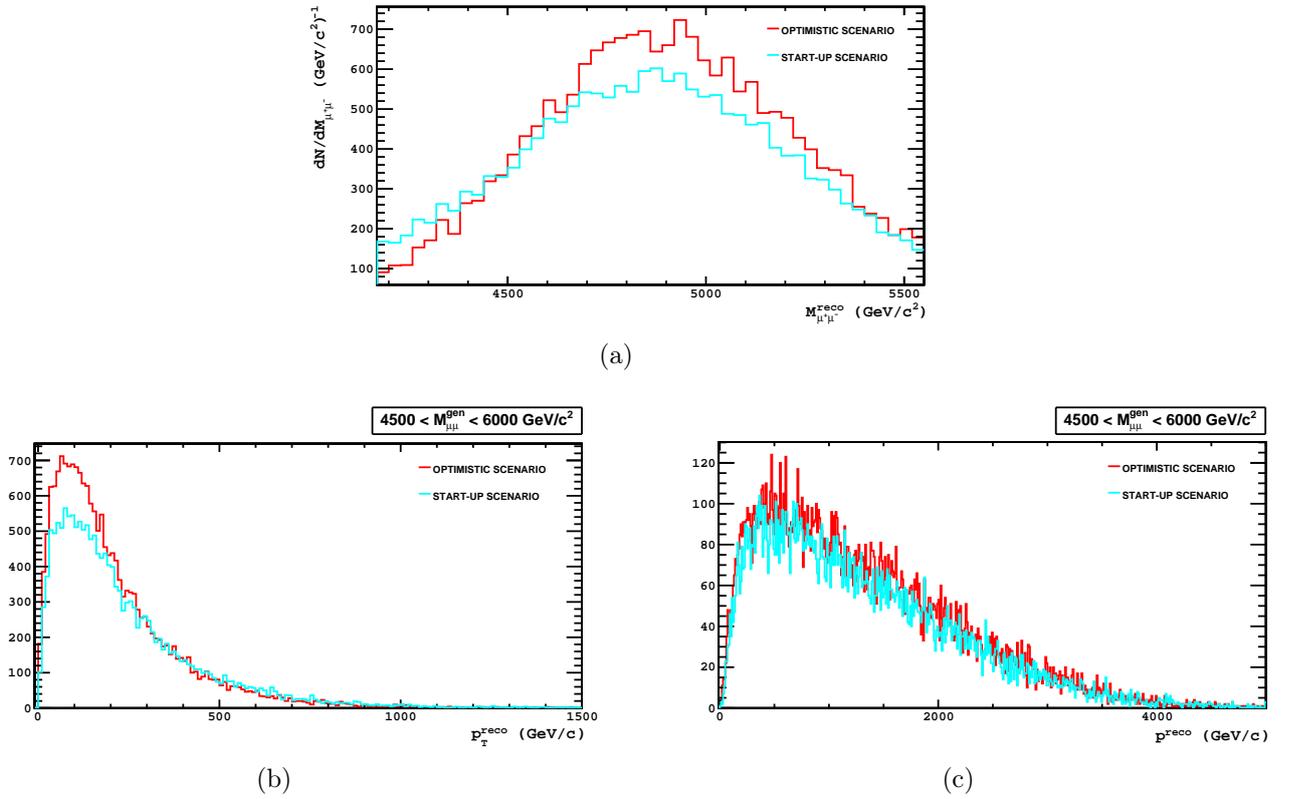
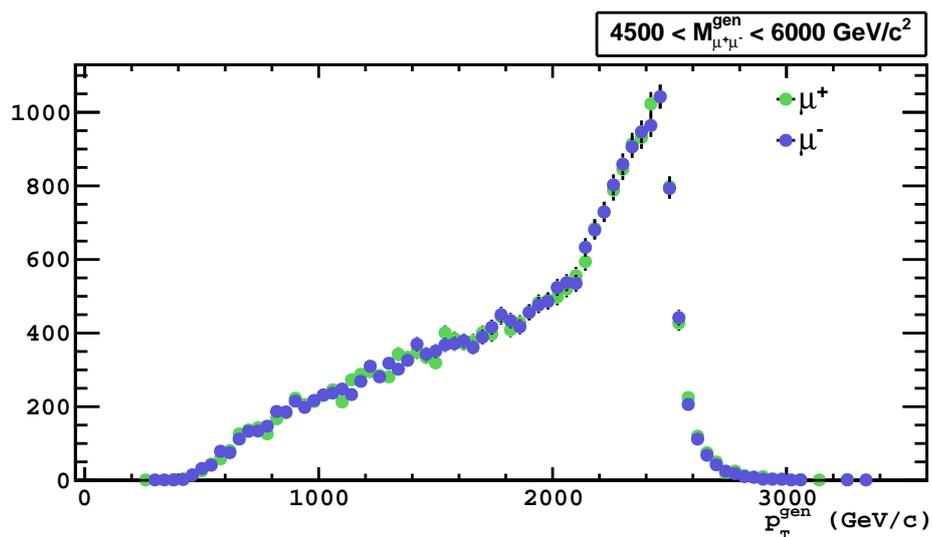
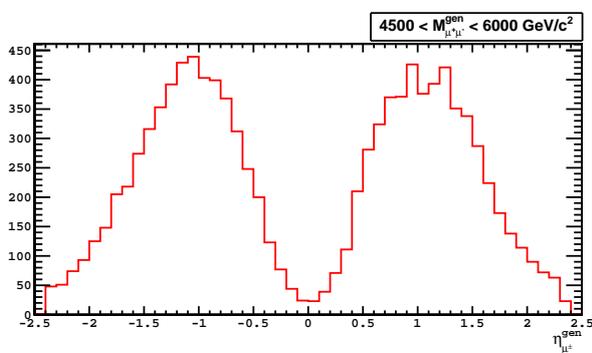


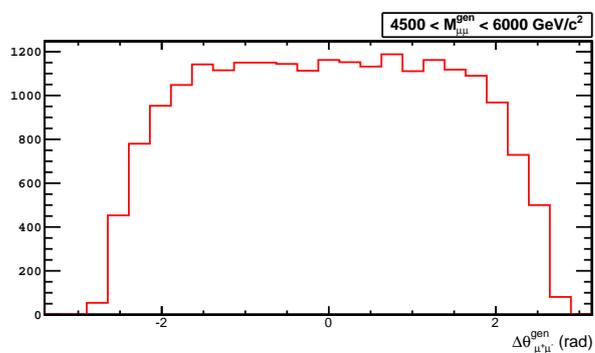
Figura 4.11: Distribuzioni di alcune grandezze ricostruite della Z' generata a $\sqrt{s}=13$ TeV, fra 4500 e 6000 GeV/c^2 , nello scenario ottimistico (rosso) e di start-up (azzurro): massa invariante ricostruita della coppia di muoni in cui decade e che identifica quindi la Z' (a), p_T (b), p (c) di Z' .



