

**Implicazioni dell'osservazione del processo  
 $\gamma\gamma \rightarrow WW$  sull'accoppiamento quartico tra  
bosoni vettori.**

Alessandro Russo

Il presente lavoro è l'aggiornamento della tesi di laurea discussa il 22 luglio 2022 presso l'Alma Mater Studiorum Università di Bologna (<https://amslaurea.unibo.it/id/eprint/26392>)

Licenza CC BY-SA-4.0

DOI 10.6092/unibo/amsacta/7154

# Indice

<b>1</b>	<b>ABSTRACT</b>	<b>4</b>
1.1	Abstract in Italiano . . . . .	4
1.2	Abstract in English . . . . .	5
<b>2</b>	<b>INTRODUZIONE</b>	<b>6</b>
2.1	Il Modello Standard . . . . .	6
2.2	Sezione d'urto . . . . .	11
2.3	Diagramma di Feynman e interazioni . . . . .	12
2.4	Diagrammi di Feynman e sezione d'urto . . . . .	14
2.5	Lagrangiana e sezione d'urto . . . . .	16
2.6	E.F.T: Effective Field Theory . . . . .	18
2.7	CERN . . . . .	19
2.8	LHC e ATLAS . . . . .	20
2.9	Esperimento Atlas e grandezze caratteristiche . . . . .	21
2.10	Detector e ricostruzione delle traiettorie . . . . .	24
<b>3</b>	<b>CONSIDERAZIONI STATISTICHE IN ESPERIMENTI DI HEP</b>	<b>29</b>
3.1	Simulazioni e distribuzioni . . . . .	29
3.2	Differenza tra Segnale e Background . . . . .	29
3.3	Ipotesi . . . . .	31
3.4	$P_t$ Trasverso . . . . .	33
3.5	Diverse regioni di analisi . . . . .	33
<b>4</b>	<b>IL NOSTRO ESPERIMENTO</b>	<b>35</b>
4.1	Il bosone W e accoppiamenti quartici tra bosoni vettori . . . . .	35
4.2	L'evento . . . . .	37
4.3	Ruolo dell'E.F.T. nel decadimento $\gamma\gamma \rightarrow WW$ . . . . .	38
4.4	Processi di selezione usati in precedenza . . . . .	39
4.5	Ipotesi $H_0$ e $H_1$ Per $\gamma\gamma \rightarrow WW$ . . . . .	40

<b>5</b>	<b>SIMULAZIONE</b>	<b>42</b>
5.1	Dati . . . . .	42
5.2	Relazione tra sezione d'urto e $f_{M,0}/\Lambda^4$ . . . . .	45
<b>6</b>	<b>ANALISI</b>	<b>48</b>
6.1	Programma utilizzato . . . . .	48
6.2	Normalizzazione e selezione . . . . .	48
6.3	Significanza . . . . .	52
6.4	Relazione tra Significanza e valore di $f_{M,0}/\Lambda^4$ . . . . .	57
6.5	Minimo valore di $f_{M,0}/\Lambda^4$ in funzione di $P_t$ . . . . .	58
6.6	Soluzione non analitica . . . . .	60
6.7	Per più MOD . . . . .	61
<b>7</b>	<b>CONCLUSIONI</b>	<b>63</b>
7.1	Lavori futuri . . . . .	63
7.2	Riassunto conclusivo . . . . .	63
<b>Bibliografia</b>		<b>67</b>

# Capitolo 1

## ABSTRACT

### 1.1 Abstract in Italiano

La seguente tesi studia il processo  $\gamma\gamma \rightarrow WW$  osservato per la prima volta dall'esperimento ATLAS nel 2017 facendo collidere due fasci di protoni con un'energia totale di 13 GeV. Grazie all'analisi dell'evento (in un dominio da 0 a 500 GeV in momento trasverso) è possibile misurare il valore (o trovare l'intervallo di confidenza) di determinati coefficienti associati alla lagrangiana in EFT. Si pensa infatti che questo evento, reso possibile anche dalla lagrangiana del Modello Standard, possa avvenire sfruttando teorie oltre il Modello Standard sull'accoppiamento quartico tra bosoni vettori, identificati da operatori di dimensione otto. Lo scopo ultimo dell'analisi è quello di trovare l'intervallo di confidenza all'interno del quale ci si aspetta di trovare questi coefficienti (associati agli operatori di dimensione otto), con livello di confidenza del 95%. Tali misurazioni sono estremamente importanti per la fisica teorica in quanto permettono di verificare la veridicità dei modelli teorici e accertarsi che questi ultimi siano compatibili con i dati. Lo scopo di questa tesi è antecedente alla misurazione e consiste, grazie alle simulazioni, nell'applicare dei processi di selezione e restringere il dominio delle distribuzioni dei dati (in momento trasverso), così da ottimizzare le misurazioni. È stato trovato infatti che se si restringe il dominio del momento trasverso si riesce a misurare un più ampio e accurato *range* di valori per i coefficienti di EFT. Nello specifico questa tesi si è occupata di studiare alcuni di questi coefficienti (M), trovando la miglior regione per l'analisi (da 340 GeV) e, per ogni coefficiente, il limite inferiore con un C.L. del 95 %.

## 1.2 Abstract in English

The following thesis studies the process  $\gamma\gamma \rightarrow WW$  observed for the first time in the ATLAS detector at CERN in 2017. The experiment consisted of the “collision” of two parallel beams of protons with a total energy of 13 TeV. The analysis of this event (in a range between 0 to 500 GeV of transverse momentum) renders the value (or the range) of certain coefficients in the EFT Lagrangian. It is believed that this event, which is also described by the Standard Model Lagrangian, can be caused by theories that go beyond the Standard Model. These theories are associated with eight-dimensions operators regarding the four-gauge bosons interactions. The final aim of the project is to find the confident interval within these coefficients lay, with a confidence level of 95%. These kinds of measurements are extremally important in theoretical physics because, thanks to them, is it possible to verify if some theoretical models are comparable with the data (and therefore plausible). The scope of this thesis is prior to the measurement, and consists of finding, using the simulated data, the best selections and domain constraints of the data distributions so that we can optimize the measurement. It has been found that if you restrict the domain of the distributions, you can measure a wider range of values of the EFT coefficients. To be specific, this thesis studied some of these coefficients, rendering the best region for the analysis (above 340 GeV) and, the lower limit for each coefficient with a C.L. of 95%.

# Capitolo 2

## INTRODUZIONE

**Premessa:** nelle successive sezioni verranno spiegati in maniera semplificata molti concetti chiave necessari alla comprensione del progetto trattato in questa tesi. È infatti necessario comprendere le particelle coinvolte dell'evento in analisi, la sua probabilità (o sezione d'urto) e la sua lagrangiana. Ovviamente molta della matematica verrà tralasciata per bene di sintesi. Questa tesi si occupa infatti dell'analisi di un processo osservato con il detector di ATLAS e non è un trattato sulla teoria dei campi o sull'elettrodinamica quantistica e per questo motivo la spiegazione di tali argomenti sarà trattata con leggerezza e finalizzata alla sola comprensione del progetto. È estremamente consigliato avere una base di meccanica quantistica e analitica in quanto questi ultimi non verranno sviluppati in questa tesi.

### 2.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard (o MS) è la teoria (a basse energie) più completa e comprensiva che sia mai stata realizzata e verificata sperimentalmente. Essa descrive tutte le particelle finora osservate e come queste ultime interagiscono tra di loro. Il MS nella sua complessità è il risultato del lavoro di molteplici menti e scoperte attraverso il ventesimo e ventunesimo secolo.

Una formulazione pressoché finale è stata introdotta nel 1970 malgrado molte particelle ancora non fossero state confermate sperimentalmente, tra cui il quark top and il bosone di Higgs (osservato recentemente nel 2012 al CERN di Ginevra). Le particelle elencate nel MS si possono dividere in diverse categorie ed in diversi modi. La convenzione più utilizzata consiste nel suddividerle in Fermioni, Bosoni Vettori e Bosone di Higgs. Segue una breve descrizione della teoria.

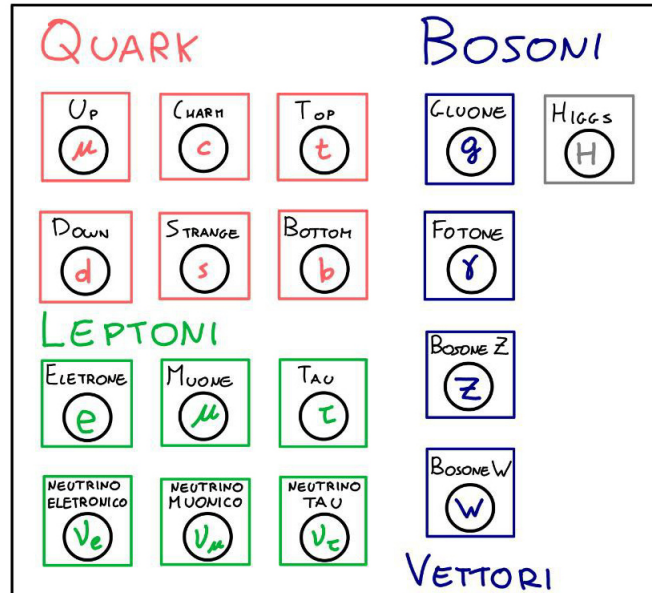


Figura 2.1: Modello Standard delle particelle suddivise tra fermioni (rosso e verde) e bosoni (blu e grigi).

### ***Fermioni***

I fermioni, chiamati in questo modo in onore del fisico italiano che per primo li studiò Enrico Fermi, sono quelle particelle di spin  $1/2$  (o multipli dispari) che costituiscono la materia che ci circonda. Essi sono ulteriormente divisi in due sotto categorie: i quark e i leptoni.

### ***Quark***

I quark sono le particelle che, combinate tra loro costituiscono un altro gruppo di particelle noto come adroni, di cui fanno parte il protone e il neutrone. Ne esistono di sei tipi, divisi in tre coppie; in ordine si ha: up & down, charm & strange e top & bottom. Il primo termine della coppia possiede una carica positiva di  $2/3 e$  mentre il secondo di  $-1/3 e$ . A causa dell'elevata intensità dell'interazione forte, è impossibile osservare un quark solitario ma soltanto particelle composte da almeno tre di essi (o un quark e antiquark).

I quark sono caratterizzati, oltre che dalla carica e dalla massa, da un "colore". Secondo il principio di indeterminazione di Pauli, infatti, è impossibile trovare due fermioni identici (nello stesso stato), il che renderebbe impossibile le formazioni di protoni (che contengono due quark up nello "stesso" stato) e neutroni (che contengono due quark do-



wn). Per ovviare a questo problema è stato introdotto il “colore” dei quarks (blu, verde e rosso) il quale, pur non avendo alcuna similitudine con i colori intesi classicamente, permette il distinguo tra particelle (quark) altrimenti identiche all’interno degli adroni.

### **Leptoni**

Per quanto concerne i leptoni, anch’essi sono suddivisi in tre coppie, questa volta caratterizzate da una particella e il suo rispettivo neutrino. Il neutrino è una particella neutra estremamente leggera la quale è stata teorizzata per mantenere valida la conservazione di momento ed energia nel 1956, ma osservata soltanto 22 anni dopo.

Le restati parti delle coppie sono formate dall’elettrone, dal muone e dal leptone tau, tutti di carica intera e negativa. Le principali differenze tra queste coppie, e lo stesso vale per i quark, è la massa; essa aumenta andando da sinistra verso destra nella Fig. 2.1.

### **Antimateria**

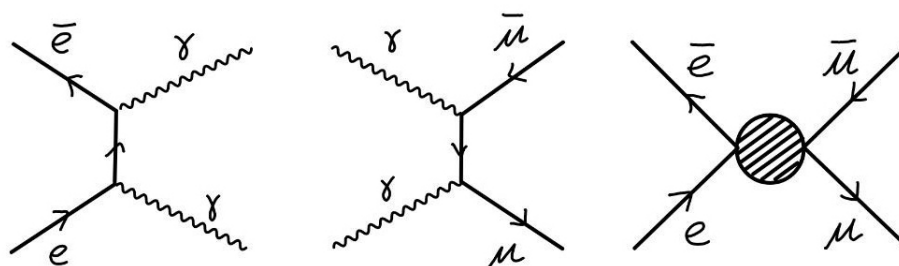


Figura 2.2: rappresentazione di tre diversi diagrammi di Feynman che relazionano materia e antimateria. Da sinistra verso destra  $e\bar{e} \rightarrow \gamma\gamma$  (immagine a),  $\gamma\gamma \rightarrow \bar{\mu}\mu$  (immagine b) e  $e\bar{e} \rightarrow \bar{\mu}\mu$  (immagine c).

Per ogni particella descritta finora esiste una corrispondente antiparticella. Essa ha carica opposta a quella della particella e la stessa massa. Quando una particella (un elettrone ad esempio) incontra la sua antiparticella (antielettrone o positrone) esse si annichilano producendo energia (fotoni). È anche possibile osservare il processo opposto, ovvero che due fotoni decadano e producano una coppia particella-antiparticella (ad esempio un muone e un anti-muone). In fig. 2.2 si osservano questi due processi e la combinazione di essi; infatti, è possibile che una coppia elettrone positrone decada successivamente nella coppia muone anti-muone.

### **Bosoni Vettori**

Mentre i fermioni costituiscono la materia, i bosoni caratterizzano le interazioni tra particelle e hanno un numero quantico di spin intero (o multiplo). I bosoni vettori, in

teoria dei campi, sono descritti da un campo vettoriale e vengono spesso visualizzati come particelle di scambio o intermedie durante un'interazione tra tre particelle (vedere esempio in fig. 2.3 dove un fotone viene scambiato tra due elettroni, causando così l'interazione). I quattro bosoni vettori presenti nel Modello Standard vengono, per questo, chiamati portatori di forza.