(a)



(b)



(c)

Figura 4.12: Distribuzioni di alcune grandezze dei muoni in cui la Z' , generata a $\sqrt{s}=13$ TeV con $4500 < M_{\mu\mu}^{gen} < 6000$ GeV/c², è decaduta : p_T (a) e η (b) dei muoni e l'angolo fra i due (c).

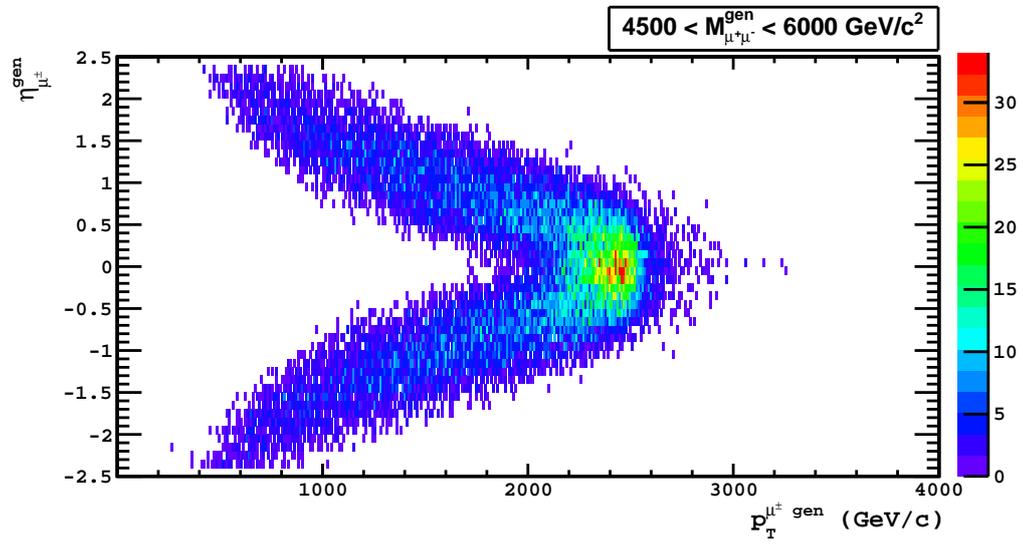


Figura 4.13: Distribuzione del parametro η dei singoli muoni generati in funzione del loro p_T . I muoni provengono da una Z' generata con $4500 < M_{\mu\mu}^{gen} < 6000 \text{ GeV}/c^2$ a $\sqrt{s}=13 \text{ TeV}$.

4.4 Confronto del segnale con il fondo

Per riprodurre il fondo di Drell-Yan è necessario considerare i differenti intervalli di generazione di ogni dataset (vedi Tab. 4.2) e applicare tale selezione a priori sulla massa invariante generata; per il dataset di Drell-Yan con parametro $M_{\mu\mu} > 50$ GeV si considera la selezione $50 < M_{\mu\mu} < 120$ GeV. Per confrontare i vari dataset è necessario fissare la stessa luminosità integrata L : ogni processo i -esimo viene scalato del fattore $X_i = L/\sigma_i$ con $L = L_i = N_i/\sigma_i$. Lo spettro finale si ottiene sommando i vari istogrammi.

Si riportano in Fig. 4.14 gli spettri di massa invariante generata e ricostruita del processo di Drell-Yan.

Si riportano ora le distribuzioni di alcuni parametri generati della coppia $\mu^+\mu^-$ nell'intervallo $4500 < M_{\mu\mu} < 6000$ GeV/c² per identificare alcune discrepanze fra le proprietà del segnale e del fondo di Drell-Yan. Tali distribuzioni sono riportate in Fig. 4.15 e Fig. 4.16.

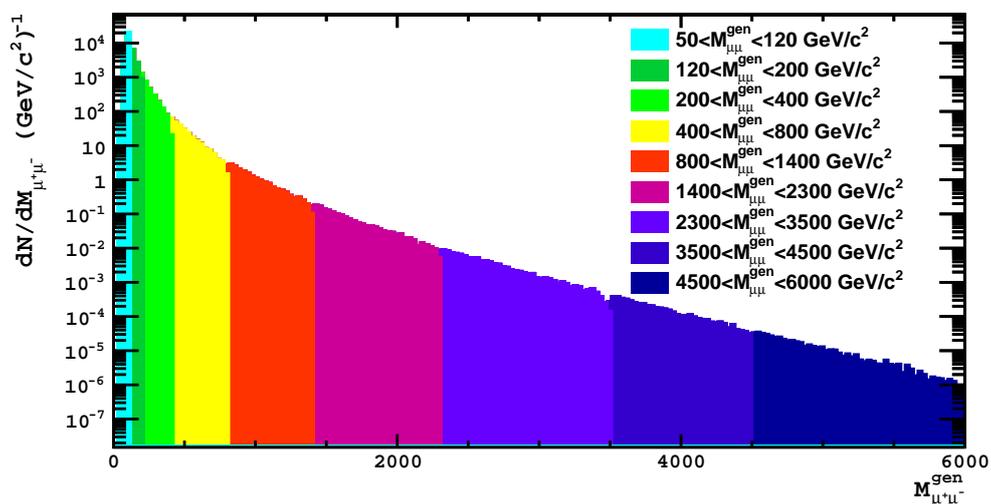
Dal confronto delle distribuzioni di segnale e fondo si può osservare che non c'è modo di distinguere il processo di Drell-Yan da quello del segnale. Proprio a causa della somiglianza fra i bosoni Z_0/γ^* e Z' , si parla di fondo irriducibile.