### **Fotoni**

Il fotone, teorizzato da Albert Einstein nel 1905, è uno dei 4 bosoni vettori presenti nel MS: è sia privo di massa che privo di carica ed è rappresentato dalla lettera greca gamma. Il fotone è portatore di forza per le interazioni elettromagnetiche (vedi fig. 2.3).

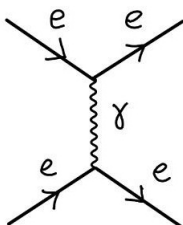


Figura 2.3: interazione elettromagnetica (tramite un fotone) tra elettroni.

### **Bosoni W e Z**

I bosoni W e Z, noti anche come bosoni deboli o bosoni vettori intermedi, si occupano appunto di gestire le interazioni deboli (*weak interactions*) che compaiono nei decadimenti radioattivi. Mentre il bosone Z ha carica neutra (il suo nome deriva proprio da Zero) il bosone W si può trovare sia nella sua forma con carica positiva ( $W^+$ ) che negativa ( $W^-$ ) e prende il suo nome dalla parola *weak*. Entrambi i bosoni non sono stabili e dunque decadono in particelle più leggere.

Il W, in particolare, può decadere in due quark ( $W \rightarrow q\bar{q}$ ), in un tau e un antineutrino tau ( $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ), in un muone e in antineutrino muonico ( $W \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu$ ) e in un elettrone ed antineutrino elettronico ( $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$ ). Questi ultimi due saranno particolarmente rilevanti per questa tesi e verranno trattati in seguito.

In fig. 2.4 si può osservare un decadimento beta dove un bosone W ha il ruolo di bosone intermedio nel processo.

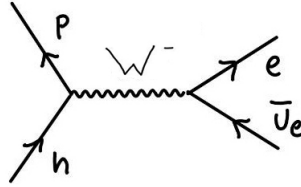


Figura 2.4: decadimento beta (tramite bosone W) di un neutrone.

### ***Gluoni***

I gluoni sono le particelle di scambio dell'interazione forte tra i quark: hanno, come il fotone, una carica e una massa nulla e ne esistono di 8 tipi diversi a seconda del colore dei quark che stanno facendo interagire. L'interazione forte, come si deduce dal nome, è la più forte delle interazioni (malgrado sia a corto raggio) ed aumenta con la distanza. È a causa di quest'ultima che è impossibile osservare un quark solitario.

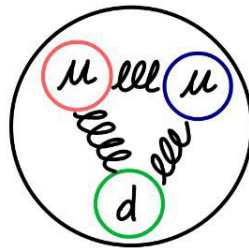


Figura 2.5: semplificazione schematica di un protone. I tre quark rimangono legati tramite gluoni.

### ***Gravitone***

Quest'ultima particella non è presente in figura 2.1 poiché il gravitone non è mai stato osservato sperimentalmente. Esso è infatti una particella ipotetica teorizzata in Quantum Gravity e avrebbe lo stesso ruolo che il fotone ha per il campo elettromagnetico ma per il campo gravitazionale. Si teorizza che il gravitone abbia carica e massa nulla e sia una particella stabile.

### ***Bosone di Higgs***

Predetto teoricamente nel 1964 da Peter Higgs e osservato per la prima volta nel 2012 al CERN, il bosone di Higgs è l'ultima particella ad essere stata verificata speri-

mentalmente nel Modello Standard. Questo bosone è identificato dal campo scalare di Higgs e dal meccanismo di Higgs che permette ad alcune particelle di essere dotate di massa. La particella in sé ha carica neutra ed è estremamente instabile decadendo quasi immediatamente.

## 2.2 Sezione d'urto

La sezione d'urto ( $\sigma$  o XS) è un indicatore della probabilità che un certo evento accada e si misura il  $m^2$ . Per portare al lettore un esempio semplice di come una superficie possa essere un indicatore di probabilità, si prenda ad esempio un contenitore pieno di gas monoatomico. Mettiamoci nel sistema di riferimento di una delle particelle (particella A) e definiamo l'evento come: "un'altra particella (particella B) collide con particella A". A può essere immaginata come una sfera ferma attorno alla quale viaggiano molte possibili particelle B.

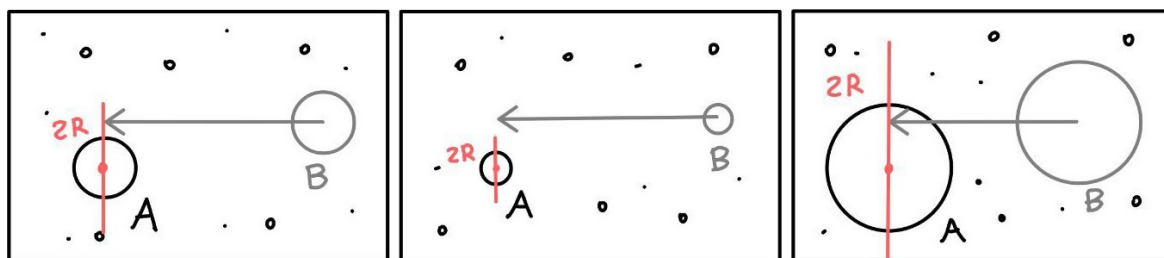


Figura 2.6: schematizzazione dell'interazione, e possibile collisione, tra particelle di superficie differente all'interno di un gas (da sinistra verso destra, figure a, b e c).

A questo punto è chiaro come maggiore sia l'area che ogni particella copre, maggiore sia la probabilità che il nostro evento accada. In questo caso la collisione avviene se il centro della particella B si trova nell'area rossa in fig. 2.6, la quale è proprio la sezione d'urto di questo esperimento. Dalla figura, confrontando le parti b e c, si vede come nel caso b l'evento non avviene mentre nel caso c avviene malgrado le particelle A e B siano nella stessa posizione relativa e abbiano la stessa velocità. Nel caso b, infatti, l'area delle particelle è minore e di conseguenza è meno probabile che la collisione avvenga. In questo specifico caso la sezione d'urto corrisponde a  $4R^2\pi$  poiché bisogna tenere conto che entrambe le particelle hanno una superficie sulla quale possono collidere vicendevolmente. Se invece, B fosse puntiforme e A

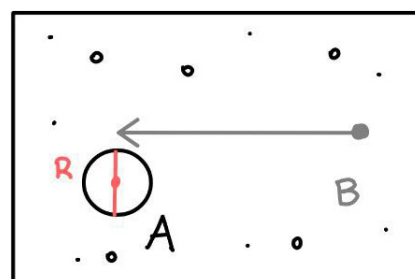


Figura 2.7: casistica rappresentante una particella a volume non nullo (A) interagire con una particella puntiforme.

avesse un raggio non nullo, la sezione d'urto sarebbe identificata dalla superficie definita dalla sola particella A ( $R^2\pi$ ), vedi fig. 2.7.

È importante precisare come la sezione d'urto non rappresenta necessariamente la probabilità di una collisione ma può essere associata a qualsiasi tipo di evento. Nei paragrafi successivi, infatti, questo concetto verrà applicato al decadimento tra particelle e l'avvenire o meno di certe interazioni fondamentali.

Nel mondo degli acceleratori di particelle, la sezione d'urto gioca un ruolo fondamentale in quanto è possibile calcolare il numero di eventi attesi dall'esperimento. In questo caso un evento può essere l'osservazione di una determinata particella o di un certo fenomeno. Si ha infatti che:

$$N_{attesi} = L \cdot \sigma \cdot \epsilon \quad (2.1)$$

dove N rappresenta il numero di eventi,  $\sigma$  è la sezione d'urto, L è la Luminosità e  $\epsilon$  è l'efficienza. Per maggiori informazioni su queste ultime due grandezze vedi Sez. 2.1.

Come verrà spiegato meglio in seguito, inoltre, in fisica delle particelle la sezione d'urto di un evento cambia a seconda delle energie in gioco.

Spesso i fenomeni più interessanti hanno una sezione d'urto molto piccola e di conseguenza si misura spesso in barn (b), dove un barn vale  $10^{-28} \text{ m}^2$ .

**NOTAZIONE:** in questa tesi la sezione d'urto è un concetto estremamente importante e comparirà molto spesso. Per evitare fraintendimenti e confusione con la deviazione standard (anch'essa simboleggiata con un sigma) da questo momento in avanti, quando si parla di sezione d'urto, verrà utilizzato il seguente simbolo:  $\tilde{\sigma}$ , mentre il sigma classico ( $\sigma$ ) verrà associata alla deviazione standard.

## 2.3 Diagramma di Feynman e interazioni

I diagrammi di Feynman sono un modo per descrivere i processi di interazione tra particelle e calcolarne la sezione d'urto. Sono stati ideati dal fisico Richard Feynman come un modo per semplificare l'approccio a fenomeni estremamente complessi e lontani dall'immaginario classico. Nei diagrammi di Feynman, di cui alcuni esempi sono mostrati nelle sezioni precedenti, sono anche un modo per illustrare graficamente i processi quantistici in maniera più lineare e intuitiva possibile.

In un diagramma di Feynman, convenzionalmente, il tempo scorre da sinistra verso destra (anche se spesso questa convenzione non viene rispettata e si utilizza il buon senso) ed ogni tipo di particella diversa viene identificata da un tratto caratteristico: linee solide per i fermioni, linee ondulate per i bosoni vettori, linee anellate per i gluoni e linee

tratteggiate per il bosone di Higgs. I vertici rappresentano i punti di interazione tra le particelle e, come spesso accade, le particelle intermedie vengono omesse.

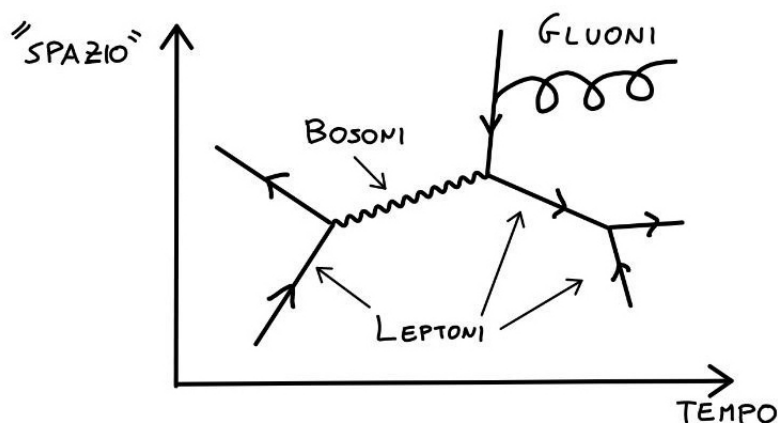


Figura 2.8: spiegazione schematica delle componenti e direzioni in un diagramma di Feynman.

Prendendo ad esempio il diagramma in figura 2.4, esso va letto nel seguente modo:

- partendo da sinistra (inizio del tempo) si ha un neutrone identificato dalla linea solida caratteristica dei fermioni;
- ad un certo istante nel tempo questa particella decade in due particelle diverse: un protone (linea solida) e un bosone vettore W;
- a questo punto, dopo un certo tempo, il bosone W decade in altre due particelle, un elettrone e il suo antineutrino.

Essendo W una particella intermedia, l'intero processo può essere descritto nel seguente modo:

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e \quad (2.2)$$

In generale, nel mondo delle interazioni microscopiche, una volta che si identifica un input e un output (le particelle che si avevano all'inizio e quelle che si hanno alla fine)

quello che avviene in mezzo non è univocamente definito. Esistono dunque moltissimi diagrammi diversi per gli stessi stati iniziali e finali. La figura 2.9 mostra come è possibile descrivere il processo di tra due elettroni (quello mostrato in figura 2.3) in maniera diversa da quella convenzionale (fig. 2.3 appunto).

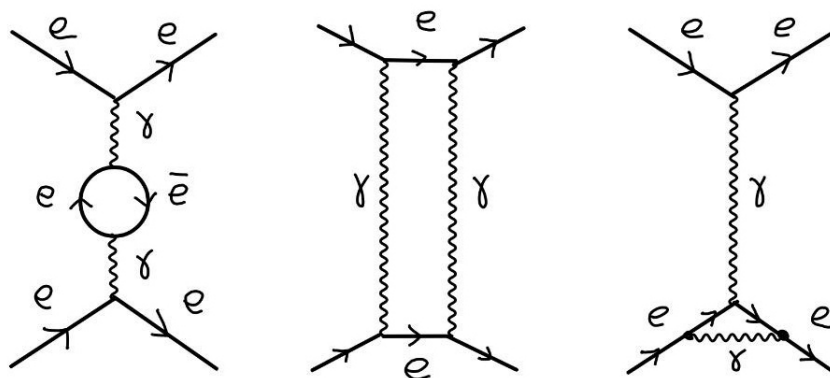


Figura 2.9: illustrazione di tre processi che possono portare allo scattering elettrone elettrone.

In generale, i diagrammi mostrati in figura 2.9 non sono nemmeno gli unici che possono dare luogo a tale evento, ma gli altri hanno probabilità sempre minori e, di conseguenza, vengono spesso trascurati. È infatti una catena di ordini di grandezza: il processo così come descritto in figura 2.3 è più probabile (va come  $\alpha^2$ ) degli eventi descritti in figura 2.9 (vanno come  $\alpha^4$ ) che a loro volta sono più probabili di altri diagrammi sempre più complessi.

## 2.4 Diagrammi di Feynman e sezione d'urto

I diagrammi di Feynman non hanno solamente lo scopo di semplificare la rappresentazione degli eventi macroscopici ma permettono anche di calcolare, in maniera relativamente lineare, la probabilità (sezione d'urto) associata all'evento rappresentato.