Per confrontare il segnale, raccolto dall'esperimento CMS, con il fondo è necessario normalizzare tutti i processi alla luminosità L . In Fig. 4.17 si riporta lo spettro di massa invariante del segnale Z' confrontato con i due fondi sommati.

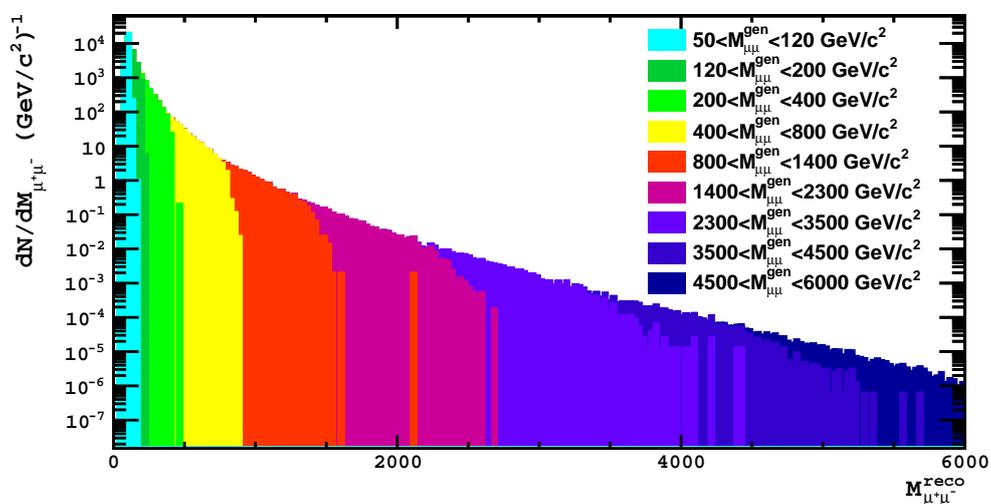
Guardando il grafico, si nota che il processo $t\bar{t}$ è assente nell'intervallo $4500 < M_{\mu\mu} < 6000$ GeV; ciò non significa che tale fenomeno sia davvero assente, ma deriva dal fatto che, al momento, non si dispone di una simulazione che porti statistica ad alte masse, come invece si possiede per il Drell-Yan. Ad ogni modo, tale fondo rimane secondario rispetto a quello di Drell-Yan (1 ordine di grandezza più grande) e quindi in prima approssimazione non influisce sulla rivelazione del segnale.

È possibile osservare che un ipotetico segnale sarebbe facilmente rivelabile ad alte masse. In particolare il picco in massa invariante con massa attorno a 5 TeV è circa 3 ordini di grandezza maggiore del fondo corrispondente.

Grazie a questa qualità del segnale e alla luminosità che verrà raggiunta a fine 2015 (si prevedono circa 2-3 fb⁻¹) si stima di poter mettere limiti alla massa della Z' superiori a 3 TeV.



(a)



(b)

Figura 4.14: Spettro di massa invariante generata (a) e ricostruita (b) del processo di Drell-Yan. Ogni colore rappresenta una selezione in massa invariante generata sugli intervalli di massa caratteristici del dataset.

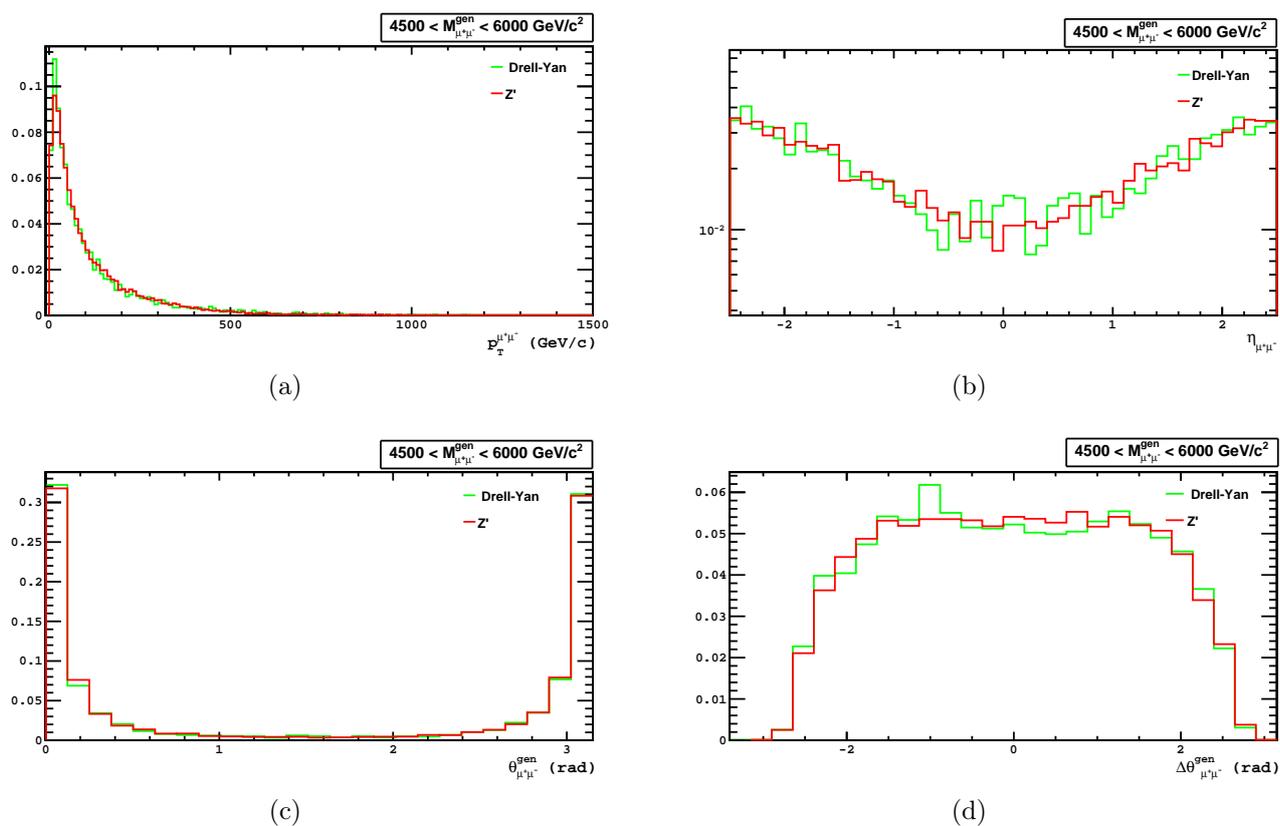


Figura 4.15: Distribuzioni di alcune grandezze del segnale Z' (rosso) e del fondo di Drell-Yan (verde) generati con $\sqrt{s}=13$ TeV, fra 4500 e 6000 GeV: p_T (a), η (b), θ (c) e l'angolo fra i due muoni (d) del sistema $\mu^+\mu^-$.

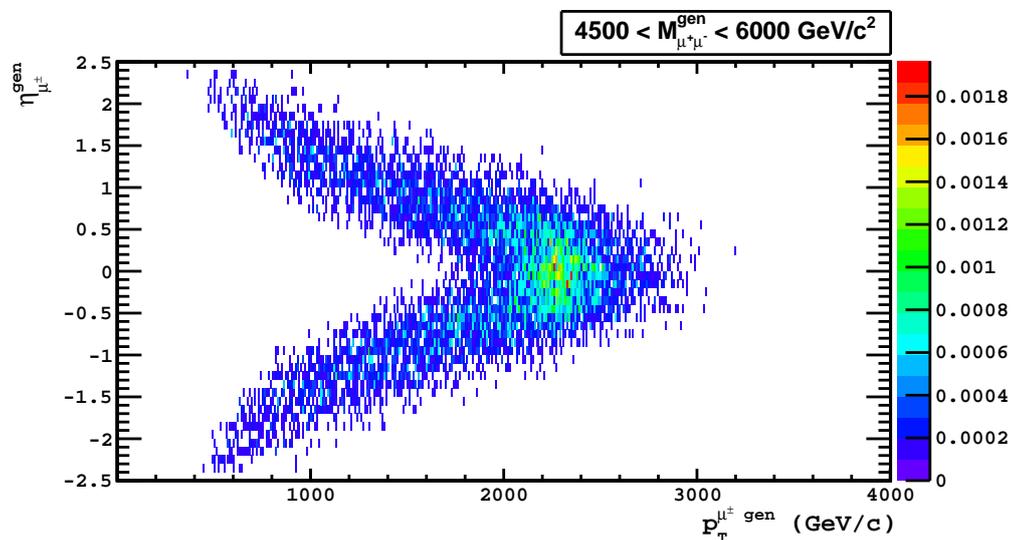


Figura 4.16: Distribuzione del parametro η dei singoli muoni generati in funzione del loro p_T . I muoni provengono dal fondo di Drell-Yan con $4500 < M_{\mu\mu}^{gen} < 6000 \text{ GeV}/c^2$ a $\sqrt{s}=13 \text{ TeV}$.

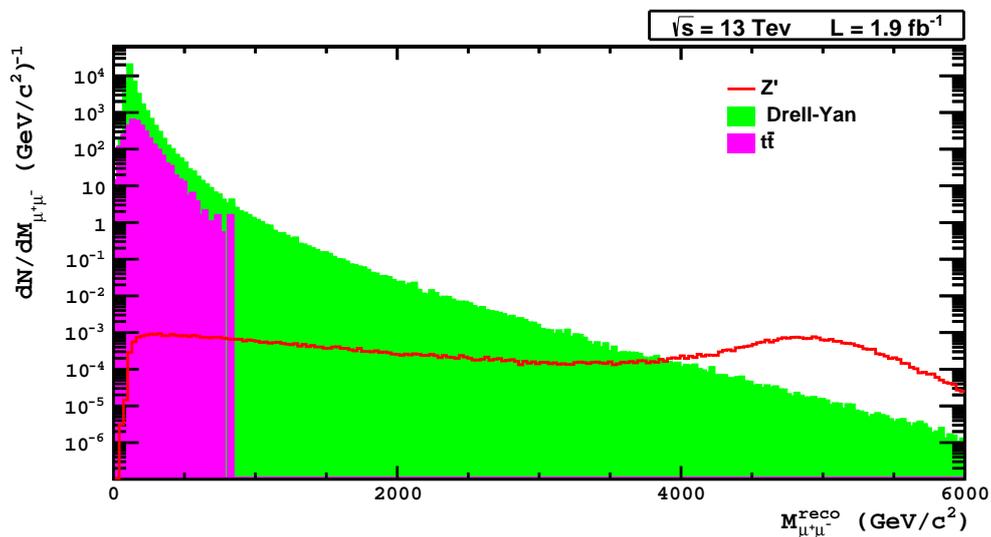


Figura 4.17: Distribuzione della massa invariante ricostruita del segnale Z' (scenario ottimistico) e dei fondi studiati, Drell-Yan e $t\bar{t}$.

4.5 La risoluzione di massa invariante

La massa invariante del sistema $\mu^+\mu^-$ è una grandezza fondamentale ai fini dell'analisi Z' . Pertanto è necessario conoscere quanto la sua misura ($M_{\mu\mu}^{reco}$) si discosta dalla realtà ($M_{\mu\mu}^{gen}$).

Grazie ai dati simulati si può ottenere una stima di tale precisione, che dipende dalla ricostruzione delle tracce del muone e in particolare dall'allineamento del rivelatore (vedi Paragrafo 3.8).

Occorre pertanto studiare la distribuzione della grandezza $\Delta M/M$ in funzione della massa invariante generata $M_{\mu\mu}^{gen}$ dove:

$$\Delta M/M = \frac{M_{\mu\mu}^{ricostruita} - M_{\mu\mu}^{generata}}{M_{\mu\mu}^{generata}}$$

realizzando una serie di istogrammi 2-dimensionali, uno per ogni processo (vedi Tab. 4.3).

In Fig. 4.18 si riporta $\Delta M/M$ in funzione di $M_{\mu\mu}^{gen}$ del segnale di Z' nello scenario di allineamento ottimistico; gli altri processi non sono raffigurati poiché qualitativamente analoghi.