Tali computazioni sono talvolta molto complesse e la derivazione richiede molte pagine di calcolo non necessarie in questa tesi, tuttavia, verrà brevemente introdotta una sintesi del procedimento.

Ogni “pezzo” del diagramma di Feynman, infatti, è associato o ad un operatore o ad uno stato. Per spiegare meglio questo concetto, basti pensare all'esempio  $e\bar{e} \rightarrow \mu\bar{\mu}$  (fig. 2.2) dove una coppia elettrone e positrone decade in una coppia muone anti-muone.

In questo caso, come anche in casi simili:

- alle linee rappresentanti i leptoni si associano le funzioni d'onda di questi ultimi (dei vettori nello spazio di Hilbert) ovvero  $\bar{u}^r(k)$ ,  $v^{r'}(k')$ ,  $u^s(p)$  e  $\bar{v}^{s'}(p')$ ;
- per i vertici si utilizza l'operatore  $-iq^\nu$  dove  $q$  è la carica delle particelle coinvolte ( $e$  in questo caso) e  $\gamma$  sono delle specifiche matrici;
- per il fotone si utilizza l'operatore  $-ig_{\nu\mu}/q^2$ . Dove  $g_{\nu\mu}$  è la metrica dello spazio.

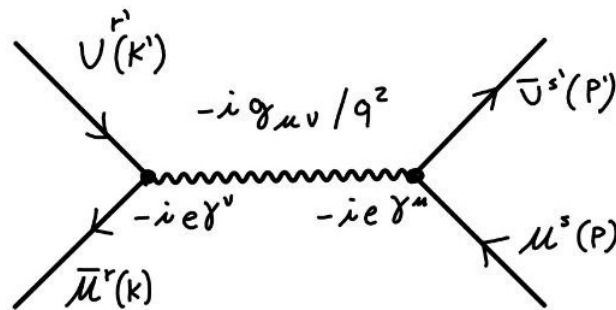


Figura 2.10: rappresentazione schematica dei componenti in un diagramma di Feynman e dei termini matematici ai quali corrispondono. (vedi [1])

Queste corrispondenze operatore/vettore con una componente del grafico (i vertici o le linee) non sono tipiche solo di questo processo ma si applicano a tutti i diagrammi di Feynman (i.e. un fotone intermedio, in questi contesti, sarà sempre rappresentato dall'operatore  $-ig_{\nu\mu}/q^2$ . Dove  $g_{\nu\mu}$ , indipendentemente dalle altre componenti).

Dopodiché, si uniscono le componenti e si svolgono i calcoli per trovare l'ampiezza del processo, definita nel seguente modo:

$$M = \bar{v}^{s'}(p')(-iq^\mu)u^s(p)(-ig_{\nu\mu}/q^2)\bar{u}^r(k)(-iq^\nu)v^{r'}(k') \quad (2.3)$$

dove a sinistra dell'uguale abbiamo l'oggetto  $M$  il cui quadrato ( $|M|^2$ ) è proporzionale alla sezione d'urto mentre a destra abbiamo i termini, scritti seguendo l'ordine degli eventi, così come essi appaiono nel diagramma di Feynman in figura 2.10.

Una volta che si conosce  $M$  è solo una questione computazionale, in quanto la sezione d'urto è in funzione lineare di  $|M|^2$  (spesso attraverso un integrale e una sommatoria).



È importante notare che, come spiegato in figura 2.9, il decadimento  $e\bar{e} \rightarrow \mu\bar{\mu}$  può avvenire anche in modo diverso rispetto a quanto mostrato in figura 2.2.c. Ci sono infatti più passaggi intermedi tra lo stato iniziale e quello finale che descrivono lo stesso decadimento, e dunque per trovare la sezione d'urto totale bisogna fare la sommatoria delle  $|M|^2$  corrispondenti a tutti i processi che portano, partendo dallo stesso input, allo stesso output.

## 2.5 Lagrangiana e sezione d'urto

In fisica la lagrangiana è forse uno degli strumenti più potenti per descrivere un sistema e le sue simmetrie. Classicamente, si ha un approccio molto standard per trovare la lagrangiana di un sistema fisico. Esso si basa principalmente sulle sue simmetrie e su considerazioni di carattere teorico e sperimentale.

Una lagrangiana, in fisica classica, può essere descritta nel seguente modo:

$$L = \sum_i a_i \cdot F_i(x, y, z, \dots, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, \dots) \quad (2.4)$$

dove  $x, y, z, \dots$  rappresentano le coordinate,  $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, \dots$  rappresentano le loro derivate e  $a_i$  rappresentano dei coefficienti numerici di fronte ai termini ( $F_i$ ) nella lagrangiana. In un certo qual modo questi coefficienti  $a_i$  corrispondono al peso dell'interazione o della "fisica" contenuta "dentro" il termine  $F_i$ . Se ad esempio il termine  $F_i$  descrive un certo potenziale, maggiore è il coefficiente davanti ( $a_i$ ), maggiore sarà la prevalenza che questo potenziale ha sugli altri termini.

A questo punto, dato un sistema fisico generico, come si trovano i termini  $F_i$  e  $a_i$ ? Ci sono diversi approcci. Classicamente la lagrangiana è rappresentata da un termine cinetico meno la somma dei potenziali, tuttavia, a volte, non si conosce abbastanza bene il sistema per poter utilizzare questo metodo. L'approccio che viene utilizzato in questi casi consiste nello sfruttare le simmetrie di sistema. Più nello specifico, dato un sistema fisico monodimensionale (lo stesso vale per più dimensioni, è solo più lunga la notazione):

- si identificano le simmetrie che questo sistema possiede (dove una simmetria è una trasformazione che lascia invariata la fisica del sistema, ad esempio: rotazionale, trasformazioni di Lorenz, ecc.). Molte simmetrie sono ovvie. Se per esempio stiamo studiando una trottola che gira è chiaro come ci debba essere una simmetria rotazionale attorno al suo asse. Inoltre, è giusto precisare come la lagrangiana, la quale in sé contiene la fisica del sistema, debba essere invariante rispetto a queste simmetrie (se si vuole essere rigorosi, infatti, una simmetria è spesso definita come un'operazione che mantiene invariante la lagrangiana).

- A questo punto si trovano tutte quelle combinazioni di  $x$  e  $v$  (dove  $v = \dot{x}$ ) invarianti secondo le simmetrie trovate. Se ad esempio un sistema è invariante per l'aggiunta di una fase è chiaro come combinazioni quali  $x \cdot x^\dagger$  siano invarianti. Questo è tuttavia vero anche per  $v \cdot v^\dagger$  o per  $x^2 \cdot x^{\dagger 2}$  e per molte altre combinazioni. Tutti questi termini formano le  $F_i$  che compaiono nell'equazione 2.4.
- Malgrado questi termini siano spesso infiniti in numero, non sono sempre tutti utili o significativi. Molto spesso, capita ad esempio con basse energie, alcuni termini vengono trascurati in quanto rappresentano ordini di grandezza minori. In sistemi particellari (quindi non classici) quello che viene spiegato in Sez. 2.3, riguardo al non utilizzare tutti diagrammi di Feynman quando si computa la sezione d'urto, è esattamente un'altra descrizione di questo concetto. Esiste infatti una corrispondenza tra interazione in un diagramma di Feynman e termine nella lagrangiana. Se un termine è trascurabile nella lagrangiana il diagramma di Feynman che contiene quell'interazione è dunque trascurabile. È giusto utilizzare solo quelle combinazioni che sono rilevanti nello spettro energetico d'interesse. In questa tesi, trattando un HEP Experiment (Esperimento di fisica delle alte energie) si va proprio ad indagare il ruolo, e il peso, che queste combinazioni a dimensione maggiore possono avere (vedi Sez. 4.3).
- Per determinare i coefficienti  $a_i$ , invece, ci sono due sistemi: o si utilizzano i dati sperimentali (che è quello che verrà discusso in questa tesi) o tramite un modello teorico.

**NOTA:** Indipendentemente dal tipo di approccio che si vuole utilizzare per calcolare i coefficienti  $a_i$ , è possibile trovare la lagrangiana del sistema. È chiaro come, per trovare i termini  $F_i$  siano necessari un certo intuito fisico e l'utilizzo di altre regole proprie della teoria che si utilizza. L'elenco appena descritto è dunque estremamente semplificato.

Un altro punto da tenere in considerazione è che esiste una stretta correlazione tra lagrangiana e sezione d'urto di un evento. Più nello specifico, in fisica delle particelle, andando a cambiare il valore che la costante  $a_i$  possiede, si va a cambiare il la “forza” dell'interazione descritta dal termine  $F_i$  e di conseguenza il peso del diagramma di Feynman associato (spesso più di un termine della lagrangiana influenza un singolo evento). Inoltre, abbiamo visto come la probabilità (sezione d'urto) totale dipende dalla somma delle ampiezze associate ai vari diagrammi. Risulta quindi ovvio che, andando a cambiare il “peso” di un diagramma (le costanti  $a_i$ ) si va a cambiare la sezione d'urto.

### ***Per il Modello Standard***

La lagrangiana del Modello Standard racchiude al suo interno l'insieme di quei fenomeni e di quelle interazioni a noi noti per basse energie.

## 2.6 E.F.T: Effective Field Theory

Non troppo tempo fa, il mondo della fisica si arrovellava nel tentativo di trovare una teoria del tutto. Essa, possibilmente nella forma di una lagrangiana comprensiva di ogni cosa, sarebbe stata in grado di spiegare ogni fenomeno nella fisica particellare e fondamentale indipendentemente dalle premesse. Questa ricerca, quantomeno per ora, non ha portato a nulla di soddisfacente e quindi il focus si è spostato dal cercare una “*theory of everything*” ad una più modesta, ma più utile, “*theory of something*” in grado di descrivere il mondo della fisica particellare in determinate condizioni. Queste teorie pendono il nome di *Effective Field Theories* e sono di fatto uno strumento molto utile quando si cerca di descrivere certi fenomeni in fisica delle particelle.

Queste teorie, piuttosto d’essere sempre vere, hanno rilevanza solamente in determinati intervalli energetici e servono a descrivere un mondo ancora parzialmente inesplorato; per questo motivo vengono spesso associate a teorie *beyond* (oltre) il Modello Standard. Infatti, di base, esiste il Modello Standard, valido ed estremamente accurato per basse energie. Quando però le energie in gioco aumentano, è necessario aggiungere termini di ordine maggiore, esattamente come accade in uno sviluppo di Taylor, per avere risultati sempre più precisi. Qualunque tipo di interazione (anche portata da nuova fisica) che riguarda particelle note, può essere descritta dalla seguente relazione:

$$L_{EFT} = L_{MS} + \sum_{d>4} \sum_i \frac{f_i}{\Lambda^{d-4}} O_i \quad (2.5)$$

dove  $L_{MS}$  è la lagrangiana del Modello Standard, valida per basse energie, e gli altri termini rappresentano degli operatori (descrittori di teorie oltre il Modello Standard) che diventano rilevanti all’aumentare dell’energia dell’esperimento.  $\Lambda$  rappresenta una scala energetica e  $d$  è la dimensione dell’operatore  $O_i$ . Dall’eq. 2.5, si nota come all’aumentare della dimensione aumenta il denominatore e, di conseguenza, quello specifico termine della lagrangiana è sempre più “soppresso” rispetto a quelli di dimensione minore. È infatti per questo che gli operatori a dimensioni “alte” sono utilizzati soltanto ad energie alte, così da compensare questo “grande” denominatore. Nel limite in cui  $\Lambda \rightarrow \infty$ , infatti, non esistono energie sufficientemente grandi per compensare il termine di soppressione ( $\Lambda$ ) e quindi le uniche teorie valide sono quello del Modello Standard. È anche vero il ragionamento inverso: se il Modello Standard fosse perfetto (la nostra *theory of everything*) allora le costanti  $f_i/\Lambda^{d-4}$  sarebbero tutte zero. A priori non si sa quanto i coefficienti  $f_i/\Lambda^{d-4}$  valgano, ed è proprio il metodo di misurazione di questi ultimi sul quale si basa questa tesi.

Volendo fare un’analogia con la Sez. 2.5 (quella precedente), gli operatori  $O_i$  rappresentano le  $F_i$  (anche se non sono ricavati solamente tramite regole di simmetria ma anche con altre regole in EFT) e i coefficienti  $f_i/\Lambda^{d-4}$  rappresentano gli  $a_i$ .

In ultimo, è estremamente importante considerare che un certo evento, ad esempio  $\gamma\gamma \rightarrow WW$ , può essere descritto sia dalle teorie del MS che da teorie oltre il Modello Standard. Questo vuol dire che se in un esperimento io produco 10 particelle, è possibile che 7 di queste vengano da processi descritti dal Modello Standard (da  $L_{MS}$ ), 2 da queste da teorie associate a operatori di dimensione sei ( $d = 6$ ) e una di queste da operatori di dimensione, perché no, otto ( $d = 8$ ). In generale la presenza di questi extra termini, così come descritto in precedenza, va a cambiare la sezione d'urto dell'evento e, conseguentemente (eq. 2.1) il numero di eventi atteso (da 7 con solo il modello standard a 10 considerando i termini fino all'ottava dimensione).

**NOTAZIONE:** da questo momento in avanti, quando si utilizzerà il termine *coefficienti*, ci si riferisce ai termini  $f_i/\Lambda^{d-4}$ .

## 2.7 CERN



Figura 2.11: il logo del CERN. [2]

Il CERN (che sta per *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) è un'Organizzazione Europea per la ricerca nucleare che gestisce il più grande laboratorio di fisica particellare al mondo. L'organizzazione fu fondata nel 1954 da 12 stati membri e oggi comprende, tra ricercatori, scienziati, tecnici e dirigenti un totale di circa tremila persone provenienti da tutto il mondo che collaborano ai molteplici esperimenti. Lo scopo del CERN è quello di svolgere diversi esperimenti in fisica nucleare e avere una più ampia comprensione possibile della materia. Il CERN inteso come struttura è situato a Ginevra, in Svizzera, ed è costituito da diversi acceleratori (7 quelli principali) tra cui LHC.

## 2.8 LHC e ATLAS

LHC (Large Hadron Collider) è il più grande acceleratore di particelle al mondo con ben 27 km di circonferenza. Come si può dedurre dal nome, il tipo di particelle che vengono fatte scontrare all'interno dell'acceleratore sono adroni (protoni e ioni pesanti) i quali, dopo essere stati prodotti, vengono collimati in due fasci differenti contenenti ciascuno fino a  $10^{11}$  particelle. I due fasci vengono prima accelerati in un acceleratore iniziale e, quando raggiungono una velocità ottimale, vengono inseriti all'interno dei tubi principali che compongono LHC. Durante questo processo i fasci di particelle (cariche) vengono controllati grazie ad un campo magnetico che raggiunge fino all'enorme valore di 8 tesla. Grazie all'elevata potenza del campo magnetico i fasci possono avere anche energie elevatissime che arrivano a 6.8 TeV, avendo dunque 13.6 TeV disponibili per l'esperimento.

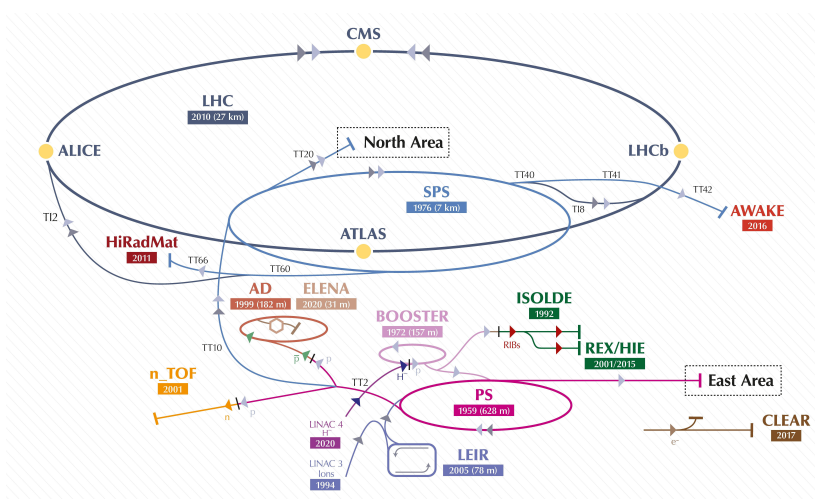


Figura 2.12: complesso meccanismo di acceleratori che costituisce la struttura del CERN. In alto abbiamo LHC, il più grande. [3]

Una volta che i due fasci sono all'interno del lungo tubo che costituisce LHC, vengono fatti interagire (collidere) nei punti dove sono situati i detector. La collisione risulta nella produzione di moltissime particelle diverse ad altissime energie le cui traiettorie vengono poi ricostruite (fig. 2.13).

L'intera struttura di LHC è sede di 7 esperimenti diversi situati in diversi punti; i quattro principali sono ATLAS, LHCb, CMS e ALICE, i quali utilizzano 4 diversi detector realizzati con obiettivi e tecnologie differenti.

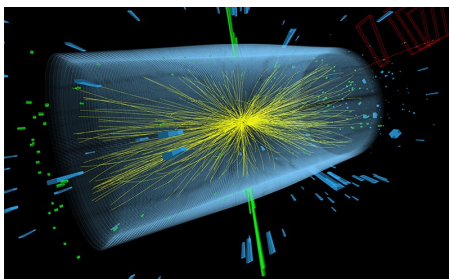


Figura 2.13: collisione tra ioni in LHC ricostruita grazie all'intelligenza artificiale. In giallo le particelle prodotte. [4]

- ATLAS: studia fenomeni noti presenti nel Modello Standard per ottenere misurazioni più precise o trovare nuova fisica.
- LHCb: specializzato nella fisica dei quark bottom e nella ricerca di violazioni della simmetria CP. Tali studi sono estremamente utili per comprendere il rapporto tra materia ed antimateria e spiegare il motivo di un'evidente asimmetria tra le due.
- CMS: studia una vasta gamma di fenomeni tra cui il bosone di Higgs e la ricerca di possibili candidati per la materia oscura.
- ALICE: il detector di Alice viene utilizzato principalmente per lo studio della QCD (Quantum Cromo Dinamics) e dei quark.

## 2.9 Esperimento Atlas e grandezze caratteristiche

L'esperimento ATLAS è stato fondato nel 1995 e i lavori di costruzione sono terminati nel 2008. ATLAS nasce come combinazione di due progetti già pretesi al CERN: EAGLE e ASCOT e comprende un totale di oltre 5700 membri provenienti da 180 istituzioni in 40 paesi rendendola una delle collaborazioni più grandi nel mondo della fisica.

Come già accennato in precedenza, lo scopo di ATLAS è quello di studiare fenomeni e teorie relative al Modello Standard, nel tentativo di confermare o migliorare teorie/misurazioni già esistenti o di sondare per nuova fisica oltre il Modello Standard. Da che è stata costruita, si sono effettuate due “*run*” (due periodi di presa dati). La prima dal 2010 al 2012, con un'energia totale dei due fasci di 7-8 TeV e la seconda dal 2015 al 2018, con un'energia di 13 TeV. È già in programma una terza *run* che andrà dal 2022 al 2025.

Prima di parlare del detector e del suo funzionamento è necessario introdurre qualche convenzione e spiegare alcune grandezze caratteristiche.

## **Luminosità**

La luminosità, in fisica delle particelle, è definita come il numero di eventi per unità di tempo divisa per la sezione d'urto:

$$L = \frac{1}{\sigma} \frac{dN}{dt} \quad (2.6)$$

In parole povere, nel nostro esperimento, corrisponde al *rate* di collisione tra protoni e dunque, almeno in principio, maggiore è la luminosità migliore è l'esperimento. Con una alta luminosità, infatti, si osservano molti eventi e nella maggior parte degli esperimenti al CERN il quantitativo di dati è fondamentale per un'analisi soddisfacente. Al LHC la massima luminosità osservata a 13 TeV è di  $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

La grandezza che si usa negli acceleratori di particelle è tuttavia la luminosità integrata:

$$L_{integrata} = \int_0^T L dt \quad (2.7)$$

dove T rappresenta la durata dell'esperimento e L la luminosità definita in eq. 2.6 e si misura in  $b^{-1}$  o in  $fb^{-1}$  (1 barn è pari a  $10^{-24} \text{ cm}^2$ ).

**NOTAZIONE:** quando mi riferisco a luminosità (L) in questa tesi mi riferirò sempre a quella più usata in fisica delle particelle, ovvero la luminosità integrata.

Al CERN, per ottenere la luminosità, si sfruttano dei rivelatori disposti in diversi punti (lontani dai detector) lungo l'acceleratore. In generale la luminosità aumenta all'aumentare dell'energia e dal numero di particelle per fascio.

Unendo assieme l'eq. 2.7 e l'eq. 2.6 è possibile trovare il numero di eventi di interesse osservati moltiplicando la luminosità (caratteristica del fascio di particelle) per la sezione d'urto dell'evento di interesse (trascurando l'efficienza).

$$N_{evento} = L_{esperimento} \cdot \tilde{\sigma}_{evento} \quad (2.8)$$

La luminosità, infatti, dipende solamente dai parametri dell'esperimento ed è indipendente da quello che succede dopo la collisione e dai tipi di particelle che possono essere prodotte (i nostri eventi). È quindi legittimo battezzare un'unica luminosità da associare ad ogni processo ed evento.

Giusto per fare un esempio, se siamo interessati all'evento "produzione di un bosone di Higgs" basta moltiplicare  $\tilde{\sigma}_H$  per la luminosità dell'acceleratore. Se invece fossimo

interessati alla produzione di particelle W, dovremmo cambiare solamente  $\tilde{\sigma}$ , utilizzando  $\tilde{\sigma}_W$  invece che  $\tilde{\sigma}_H$  poiché essendo l'acceleratore e l'esperimento lo stesso la luminosità non cambia.

### **Efficienza**

In equazione 2.1 compare un altro termine oltre  $\tilde{\sigma}$  e  $L$ : l'efficienza. Non tutti gli eventi di interesse infatti vengono osservati. È possibile che, per diverse ragioni (vedi Sez. 2.10), una particella non venga vista dal detector e, di conseguenza, non venga misurata. L'efficienza dunque può essere calcolata dividendo il numero di eventi (la somma dei pesi) che passano la selezione (cioè che verrebbero osservati dal detector) diviso il numero di eventi totali (o la somma dei pesi totali).

$$\epsilon = \frac{N_{obs}}{N_{tot}} \quad (2.9)$$

Questo dettaglio è estremamente importante ai fini di una simulazione della collisione poiché è necessario “simulare” l'inaccuratezza di un detector. Questo migliora anche la velocità di computazione in quanto tutte quelle particelle che non verrebbero nemmeno osservate (ad energie troppo basse ad esempio) non vengono nemmeno simulate.

### **Coordinate e rapidità**

Prima di parlare del detector è necessario introdurre le coordinate spaziali con le quali ci si muove al suo interno.

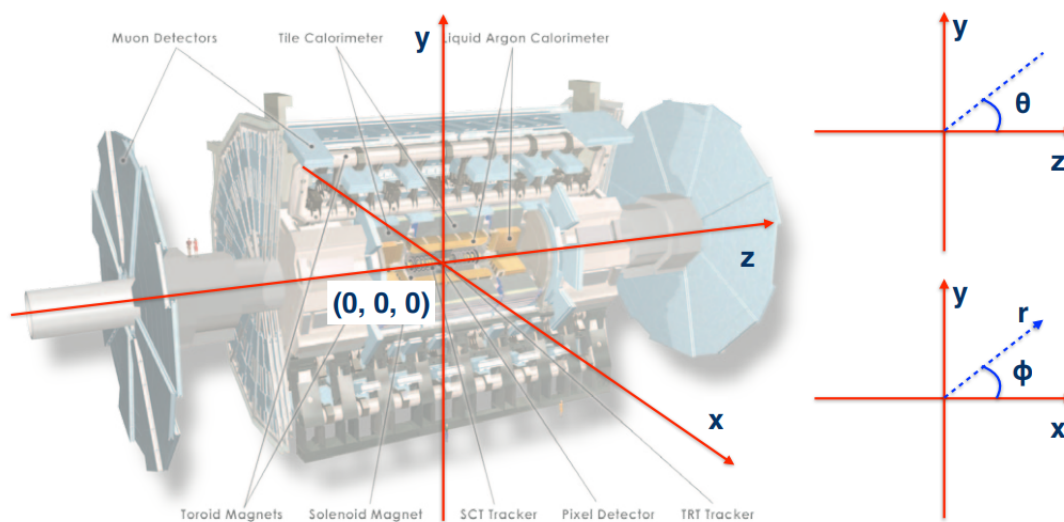


Figura 2.14: descrizione delle coordinate utilizzate in un detector. [5]



Come si vede in fig. 2.14 all'interno di un detector del CERN ci si muove, in prima approssimazione, in coordinate sferiche dove il centro degli assi corrisponde al punto di collisione dei fasci. L'asse z, quello dal quale si misura l'angolo theta, è parallelo ai fasci, mentre gli assi x (da cui si misura phi) e y sono disposti come in figura.

Gli angoli phi e theta, tuttavia, hanno il difetto di non essere invarianti per le trasformazioni di Lorenz. Particelle con 6.5 TeV di energia, infatti, tendono ad essere estremamente veloci e raggiungono velocità relativistiche. È dunque più conveniente utilizzare un'altra variabile per theta nota come rapidità, ovvero:

$$y = \ln \frac{E + p \cdot \cos \theta}{E - p \cdot \cos \theta} \quad (2.10)$$

Essendo le particelle estremamente energetiche e veloci, inoltre, l'angolo theta delle particelle prodotte è, solitamente, molto piccolo. Per questo si preferisce introdurre un'altra variabile che è più congeniale nella regione theta uguale a zero, la pseudo-rapidità:

$$\eta = -\ln (\tan \theta / 2) \quad (2.11)$$

essa è un'ottima approssimazione della rapidità in quanto per particelle molto piccole e relativistiche la massa è spesso trascurabile e di conseguenza  $E=p$  ( $c=1$ ).

## 2.10 Detector e ricostruzione delle traiettorie

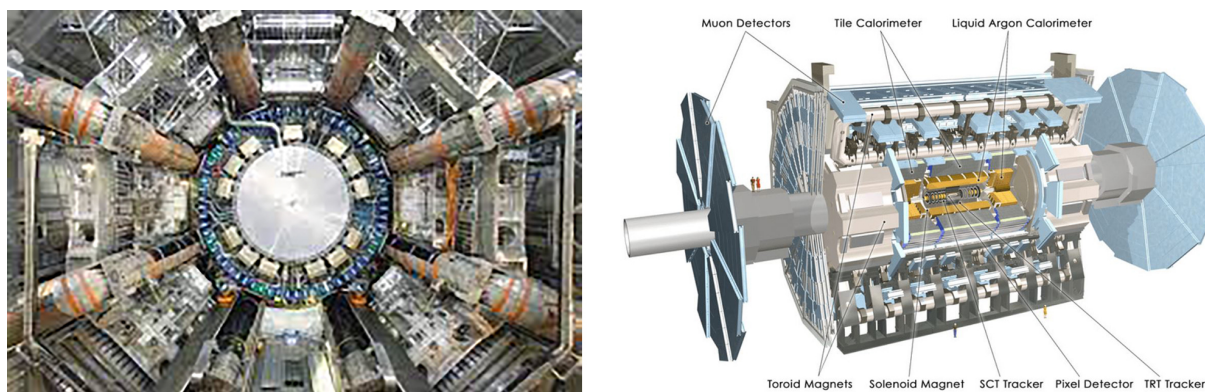


Figura 2.15: detector di ATLAS. In alto una sezione trasversale del detector mentre in basso una schematizzazione dove sono illustrate le componenti principali. [6] & [5]

Con i suoi 46 m di lunghezza, 25 m di circonferenza e 7000 tonnellate di peso, il detector di ATLAS permette di identificare la maggior parte delle particelle prodotte dalla collisione e di ricostruirne la traiettoria. Con più di 3000 km di cavi che lo costituiscono, andare a spiegare nel dettaglio il suo funzionamento e le sue componenti sarebbe fuorviante. In questa tesi verranno mostrate le parti principali, le quali permettono di collezionare e analizzare i dati.