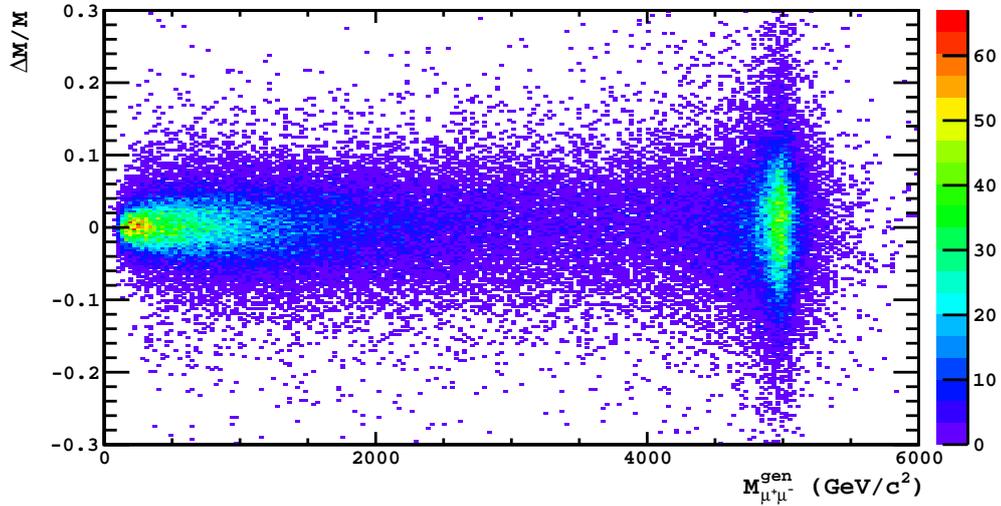


Figura 4.18: $\Delta M/M$ in funzione di $M_{\mu\mu}^{gen}$ del segnale di Z' ($M = 5000 \text{ GeV}$) nello scenario di allineamento ottimistico.

Guardando la Fig. 4.18, si può osservare che il valor medio di $\Delta M/M$ è centrato a zero e che la massa invariante ricostruita di ogni coppia $\mu^+\mu^-$ è comparabile con la sua vera massa entro un massimo di 150 GeV per le alte masse.

Pertanto, ciò che ha interesse di essere studiato è la larghezza della distribuzione di $\Delta M/M$, tale grandezza viene chiamata *risoluzione*. Risulta chiaro, guardando la Fig. 4.18, che la distribuzione di $\Delta M/M$ e quindi la risoluzione non è costante lungo l'asse x . Si studia quindi la variabile in differenti intervalli di massa invariante generata (rappresentati in Fig. 4.19). Ogni intervallo è la proiezione sull'asse y degli eventi nell'intervallo scelto.

La risoluzione viene misurata tramite la deviazione standard *sigma* della distribuzione di $\Delta M/M$, visto l'andamento gaussiano in ogni intervallo. Un'altra opzione sarebbe l'errore quadratico medio (RMS) che è una quantità più sensibile agli eventi presenti sulle code delle distribuzioni, che non seguono un andamento gaussiano.

Nel paragrafo precedente si è osservato che il fondo di Drell-Yan è sostanzialmente distribuito come la Z' nell'intorno di 5 TeV; si riveda in particolare Fig. 4.13 e Fig. ??; i muoni provenienti dai due processi vengono rivelati allo stesso modo. Pertanto, a parità di scenario, non si aspettano differenze in risoluzione di massa invariante.

Tutte le misure di risoluzione di massa invariante sono riassunte in Fig. 4.20.

Dall'osservazione di tale figura si può notare che, come previsto, indipendentemente dal tipo di processo (segnale o Drell-Yan), la risoluzione dipende dallo scenario di allineamento dei rivelatori. Si può notare, inoltre, che la risoluzione aumenta con l'aumentare della massa invariante. In particolare nello scenario ottimistico si ha una risoluzione sotto il 6% della massa generata mentre in quello di start-up sotto il 8%.