Quando si parla di identificazione e “ricostruzione delle traiettorie” si intende trovare il tipo di particella, la sua energia e la sua quantità di moto nel momento della creazione di quest’ultima. È necessario precisare che moltissime particelle, come ad esempio i bosoni W, decadono molto velocemente ed è quindi possibile osservare solo i prodotti del decadimento. È proprio in questo modo che, per altro, è stato osservato il bosone di Higgs.

All’interno del detector è presente un campo magnetico così da deviare le particelle cariche. È inoltre importante precisare come tutte le componenti lavorino assieme per ottenere un unico risultato e il più accurato possibile.

### *Il tipo di particella e la sua energia*

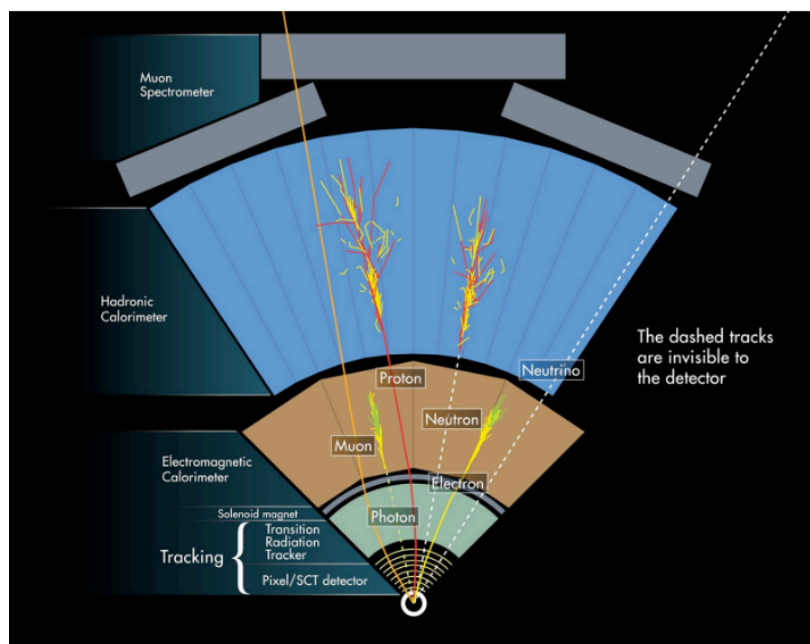


Figura 2.16: sezione del detector di ATLAS dove sono mostrati i principali elementi necessari alla ricostruzione e identificazione delle particelle prodotte nella collisione. [5]

In ATLAS l’identificazione di una particella e della sua energia viene fatta dai calorimetri e dai *muon spectrometer* (vedi fig. 2.16). All’interno del detector sono presenti due

calorimetri; il calorimetro elettromagnetico e il calorimetro adronico. Il primo si occupa di identificare, e fermare, particelle quali elettroni e fotoni, che interagiscono principalmente tramite interazione elettromagnetica, mentre il secondo riconosce gli adroni (protoni, neutroni, pioni ecc.) i quali reagiscono principalmente attraverso interazione forte. Per distinguere che tipo di particella stiamo osservando (un fotone o un elettrone ad esempio) si guarda anche la traiettoria della particella. Essendo presente un campo magnetico all'interno del detector, infatti, le particelle cariche hanno una traiettoria curvilinea (elettrone) mentre quelle neutre una rettilinea (fotone).

Per trovare l'energia i calorimetri, di fatto, fanno "decadere" la particella creando quella che viene nominata *particle shower* della quale possono, con un certo errore, calcolare l'energia. Per quanto riguarda i *muon spectrometer* o le camere muoniche esse hanno lo scopo di andare ad identificare i muoni.

### **Momento**

Il seguente processo è estremamente importante in quanto permette di trovare la quantità di moto delle particelle, variabile utilizzata nella mia tesi.

Il momento di una particella viene studiato principalmente tramite la ricostruzione della traiettoria. Questo avviene nella parte iniziale dove dei SCT detector (detector a base siliconica) sono situati. Questi detector riescono a misurare il passaggio di una particella senza cambiarne di troppo la traiettoria.

In una collisione tra fasci, tuttavia, vengono prodotte migliaia di particelle e dunque i detector raccolgono moltissimi segnali ogni istante. Isolare una specifica traiettoria, in mezzo a questa moltitudine, non è affatto facile; ecco perché il tutto è elaborato da un sistema informatico di tracciamento. La ricostruzione viene fatta attraverso due passaggi: il *track finding* e il *track fitting*.

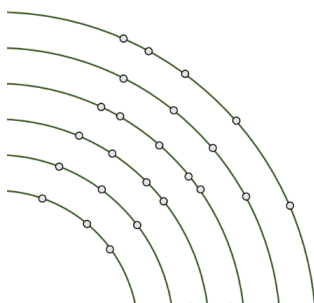


Figura 2.17: rappresentazione grafica dei vari livelli di un detector, i punti rappresentano i luoghi di interazione con una particella. [5]

In figura 2.17 è schematizzata una possibile, di fatto estremamente semplificata, rappresentazione dei detector. Le linee circolari rappresentano i gruppi di detector, disposti in tale maniera, mentre i pallini rappresentano i luoghi dove è passata una particella. Appare chiaro come, guardando la figura 2.17, non si riesca ad estrapolare, in modo semplice, la traiettoria delle particelle.

### ***Track finding e Track fitting***

In fig. 2.18 è presente una schematizzazione del processo di individuazione delle traiettorie. In primo luogo, si individuano gruppi generici di punti, i quali possono, potenzialmente provenire dalla stessa particella (*track finding*, fig. 2.18.a). Tale processo è realizzato con un sistema noto come Combinatorial Kalman Filtering il quale, selezionato un punto (A) appartenente ad un certo strato di detector, guarda tutti i punti nello strato successivo e seleziona quello che ha le migliori qualità per un *fit* successivo (punto B). Tale processo, malgrado l'elevato peso computazionale, è estremamente potente. Dopodiché, una volta selezionati i gruppi, viene fatto un *fit* di quest'ultimi utilizzando una retta per particelle neutre e un arco di circonferenza per particelle cariche (*track fitting*, fig. 2.18.b).

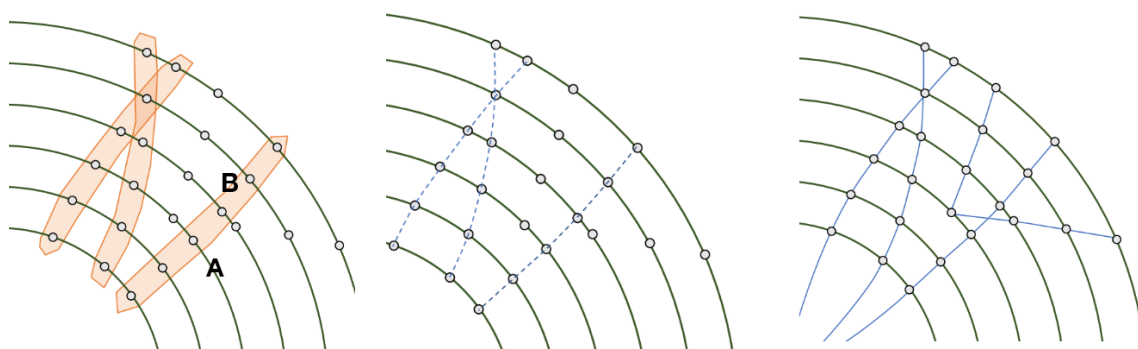


Figura 2.18: rappresentazione grafica dei vari livelli di un detector. Abbiamo: una rappresentazione grafica del processo di *track finding* (a sinistra, immagine a), il risultato del *track fitting* (in centro, immagine b) e le reali traiettorie delle particelle anche non cariche (a destra, immagine c). [5]

Una volta selezionate le traiettorie, è dunque possibile determinare la quantità di moto (ovvero la velocità e la direzione) delle particelle. È proprio in questo processo dove l'efficienza (descritta in Sez. 2.9) gioca un ruolo estremamente importante. Non tutte le particelle vengono ricostruite o osservate dai detector, questo capita poiché l'apparato non è perfetto ed è soggetto ad un errore nella ricostruzione delle traiettorie. Inoltre,

alcune particelle, a causa della loro energia non ottimale per lavorare nei *range* di ATLAS, non vengono neanche osservate.

## Capitolo 3

# CONSIDERAZIONI STATISTICHE IN ESPERIMENTI DI HEP

Una volta che la collisione avviene, moltissime particelle di ogni tipo vengono generate. Per questo motivo il processo di selezione ed analisi può risultare davvero complesso. Un esperimento ci fornisce il tipo, il numero, la traiettoria e l'energia di moltissime particelle e, molto spesso, questi dati non sono tutti utili. Segue dunque una breve descrizione di quelli che sono gli strumenti e approcci più utilizzati nella fisica delle particelle.

### 3.1 Simulazioni e distribuzioni

Uno strumento fondamentale nell'ambito dell'analisi è la simulazione. Grazie a complessi programmi e computer sempre più potenti, siamo in grado di simulare una collisione tra particelle nella sua interezza. Quello che si fa successivamente è selezionare una variabile interessante  $X$  (i.e. la massa invariante, il momento trasverso ecc.) così da poter organizzare i dati simulati in distribuzioni al variare di  $X$ ; ad esempio in fig. 3.1 i dati vengono distribuiti in funzione della massa invariante. In fig. 5.1 invece, la distribuzione è sul momento trasverso. La stessa grandezza  $X$  (e la sua distribuzione sui conteggi) viene poi analizzata con i dati. È proprio tramite il confronto e/o la ricerca di discrepanze tra dati e simulazione (le distribuzioni osservate e le distribuzioni simulate) che si esegue l'analisi dei dati.

### 3.2 Differenza tra Segnale e Background

In questo tipo di esperimento non tutti gli eventi hanno lo stesso peso. Spesso una delle sfide più significative nell'analisi dei dati è proprio quella di distinguere quale parte dell'enorme ammontare di dati ci interessa e quale non. In generale è possibile distinguere

le particelle rilevate in diverse categorie in base alla loro relazione con ciò che si vuole studiare:

- **Dati non utili:** indipendentemente da ciò che si vuole studiare, è possibile che non tutte le particelle rilevate siano pertinenti con l'evento d'interesse. Nel nostro caso, ad esempio, siamo interessati ad osservare le particelle  $W$  prodotte da fotoni (le quali possono decadere o in un leptone o in un quark). Quindi se il detector rileva un protone noi non siamo interessati e tale particella non entra nella nostra analisi.
- **Segnale:** rappresenta la fisica d'interesse, ovvero quelle particelle che vengono prodotte dall'evento che si vuole studiare. Sempre nel nostro caso siamo interessati al processo  $\gamma\gamma \rightarrow WW$ . Quindi il "Segnale" corrisponde al numero di particelle  $W$  (in funzione del momento trasverso) **prodotte da una coppia di fotoni**. Una definizione ancora più generale di Segnale è "ciò che ci interessa direttamente".
- Nella parte precedente è stata messa l'enfasi su "prodotte da una coppia di fotoni" in quanto non tutte le particelle  $W$  sono prodotte in questo modo. Esiste infatti il processo, che non ci interessa direttamente,  $qq \rightarrow WW$  il quale ha lo stesso risultato. Le particelle  $W$  prodotte in questo modo decadono esattamente come le altre ed è quindi impossibile\*, solamente con i dati, distinguere quando il detector rileva un elettrone che proviene da un  $W$  prodotto da fotoni (Segnale) o da un  $W$  prodotto dai quark (Background). Spesso in un esperimento dove il Segnale rappresenta un evento mai visto prima, il Background rappresenta tutti gli eventi noti che porterebbero allo stesso risultato (i.e. la produzione di due particelle  $W$ ). Durante una simulazione Segnale e Background vengono prodotti separatamente, così che, attraverso il confronto con i dati, si possano stabilire le proporzioni.

\*Di fatto spesso le particelle di Segnale e quelle di Background vengono prodotte con energie o caratteristiche cinematiche differenti. È quindi possibile, talvolta, effettuare delle selezioni che migliorino il rapporto Segnale/Background, così da non doversi preoccupare eccessivamente di quest'ultimo.

Il Background di un evento rappresenta dunque ciò che non si può distinguere dal Segnale ma deriva da un altro evento. La figura 3.1 è estremamente illuminante per capire questa distinzione. In figura si nota come i conteggi che riguardano il bosone di Higgs (Segnale) siano solo una piccola frazione (ma ben distinta) del totale (Background) il quale è rappresentato da una linea azzurra tratteggiata (Fig. 3.1.a). In fig. 3.1.b il Segnale (regione bianca sotto la curva) è rappresentato dai leptoni che derivano dal seguente decadimento  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ , ovvero che derivano dall'evento che ci interessa. Il Background (regione rosa), invece, consiste tutti quei muoni che vengono prodotti da altri eventi (non da un decadimento di un bosone di Higgs).