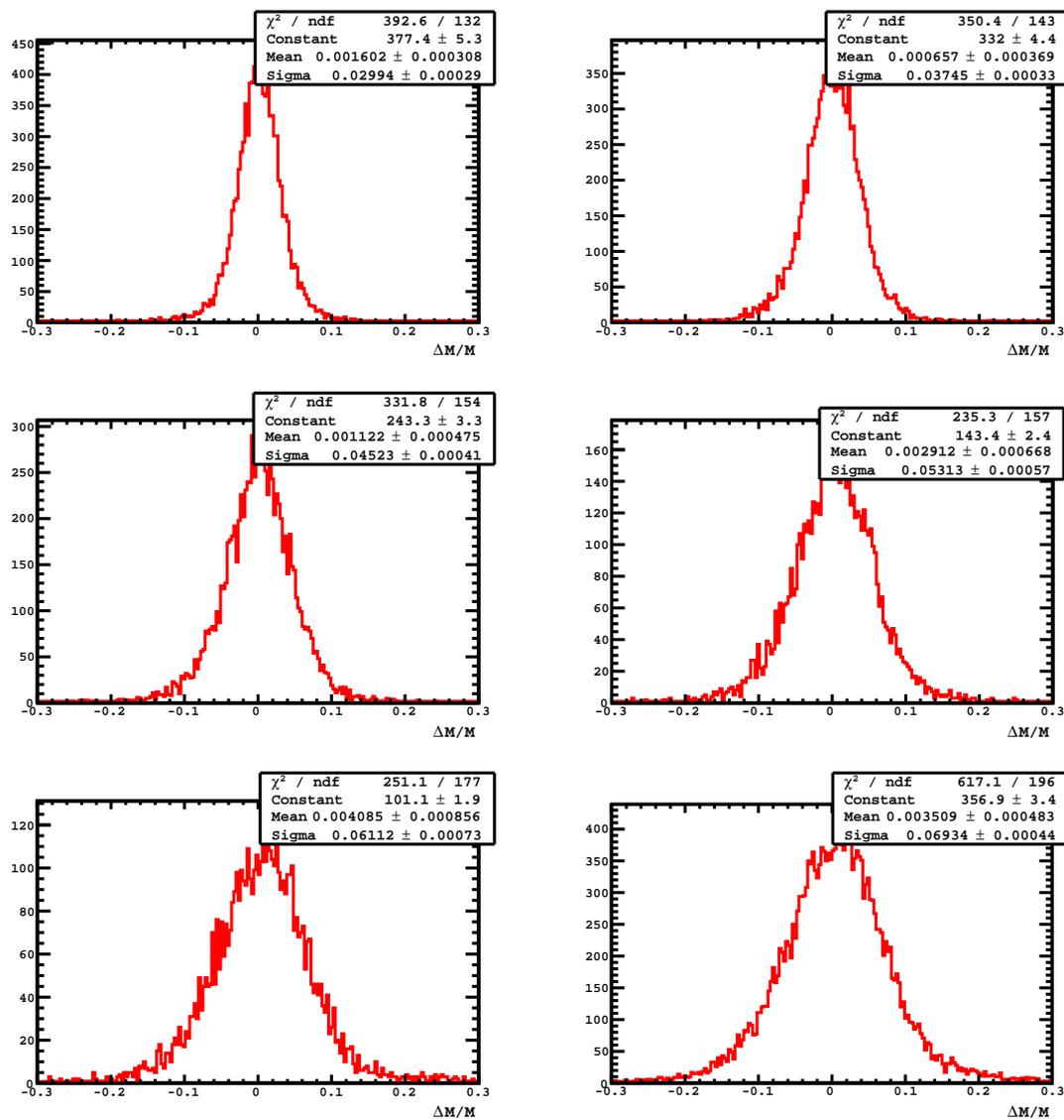


Figura 4.19: Distribuzioni di $\Delta M/M$ in differenti intervalli di massa invariante generata del segnale di Z' ($M = 5000$ GeV) nello scenario di allineamento ottistico

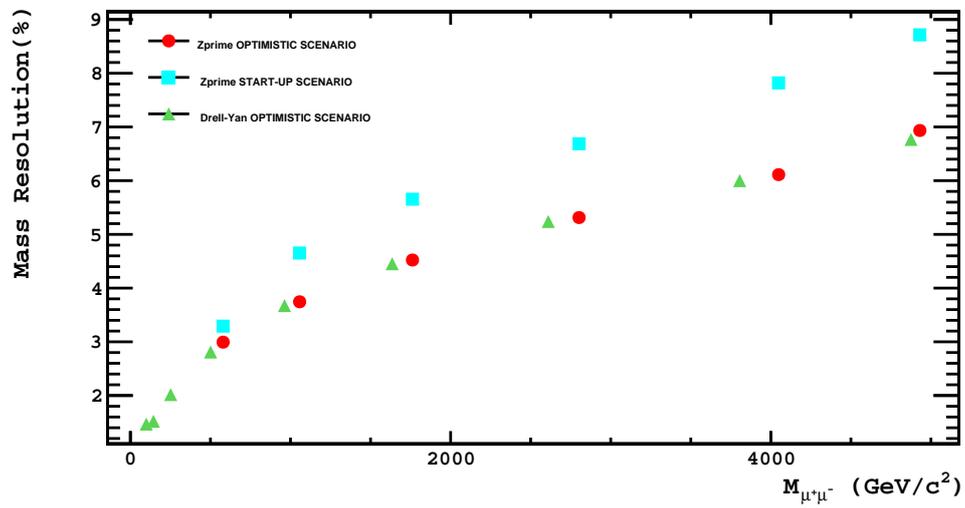


Figura 4.20: Risoluzione di massa invariante per il segnale Z' nello scenario ottimistico (rosso) e di start up (azzurro), nel fondo di Drell-Yan (verde).

4.6 Risultati: confronto dei dati con il fondo

Per verificare che le simulazioni descrivono al meglio i dati raccolti dal rivelatore CMS si esegue un confronto fra le distribuzioni di alcuni parametri della coppia di muoni ricostruiti nell'intorno della Z_0 ($60 < M_{\mu\mu} < 120 \text{ GeV}/c^2$). Le distribuzioni del fondo sono normalizzate alla stessa luminosità L e infine normalizzate in modo da avere lo stesso numero di eventi dei dati. Tali distribuzioni sono riportate in Fig. 4.21.