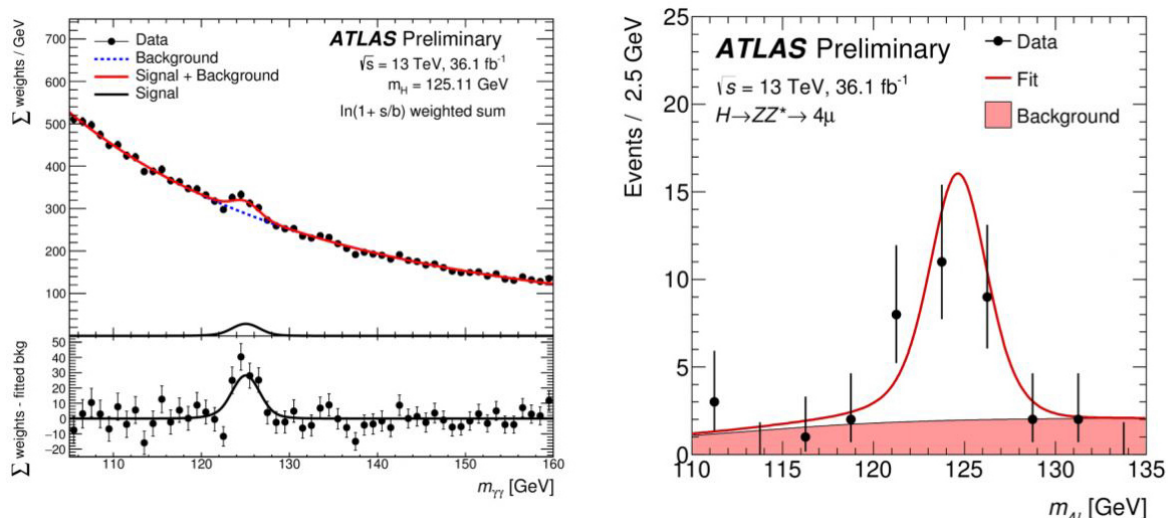


Figura 3.1: grafici realizzati del progetto ATLAS che illustrano la scoperta del Bosone di Higgs. Abbiamo: i dati comprensivi di Background in un'ampia zona dello spettro in massa invariante (a sinistra, immagine a) e un ingrandimento sulla regione di interesse (a destra, immagine b). [7]

### 3.3 Ipotesi

Molto spesso, così come è successo per il bosone di Higgs, non si sa se l'evento di interesse possa effettivamente accadere e, se accade, non è sempre detto che accada in numero sufficientemente alto per essere distinto dal Background. Non sapendo a priori ciò che l'esperimento porterà, è necessario definire due ipotesi:  $H_0$  e  $H_1$ . Per spiegare al meglio questo concetto mettiamoci nei panni di un fisico prima che il bosone di Higgs fosse osservato. Lui o lei è a conoscenza dell'ipotesi (teorica e non verificata) di un certo suo collega Dr. Peter Higgs, secondo la quale esisterebbe una nuova particella. A questo punto ci si chiede se, facendo l'opportuno esperimento, si riesca ad osservare questa particella stabilendo due ipotesi:

- $H_0$ : il Dr Higgs ha torto e non esiste nessuna nuova particella. Se faccio l'esperimento i miei dati derivano soltanto da eventi di Background e non dal decadimento di questa nuova particella.  $H_0(Dati = Background)$ .
- $H_1$ : il Dr Higgs è un luminare della fisica e ci ha visto lungo, la particella da lui predetta esiste e decade in leptoni (Segnale) che vanno ad accumularsi con leptoni prodotti da altri eventi (Background). In questo caso  $H_1(Dati = Segnale + Background)$ .



Lo scopo del fisico è dunque quello di andare a capire quale delle due ipotesi è quella corretta e di quanto. A seconda dell'analisi che si vuole fare gli approcci sono differenti. In seguito, verranno mostrati due esempi.

### ***Nuova Fisica***

Questo approccio è diventato estremamente famoso nel 2012 con la scoperta del bosone di Higgs. Quando si cerca per nuova fisica, quello che si vuole fare è smentire  $H_0$  e confermare  $H_1$ . Per fare ciò, si svolge un'analisi poissoniana sui conteggi e ci si chiede, avendo i nostri dati, qual è la probabilità che  $H_1$  sia vera e  $H_0$  sia falsa. In altre parole, ci si chiede se il Segnale si distingue sufficientemente bene dal Background e non sia solamente una fluttuazione statistica. La simulazione è fondamentale in questo processo. Quello che si fa è simulare l'evento senza includere "nuova fisica" ( $H_0$ ), dopodiché si sceglie una grandezza da confrontare, spesso in questi casi si utilizza la massa invariante, e si compara la simulazione (con solo Background) con i dati ottenuti dal detector (Background più, si spera, Segnale). Nel caso di un'ipotesi positiva ( $H_1$ ) i due istogrammi mostreranno una discrepanza, quello che si fa è andare a calcolare quanto questa "discrepanza" sia significativa. Si calcola dunque la probabilità di aver ottenuto questi dati se ci fosse stato solo il Background (ovvero senza nuova fisica) e si spera che questa probabilità sia molto bassa (oltre i 5 sigma per avere una scoperta). Questo calcolo è possibile in quanto sappiamo, grazie alla simulazione, la forma di una distribuzione con solo Background.

È importante notare che, oltre alla scoperta di nuova fisica, in questo caso viene effettuata anche la misurazione della massa invariante della nuova particella. Come si vede infatti in figura 3.1, "l'anomalia" in massa invariante è concentrata attorno ai 125 GeV, il che significa che si è osservato un numero inaspettato di eventi (particelle) aventi una tale massa.

### ***Misurazioni di una grandezza***

Per quanto riguarda le misurazioni di un intervallo, l'approccio è differente. Quello che si fa è tenere variabile la grandezza che si vuole misurare e vedere per quale valore di questa variabile la distribuzione simulata rappresenta al meglio i dati. Anche in questo caso è necessario stabilire che la grandezza sia diversa da zero (ovvero  $H_1$  vs  $H_0$ ) o, più nello specifico, che i nostri dati siano sufficientemente buoni e in quantità per misurarla.

Questo approccio può essere molto utile anche per trovare gli intervalli entro i quali questa certa grandezza si trova (solitamente si usa il 95% di accuratezza). Quello che si fa è trovare i valori limiti di tale grandezza, ovvero quei valori tali per cui la distribuzione simulata (con quei valori) si trova in accordo con i dati con una probabilità uguale al 5%.

### 3.4 $P_t$ Trasverso

Una delle grandezze da confrontare ( $X$ ) citata in Sez. 3.1 è la quantità di moto trasverso  $P_t$ , ovvero la somma dei momenti lungo  $z$  delle particelle in un evento. In un mondo perfetto questa quantità dovrebbe essere zero in quanto i protoni inizialmente hanno lo stesso momento in direzione opposta e dunque ci si aspetterebbe che, per ogni evento, il momento lungo  $z$  si conservi. Quello che succede, tuttavia, è che il detector di ATLAS non è in grado di osservare uno specifico tipo di particella, i neutrini: essendo estremamente piccoli (e non carichi) la probabilità che uno di essi interagisca con la materia è quasi nulla. Queste particelle, per quanto piccole, possono trasportare con sé considerevoli quantità di momento (che non viene rilevato) e quindi portare ad avere misurazioni dove  $P_t$  non è nullo.

In particolare, cerchiamo di studiare l'energia delle particelle  $W$  in quanto (vedi Sez. 2.6) siamo interessati a come si comportano certi termini della lagrangiana (per alte energie). C'è infatti una forte relazione tra l'energia di un evento e la sua sezione d'urto. Il momento trasverso, in questo caso, è una grandezza estremamente comoda in quanto è strettamente legata all'energia.

### 3.5 Diverse regioni di analisi

Questa parte è estremamente importante in quanto è fondamentale alla comprensione della tesi. Indipendentemente dall'obiettivo dell'esperimento, è necessario dividere la *range* dai dati a disposizione (sullo spettro della variabile  $X$ ) in maniera saggia. Non tutti i dati di una medesima categoria sono importanti e, anche tra quelli che lo sono, non tutti hanno lo stesso scopo.

Quello che si fa in questi casi è dividere l'intervallo dei dati in due diverse regioni principali: la regione di Background (BR) e la regione del Segnale (SR). Trovare questa distinzione è estremamente importante soprattutto se si vuole misurare una grandezza o trovare l'intervallo di confidenza entro il quale questa si trova. Avere la migliore distinzione tra SR e BR permette di avere una maggior accuratezza e un intervallo più preciso e ristretto possibile.

Questa distinzione tra regioni viene fatta sia nei dati provenienti dal detector sia, in primo luogo, su quelli provenienti dalla simulazione. Guardando la figura 3.1 è chiaro come per molti esperimenti la parte "interessante" sia limitata. Nel caso del bosone di Higgs (fig. 3.1) la curva relativa alla massa invariante della nuova particella è davvero piccola se confrontata alla totalità dei dati. La SR è infatti la regione dei dati dove il Segnale (la fisica che ci interessa) ha un conteggio significativo in relazione al Background. Spesso capita che, indipendentemente dalla regione che si sceglie, il Segnale sarà sempre di molto minore rispetto al resto, in tal caso la SR è quella regione dove i conteggi del Segnale sono maggiori. La BR, in contrapposizione, è tutto ciò che non è SR, ovvero

quella regione dove il Segnale è o trascurabile o nullo. Le due regioni hanno uno scopo ben diverso.

- La BR viene utilizzata per normalizzare la simulazione con i dati. Essendo la BR, almeno teoricamente, priva di nuova fisica o eventi inaspettati, la simulazione è in grado di simulare perfettamente la distribuzione dei dati a meno di una costante moltiplicativa, la quale viene stabilita proprio tramite il confronto con i dati.
- La SR invece, come già accennato, è la regione dove avviene l'analisi vera e propria e dove si studiano i dati. Un concetto estremamente importante per questa tesi è che a volte non si utilizza tutta la "ovvia" SR ma ci sono dei tagli ulteriori. Per il nostro progetto, ad esempio, vedremo come selezionare il giusto *range* in momento trasverso permette misurazioni migliori dei coefficienti della lagrangiana di EFT.

## Capitolo 4

# IL NOSTRO ESPERIMENTO

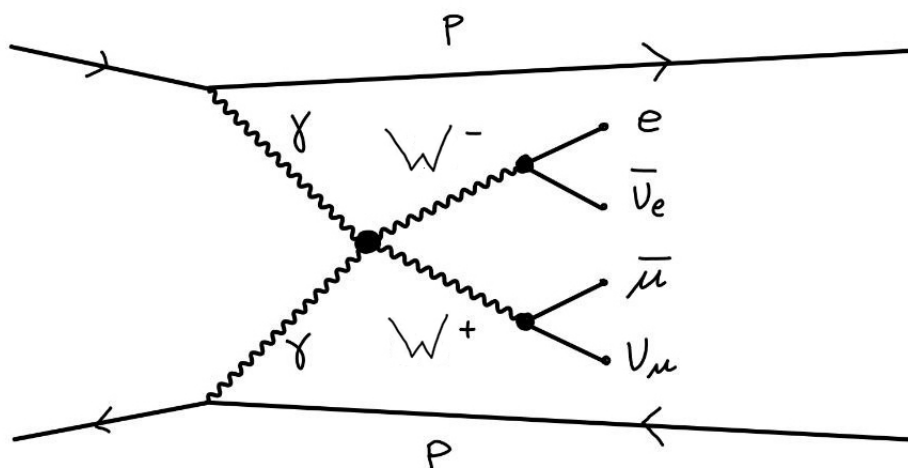


Figura 4.1: diagramma di Feynman del processo  $\gamma\gamma \rightarrow WW$  avvenuto tramite il passaggio e l'interazione di due protoni.

### 4.1 Il bosone W e accoppiamenti quartici tra bosoni vettori

Il bosone W, teorizzato da Enrico Fermi, è stato introdotto per conservare l'unitarietà (il fatto che la probabilità massima di un evento sia uno) di alcuni eventi riguardante l'interazione debole. Fermi ha introdotto "forzatamente" questi bosoni, i quali prevengono questa catastrofe.

Essi sono bosoni intermedi, ovvero particelle che solitamente non si osservano se non come veicolo d'interazione. Come si vede in figura 4.2, le particelle  $W$  vengono infatti prodotte da un decadimento per poi decadere a loro volta in un'altra particella fungendo solo da "stato intermedio" all'interno dell'evento. Tali particelle sono quindi estremamente instabili e hanno una vita media di appena  $3 \cdot 10^{-25}$  secondi, troppo breve per raggiungere i detector di ATLAS, e dunque si può osservare solamente il risultato del decadimento.

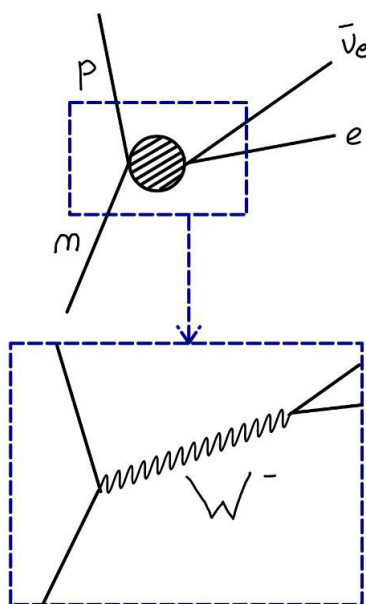


Figura 4.2: diagramma di Feynman di un decadimento beta, tale schematizzazione serve ad illustrare il concetto di particella intermedia.

Sia le particelle  $W$  che i fotoni sono bosoni vettori e il decadimento  $\gamma\gamma \rightarrow WW$  è dunque un processo di scattering tra quattro (accoppiamento quartico) bosoni vettori. Tale evento (lo scattering quartico tra bosoni), malgrado sia predetto dal Modello Standard, non era mai stato osservato prima delle misurazioni del 2014 al CERN (esperimento ATLAS). Confermato poi nel 2017 questo evento ha un rate di produzione estremamente basso, anche minore di quello del bosone di Higgs, il quale, scoperto nel 2012, ha messo in secondo piano l'importanza di questa scoperta. A causa della bassa sezione d'urto è stato quindi davvero difficile osservarlo, e sono servite altissime energie. Inoltre, prima di affermare la scoperta, è necessario un elevatissimo quantitativo di dati, i quali sono davvero complessi da ottenere quando si parla di eventi così rari.

## 4.2 L'evento

Dopo aver brevemente trattato il Modello Standard e le particelle che lo costituiscono, il concetto di sezione d'urto, la lagrangiana e come gli esperimenti vengono condotti al CERN (in particolar modo il progetto ATLAS), è finalmente possibile descrivere con più chiarezza l'evento d'interesse  $\gamma\gamma \rightarrow WW$ .

Come mostrato in figura 4.1, il processo avviene nel seguente modo:

- due fasci di protoni, entrambi aventi 6.5 TeV di energia per un totale di 13 TeV, interagiscono passando parallelamente uno di fianco all'altro.
- L'interazione avviene tra coppie di protoni, i quali si scambiano due fotoni per coppia.
- Questi due fotoni (bosoni vettori) interagiscono a loro volta dando origine a una coppia differente di bosoni, le particelle W. Ovviamente, per conservazione della carica, i due bosoni W hanno cariche opposte.
- Successivamente, tra i possibili decadimenti che possono avere luogo, l'esperimento riguarda quelle particelle che decadono in una coppia di leptone e neutrino, dove il leptone è o un elettrone o un muone.

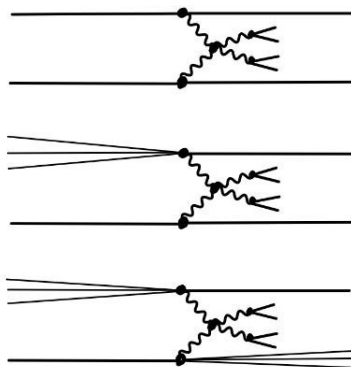


Figura 4.3: diagrammi che mostrano i possibili comportamenti dei protoni una volta che interagiscono tra di loro. Dall'alto verso il basso abbiamo: interazione elastica (a), dissociazione singola (b) e dissociazione doppia (c).

Come mostrato in figura 4.3, questo processo avviene quando due protoni passano, parallelamente, uno di fianco all'altro ed emettono, rispettivamente un fotone. Questo

evento ha la particolarità, inoltre, di non frammentare necessariamente i protoni realizzando quella che viene chiamata una integrazione elastica. In figura 4.3 sono mostrate anche le altre due possibilità: la dissociazione singola, dove solo uno dei due protoni si frammenta, e la dissociazione doppia.

Prima di passare alla parte successiva è importante anticipare il motivo che ci porta a studiare quest'evento. In Sez.4.3 verrà infatti spiegato, più nel dettaglio, come quest'ultimo sia un possibile candidato per studiare i coefficienti associati a teorie che vanno oltre il Modello Standard. Si pensa infatti che il numero di eventi  $\gamma\gamma \rightarrow WW$  che si osserva ad alte energie possa essere composto non solo da eventi descritti dal Modello Standard ma anche da altre e più avanzate teorie.

### 4.3 Ruolo dell'E.F.T. nel decadimento $\gamma\gamma \rightarrow WW$

Abbiamo visto, in Sez. 2.6, come termini aggiuntivi nella lagrangiana (dovute a teorie oltre il Modello Standard) possono andare a cambiare il numero di eventi attesi. Più nello specifico è possibile ricavare che, per quanto riguarda le interazioni elettrodeboli, a giocare un ruolo importante potrebbero essere i termini di dimensione sei e otto. Questi ultimi, a differenza di quelli a dimensione sei, sono gli operatori di più bassa dimensione, in grado di descrivere le interazioni quartiche tra bosoni vettori senza includere vertici da due o tre bosoni vettori deboli. Anche per questo motivo, questa tesi si concentrerà a studiare i coefficienti associati agli operatori di ottava dimensione. Ci sono molti operatori di dimensione otto che giocano un ruolo importante nelle interazioni elettrodeboli, e si dividono in tre categorie:

- $O_{S,0}$  e  $O_{S,1}$ : contengono solamente termini nella forma  $D_u\Phi$  dove  $\Phi$  è il campo doublet di Higgs e  $D_u$  è la derivata covariante.

$$\text{Es: } O_{S,0} = \left[ (D_u\Phi)^\dagger D_v\Phi \right] \times \left[ (D^u\Phi)^\dagger D^v\Phi \right]$$

- $O_{M,0}$ ,  $O_{M,1}$ ,  $O_{M,3}$ ,  $O_{M,4}$ ,  $O_{M,5}$ ,  $O_{M,6}$  e  $O_{M,7}$ : oltre alle derivate covarianti di campo, contengono anche due tensori di campo elettrodebole  $B_{uv}$  e  $W_{uv}$ .

$$\text{Es: } O_{M,4} = \left[ (D_u\Phi)^\dagger W_{bv} D^u\Phi \right] \times B^{bv}$$

- $O_{T,0}$ ,  $O_{T,1}$ ,  $O_{T,3}$ ,  $O_{T,4}$ ,  $O_{T,5}$ ,  $O_{T,6}$ ,  $O_{T,7}$ ,  $O_{T,8}$  e  $O_{T,9}$ : operatori che contengono solamente tensori di campo.

$$\text{Es: } O_{T,5} = \text{Tr} [W_{uv}W^{uv}] \times B_{ab}B^{ab}$$

Queste formulazioni sono estremamente complesse e non è necessario capire il significato di ogni elemento al fine di comprendere questa tesi. Il concetto da capire è che questi operatori, che appaiono nella lagrangiana di EFT, vanno appunto a cambiare, a seconda del valore dei termini  $f_i/\Lambda^4$  (che vanno trovati), il numero di eventi attesi. Non tutti questi operatori, tuttavia, sono sensibili per tutti i processi, segue una tabella riassuntiva che mostra quali operatori di dimensione ottava descrivono quale processo.

	WWWW	WWZZ	ZZZZ	WW $\gamma$ Z	WW $\gamma\gamma$	ZZZ $\gamma$	ZZ $\gamma\gamma$	Z $\gamma\gamma\gamma$	$\gamma\gamma\gamma\gamma$
$O_{S,0}, O_{S,1}$	X	X	X						
$O_{M,0}, O_{M,1}, O_{M,6}, O_{M,7}$	X	X	X	X	X	X	X		
$O_{M,2}, O_{M,3}, O_{M,4}, O_{M,5}$		X	X	X	X	X	X		
$O_{T,0}, O_{T,1}, O_{T,2}$	X	X	X	X	X	X	X	X	X
$O_{T,5}, O_{T,6}, O_{T,7}$		X	X	X	X	X	X	X	X
$O_{T,8}, O_{T,9}$			X			X	X	X	X

Tabella 4.1: elenco degli operatori di dimensione 8 e le interazioni elettrodeboli quartiche tra bosoni sensibili a quest'ultimi.

Come si vede in tabella 4.1, non tutti gli operatori partecipano se si vuole andare a studiare il processo  $WW \rightarrow \gamma\gamma$  (indifferente da  $\gamma\gamma \rightarrow WW$ ). Si può dunque studiare il valore dei coefficienti  $f_i/\Lambda^4$  solamente per quegli operatori che partecipano alla descrizione dell'evento.

**IMPORTANTE:** In questa tesi studieremo gli operatori della seconda categoria quindi quelli nella forma  $O_{M,i}$ .

**NOTAZIONE:** per semplicità nei grafici i nomi dei coefficienti verranno indicati con i pedici corrispondenti (i.e. il coefficiente  $f_{M,0}/\Lambda$ , associato all'operatore  $O_{M,0}$ , verrà spesso indicato semplicemente con M0).

## 4.4 Processi di selezione usati in precedenza

Nell'ultima analisi pubblicata su questo evento (si fa riferimento all'articolo [8] presente nella bibliografia), sono stati applicati numerosi processi di selezione. Ovviamente, per maggiori dettagli, ci si può riferire all'articolo citato. Tali selezioni, come verrà spiegato in seguito, sono state applicate anche al nostro caso. Queste selezioni sono riassunte nella tabella seguente.



Requisiti da selezionare	Valori di Selezione
$p_T^l$	$> 27 \text{ GeV}$ (leading), $> 20 \text{ GeV}$ (subleading)
$\eta^l$	$ \eta^e  < 2.47$ (excluding $1.37 < \eta^e < 1.52$ ), $\eta^\mu < 2.5$
Identificazione leptonica	Qualità media
Isolazione leptonica	FixedCutLoose(_FixedRad)
Carica dileptonica	$c_{l1} \times c_{l2} < 0$
Numero di leptoni che rispettano la selezione	esattamente 2
Selezione dei vertici	$z_{\text{vtx}}^l$
Associazione leptone-vertice	$ z_l - z_{\text{vtx}}^l  < 0.5 \text{ mm}$
Selezione dei track	<i>Tight Primary</i> , fatta eccezione per i track collegati ai leptoni via <b>TrackParticleLink</b>
Numero di track ad un millimetro dal vertice	$n_{\text{tracks}} = 0$
Massa dileptonica	$m_{ll} > 20 \text{ GeV}$
Momento trasverso dileptonico	$p_T^{e\mu} > 30 \text{ GeV}$

Tabella 4.2: riassunto di processi di selezione, essa si rifà all'articolo [8]

## 4.5 Ipotesi $H_0$ e $H_1$ Per $\gamma\gamma \rightarrow WW$

Prima di passare alla simulazione, è necessario, facendo riferimento a quanto descritto in Sez. 3.3, spiegare nel nostro esperimento quale sia l'ipotesi  $H_0$  e quale sia  $H_1$ . Essendo lo scopo ultimo del progetto quello di misurare il valore dei coefficienti di EFT definiremo le due ipotesi nel modo seguente:

- $H_0$ : i coefficienti sono o nulli o troppo piccoli per mostrare un contributo significativo che li distingua da zero. In questo caso a descrivere l'evento sarebbe solamente la lagrangiana del Modello Standard.
- $H_1$ : i coefficienti sono non nulli e le teorie oltre al Modello Standard descrivono parte dei dati.

Lo scopo di questa tesi è quindi utilizzare ed analizzare i dati provenienti dalle simulazioni per capire e individuare quale regione di momento trasverso sia ottimale per far sì che  $H_1$  prevalga (se questo è il caso) su  $H_0$ . Per spiegare meglio questo concetto, si prenda ad esempio le figure 5.1.a e 5.1.b. È chiaro che se i dati fossero stati analizzati da 140 a 160 GeV, non si sarebbe visto nulla ( $H_0$  prevale), mentre se si sceglie una regione di analisi tra 125 a 135 già si ha del materiale per supportare  $H_1$ . Nessuna di queste due regioni è tuttavia quella ottimale, infatti se si sceglie quella indicata in figura 5.1.b (da

110 a 135) si massimizza la probabilità di  $H_1$ . È importante sottolineare che l'evento e il set di dati è lo stesso, ma cambiando solamente la SR cambia completamente il risultato. Nel nostro caso ( $\gamma\gamma \rightarrow WW$ ) l'approccio è differente in quanto la SR non è così evidente come potrebbe esserlo in figura 3.1.

# Capitolo 5

## SIMULAZIONE

**Premessa:** la simulazione in sé è realizzata da programmi scritti da altri membri del processo Atlas e non è stata svolta da me. Io, tuttavia, mi sono occupato dell'analisi e della selezione dei dati prodotti. Quello che la simulazione restituisce è una ennupla contenente le informazioni sulle varie particelle simulate e la loro traiettoria. Per quanto riguarda la Sez. 5.1 i dati nelle figure e tabelle successivi sono stati simulati anch'essi tramite un codice scritto da altri ricercatori; tuttavia, l'analisi e il *fit* dei dati è stato realizzato da me.