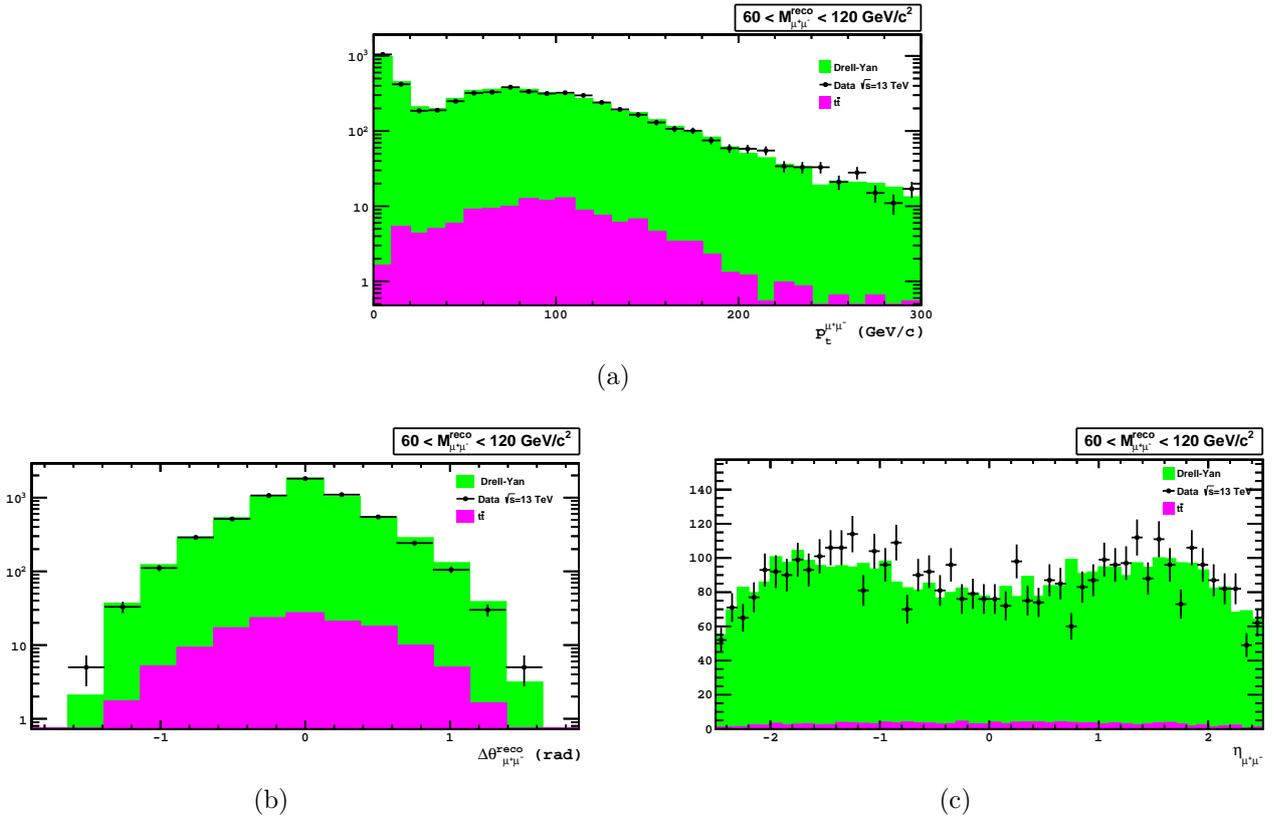


Figura 4.21: Distribuzioni di alcune grandezze ricostruite sui dati e sul fondo di Drell-Yan e $t\bar{t}$ a $\sqrt{s}=13 \text{ TeV}$, fra 60 e 120 GeV: p_T (a), η (b), l'angolo fra i due muoni (c) del sistema $\mu\mu$.

Si può osservare che la simulazione offre una buona descrizione dei dati raccolti alla Z_0 . Nella Fig. 4.21(a) è possibile notare le differenti distribuzioni del p_T , caratteristiche dei differenti processi (Drell-Yan e creazione di coppie $t\bar{t}$).

Per fare un confronto fra i dati e i processi studiati sullo spettro di massa invariante occorre considerare tutti i dati simulati, normalizzati alla stessa luminosità L . Dati reali e simulati sono normalizzati fra loro nell'intervallo $60 < M_{\mu\mu} < 120 \text{ GeV}/c^2$, corrispondente

alla particella Z_0 . In questo modo ci si pone in una regione dove la fisica del Modello Standard è ben nota e fondo e dati coincidono.

In questo intervallo di massa la presenza di un eventuale segnale di Z' è esclusa (vedi *Approssimazione a una risonanza stretta*, Paragrafo 4.2).

Tutti i dati vengono raccolti nello spettro di massa invariante in Fig. 4.22.

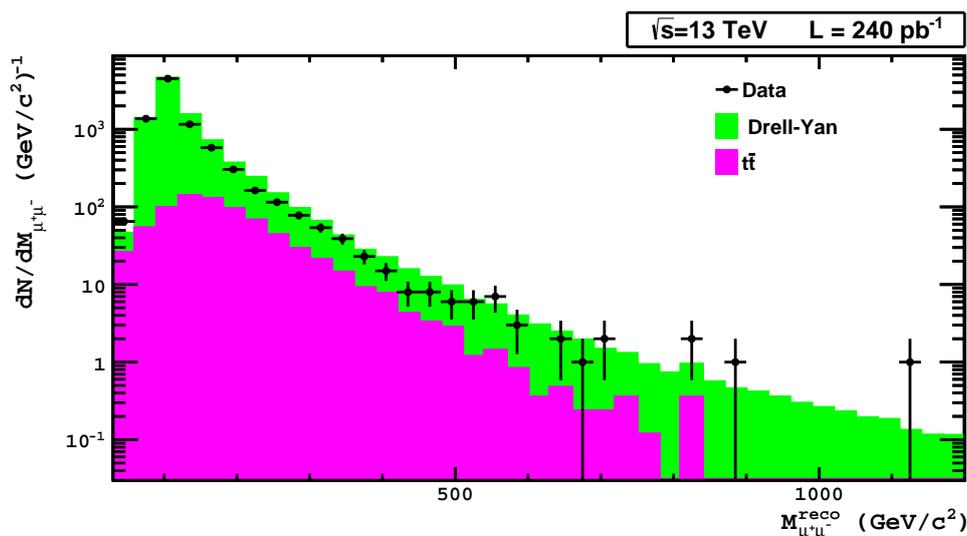


Figura 4.22: Spettro di massa invariante nell'intervallo di tutti i dati raccolti e simulati normalizzati alla Z_0 (secondo e terzo bin).

Con la luminosità integrata raccolta finora, i dati non contengono eventi con massa invariante superiore a 1.2 TeV, molto distanti dal limite già imposto sulla produzione di Z' . La sezione d'urto del segnale è molto piccola; facendo riferimento alla Tab. 4.2, per rivelare una Z' di 5 TeV occorrerebbe una luminosità L di circa 20 fb^{-1} , circa 80 volte più grande di quella sfruttata in questa analisi.

Attualmente il limite per una risonanza ad alta massa con stato finale $\mu^+\mu^-$ è 2960 GeV, fornito da LHC nel 2013 con $\sqrt{s}=8 \text{ TeV}$ (vedi Paragrafo 1.5.2). Entro l'anno si stima, grazie alla luminosità raccolta (circa $2\text{-}3 \text{ fb}^{-1}$), di poter mettere limiti alla massa della Z' superiori a 3 TeV ed eventualmente considerare il segnale studiato in questa analisi.

Capitolo 5

Conclusioni

Il presente lavoro di tesi si inserisce nel settore di ricerca di risonanze ad alta massa nello stato finale $\mu^+\mu^-$, catalogate genericamente come Z' , nelle collisioni protone-protone a $\sqrt{s} = 13$ TeV a LHC. Il lavoro è stato effettuato nell'ambito della collaborazione *Compact Muon Solenoid* (CMS).

Dopo aver descritto i modelli teorici che prevedono la presenza di bosoni di alta massa oltre il Modello Standard, si è descritto il processo di produzione e decadimento di un'eventuale Z' , presentando anche i limiti ottenuti sulla sua massa.

L'analisi ha considerato le caratteristiche del segnale di un eventuale Z' (simulato con una massa di 5 TeV); si è scelto e ottimizzato la selezione degli eventi in base alle proprietà dei muoni candidati alla coppia $\mu^+\mu^-$. I requisiti imposti sono stati tali da minimizzare il fondo e massimizzare l'efficienza di rivelazione del segnale.

Successivamente si è eseguito un confronto del segnale con i due fondi principali, il processo di Drell-Yan e la produzione di coppie $t\bar{t}$. Si è osservato che il segnale, nonostante la sua bassa sezione d'urto di produzione ($\sim 10^{-4}$ pb $^{-1}$), può essere facilmente rivelato grazie alla quasi totale assenza del fondo nell'intervallo di massa corrispondente. Si è effettuato inoltre un confronto del segnale con il fondo di Drell-Yan nell'intervallo $4500 < M_{\mu\mu} < 6000$ GeV, e si è osservato che le proprietà dei due processi hanno le stesse distribuzioni. Pertanto si è concluso che il fondo di Drell-Yan è un fondo irriducibile per questo tipo di segnale.

Servendosi dei dati simulati, si è proceduto alla misura della risoluzione di massa invariante. Si è osservato che tale quantità aumenta all'aumentare della massa stessa e che indipendentemente dal tipo di processo (segnale o Drell-Yan), la risoluzione dipende dallo scenario di allineamento dei rivelatori e per masse invarianti di 5 TeV è circa 6%.

Infine si è determinato lo spettro di massa invariante $\mu^+\mu^-$ sui dati raccolti finora dall'esperimento CMS a $\sqrt{s}=13$ TeV e si è confrontato con il corrispondente spettro previsto dalla simulazione. Con la luminosità raccolta fino a questo momento, i dati non contengono eventi con massa invariante superiore a 1.2 TeV, molto distanti dal limite già

imposto sulla produzione di Z' . Entro il 2015 si stima di poter raggiungere una luminosità pari a circa $2\text{-}3 \text{ fb}^{-1}$. Questo permetterà di determinare limiti alla massa della Z' superiori a 3 TeV.

Ringraziamenti

Tengo particolarmente a ringraziare il mio relatore, Daniele Bonacorsi, per la sua disponibilità e organizzazione impeccabile. È bello che ci sia qualcuno così, capace di dare stimoli. Grazie per avermi introdotto in questo magico ambiente!

Un GRAZIE va al correlatore, Stefano Marcellini, per la simpatia e la tranquillità nell'affrontare le cose, ma soprattutto per il tempo che mi hai donato, sicuramente troppo!

Un altro grazie va a Giuseppe Codispoti (date un posto fisso a quest'uomo!), combattente di CRAB(-Maga), senza di lui avrei ancora tutti i job in *failed*.

Grazie mille ai “ragazzi dell'ufficio”:

Grazie a Lisa, ricercatrice di accenti errati, ora so scrivere *perché* come si deve! Grazie per la grande mano che mi hai dato, in tutto!

Thanks to Simranjit, he's a cool guy. Thanks for the help and the suggestions you gave me!

Grazie a Fabrizio Fabbri e a tutto il gruppo di CMS-Bologna per la cordialità e la disponibilità dimostrata.

Grazie a Michele, per il supporto che mi dai sempre e ancora di più per sopportarmi!

Grazie anche a Elisa, Max e Alex per questi tre anni passati assieme e per i prossimi che verranno!

Grazie a Claudia, Catherine e Ilaria amiche da una vita e alla “Balera” e a tutte le persone che mi vogliono bene. Grazie a tutti!

Bibliografia

- [1] Georges Aad e altri. Search for high mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS experiment. *Phys. Lett.*, B700:163–180, 2013.
- [2] Georges Aad e altri. Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev.*, D90(5):052005, 2014.
- [3] T. Aaltonen e altri. Search for High Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in $\sqrt{s} = 1.96$ TeV $p\bar{p}$ Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 106:121801, 2011.
- [4] Victor Mukhamedovich Abazov e altri. Search for a heavy neutral gauge boson in the dielectron channel with 5.4 fb⁻¹ of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys. Lett.*, B695:88–94, 2011.
- [5] Johan Alwall, Michel Herquet, Fabio Maltoni, Olivier Mattelaer, e Tim Stelzer. MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP*, 06:128, 2011.
- [6] J. Beringer e altri. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86:010001, 2012.
- [7] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli, e Maurizio Spurio. Interazioni ad alta energia e il modello dinamico a quark. In *Particelle e interazioni fondamentali*, pp. 277–326. Springer, 2012.
- [8] Oliver S. Bruning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, e P. Proudlock. LHC Design Report Vol.1: The LHC Main Ring. 2004.
- [9] S. Chatrchyan e altri. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008.
- [10] S Chatrchyan e altri. Performance of CMS Muon Reconstruction in Cosmic-Ray Events. *JINST*, 5:T03022, 2010.
- [11] Serguei Chatrchyan e altri. Measurement of W^+W^- production and search for the Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Lett.*, B699:25–47, 2013.

- [12] CMS Collaboration. Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. 2013.
- [13] CMS Collaboration. Search Strategy for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs at $\sqrt{s} = 13$ TeV in Preparation of the Run2 . 2015.
- [14] Giuseppe Degrandi, Stefano Di Vita, Joan Elias-Miro, Jose R. Espinosa, Gian F. Giudice, Gino Isidori, e Alessandro Strumia. Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO. *JHEP*, 08:098, 2012.
- [15] Marco Guzzi, Pavel Nadolsky, Edmond Berger, Hung-Liang Lai, Fredrick Olness, e C. P. Yuan. CT10 parton distributions and other developments in the global QCD analysis. 2011.
- [16] Paul Langacker. The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons. *Rev. Mod. Phys.*, 81:1199–1228, 2009.
- [17] A. Lanyov. “Run2 Data in Dimuon Channel in Prompt Reco and MC Comparison”, talk at the HEEP + Dimuons meeting, 3 August 2015.
- [18] CERN Video Productions e CERN Video Productions. The experiments of the LHC : ALICE ATLAS CMS LHCb and the GRID. Mar 2010.
- [19] Ennio Salvioni, Giovanni Villadoro, e Fabio Zwirner. Minimal Z-prime models: Present bounds and early LHC reach. *JHEP*, 11:068, 2009.
- [20] Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen, Richard Corke, Nishita Desai, Philip Ilten, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christine O. Rasmussen, e Peter Z. Skands. An Introduction to PYTHIA 8.2. *Comput. Phys. Commun.*, 191:159–177, 2015.
- [21] W. James Stirling. Progress in Parton Distribution Functions and implications for LHC. In *Proceedings, 38th International Symposium on Multiparticle Dynamics (ISMD08)*, 2008.
- [22] W.J. Stirling. private communication.
- [23] J. Tucker. “Muon Momentum Resolution and Charge Mis-id Using Cosmic Muons”, talk at the Muon POG meeting, 22 March 2012. <https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=183007>.