### 5.1 Dati

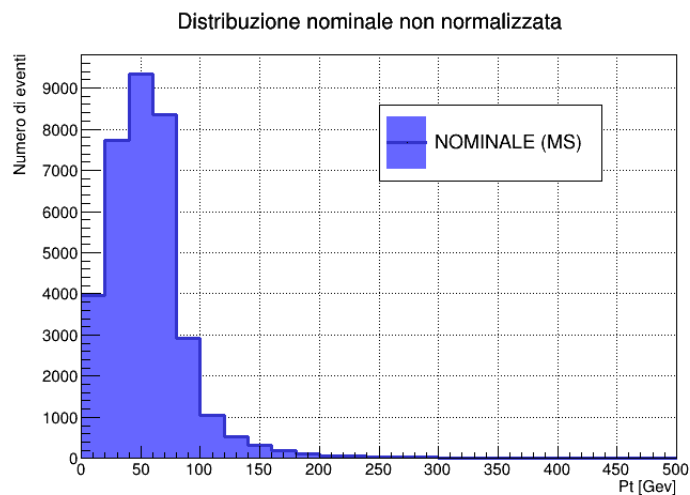


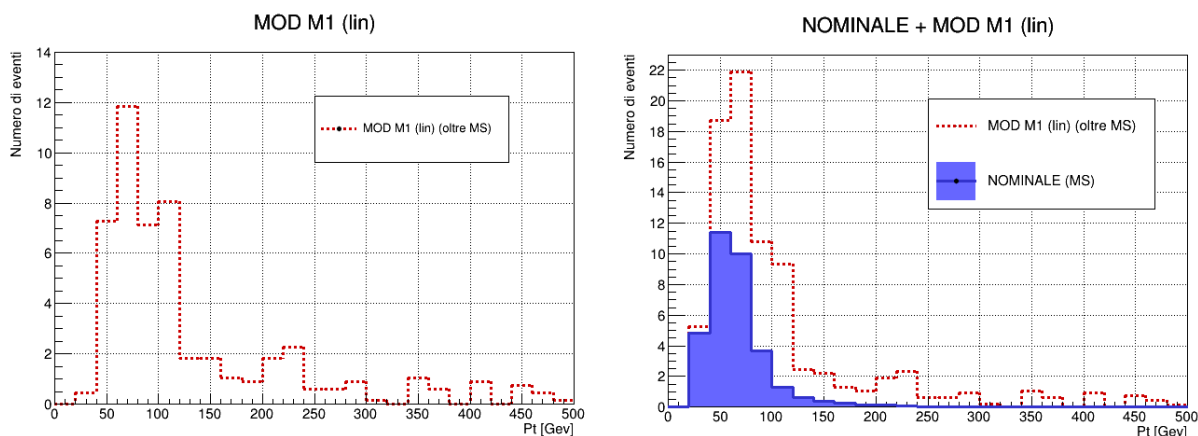
Figura 5.1: totalità dei dati simulati solamente secondo il Modello Standard.

La simulazione dell'evento, come già spiegato in precedenza, gioca un ruolo fondamentale per l'analisi. Quello che è stato fatto in questo caso è stato simulare l'evento così come previsto dal Modello Standard, senza le modifiche dovute ai termini di dimensione 8 nella lagrangiana. Nello specifico è stata simulata la distribuzione degli eventi in  $P_t$  delle coppie elettrone-elettrone, elettore-muone e muone-muone (fig. 5.1).

Bisogna tuttavia tenere a mente che la distribuzione nella figura 5.1. contiene un totale di oltre 30000 eventi. Questa cifra è stata scelta artificialmente così da avere un ampio numero di eventi e avere una buona statistica associata, tuttavia, prima di poter utilizzare questa distribuzione è necessario normalizzarla al numero di eventi attesi (molto minore di 30000). Per maggiori informazioni su questo processo vedere Sez. 6.2.

Successivamente sono stati simulati gli eventi aggiuntivi che si ottengono nel caso in cui questi termini di dimensione 8 vengano inclusi. Aggiungendo tali termini alla lagrangiana stiamo aumentando la probabilità che l'evento avvenga.

**NOTAZIONE:** la distribuzione rappresentata in figura 5.1 (dati dal Modello Standard) prende il nome di distribuzione NOMINALE o NS (Nominal Sample), mentre le distribuzioni degli eventi che derivano da operatori di EFT (oltre il Modello Standard) prendono il nome di MOD (fig. 5.2).



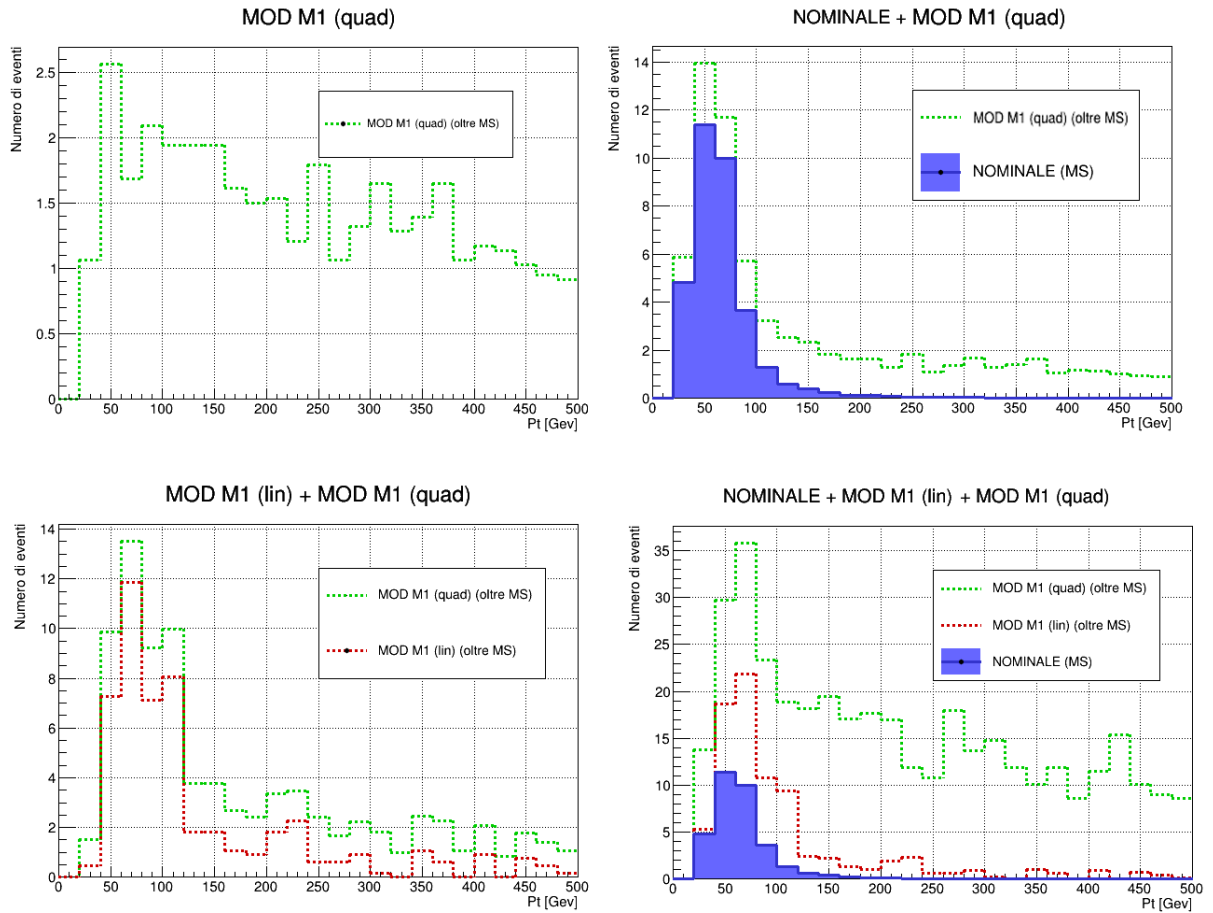


Figura 5.2: in figura sono presenti i dati simulati (post normalizzazione). Nella colonna a sinistra sono rappresentate solamente le distribuzioni delle MOD senza il NOMINALE (di fatto la simulazione è stata fatta con solo gli operatori di ottava dimensione senza includere la lagrangiana del Modello Standard). Mentre a destra la somma delle MOD e del NOMINALE).

**NOTA:** le immagini in figura (le MOD) hanno una normalizzazione arbitraria in quanto, appunto, non si conosce la sezione d'urto a priori. È chiaro come cambiando la sezione d'urto della MOD, la distribuzione NOMINALE più MOD cambi la sua forma. Proprio confrontando le varie forme con i dati (e trovando la forma che meglio li approssima) si capisce qual è la sezione d'urto corretta e quindi il valore del coefficiente associato.

**IMPORTANTE:** questa tesi si impegna a descrivere i coefficienti indicati in Sez.4.3, tuttavia, l'analisi sulle distribuzioni simulate è la medesima per tutti i coefficienti. Di conseguenza, per non essere ripetitivo, da adesso in avanti, verrà mostrata solamente

l'analisi eseguita per il coefficiente  $f_{M,0}/\Lambda^4$  in quanto è assolutamente identica a quella che verrebbe fatta per gli altri due.

In figura 5.3, è possibile vedere la distribuzione simulata degli eventi dovuti all'operatore  $O_{M,0}$  nella lagrangiana.

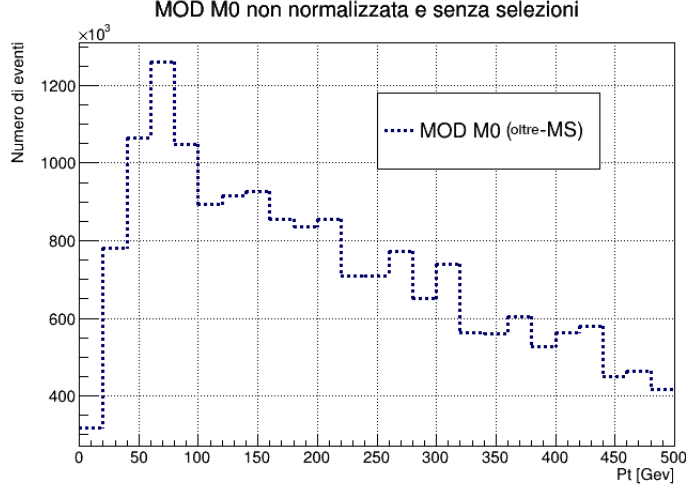


Figura 5.3: dati, non normalizzati e non selezionati, simulati per rappresentare il contributo dell'operatore  $O_{M,0}$ .

## 5.2 Relazione tra sezione d'urto e $f_{M,0}/\Lambda^4$

Come descritto in Sez. 2.5, il variare del valore di questi parametri cambia la sezione d'urto associata all'evento. Inoltre, come si osserva in equazione 5.2 la sezione d'urto è un termine “estensivo”, nel senso che se si aggiungono componenti alla lagrangiana (che possono dar luogo all'evento considerato) la nuova sezione d'urto è la somma di quella vecchia più quella dovuta al nuovo termine. Schematicamente si ha che:

$$L = a_i F_i \rightarrow \tilde{\sigma}_{tot} = \tilde{\sigma}_i \quad (5.1)$$

$$L = a_i F_i + a_{new} F_{new} \rightarrow \tilde{\sigma}_{tot} = \tilde{\sigma}_i + \tilde{\sigma}_{new} \quad (5.2)$$

dove, una volta fissato  $F_{new}$ , il valore di  $\tilde{\sigma}_{new}$  dipende dal valore  $a_{new}$ . Le relazioni matematiche che regolano questa dipendenza per i termini di EFT sono tuttavia estremamente complesse e necessitano di essere simulate. Nel nostro caso infatti  $a_i F_i$  corrisponde alla

lagrangiana del modello standard, mentre  $a_{\text{new}}$  corrisponde al termine  $f_{M,0}/\Lambda^4$  e  $F_{\text{new}}$  all'operatore  $O_{M,0}$ . Inoltre, si può definire  $\tilde{\sigma}_i$  come  $\tilde{\sigma}_{\text{MS}}$  (la sezione d'urto che si avrebbe con solo la lagrangiana del modello standard) e  $\tilde{\sigma}_{\text{new}}$  come  $\tilde{\sigma}_{M,0}$  (la sezione d'urto da aggiungere a causa dell'operatore  $O_{M,0}$ ) così che la totalità degli eventi sia dato da  $\tilde{\sigma}_{\text{MS}} + \tilde{\sigma}_{M,0}$ .

Per diversi valori di  $f_{M,0}/\Lambda^4$ , infatti, si possono calcolare le diverse  $\tilde{\sigma}_{M,0}$  corrispondenti. Questo processo è stato eseguito per sette diversi valori, come mostrato in tabella 5.1.

valore di $f_{M,0}/\Lambda^4$ [ $GeV^{-4}$ ]	$\tilde{\sigma}_{M,0}$ [ $pb$ ]	efficienza
$10^{-11}$	$(4.20 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$	0.6138
$5 \cdot 10^{-11}$	$(1.050 \pm 0.003) \cdot 10^{-1}$	0.6153
$10^{-10}$	$(4.20 \pm 0.01) \cdot 10^{-1}$	0.6113
$3 \cdot 10^{-10}$	$(3.779 \pm 0.009)$	0.6111
$5 \cdot 10^{-10}$	$(1.050 \pm 0.003) \cdot 10^1$	0.6140
$10^{-9}$	$(4.20 \pm 0.01) \cdot 10^1$	0.6146
$10^{-8}$	$(4.20 \pm 0.01) \cdot 10^3$	0.6156

Tabella 5.1: elenco dei valori di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  e  $\tilde{\sigma}_{M,0}$ . È presente anche l'efficienza.

In tabella 5.1 è anche presente l'efficienza del processo. La simulazione è infatti in grado di calcolare anche, a seconda del numero di eventi che si osserva, quanti di questi riuscirebbero ad essere ricostruiti. Come si può vedere è fissa a circa il 60%.

Rappresentando il valore in  $f_{M,0}/\Lambda^4$  come funzione di  $\tilde{\sigma}_{M,0}$  si può osservare una dipendenza che, quantomeno per il *range* di valori prodotto, sembra quadratica. È dunque possibile effettuare un *fit* fissando l'intercetta della parabola a zero in quanto sappiamo che se  $f_{M,0}/\Lambda^4 = 0$  il “peso” dell'operatore  $O_{M,0}$  è nullo, e quindi non ci sono eventi prodotti a causa di esso ( $\tilde{\sigma}_{M,0} = 0$ ). Così facendo si ottiene la curva in figura 5.4.

Grazie al *fit* dei dati possiamo determinare che i valori di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  e  $\tilde{\sigma}_{M,0}$  sono correlati secondo la seguente relazione:

$$\tilde{\sigma}_{M,0} = a \cdot (f_{M,0}/\Lambda^4)^2 \quad (5.3)$$

dove  $a = (4.199 \pm 0.004) \cdot 10^{19}$  [ $pb \cdot GeV^8$ ].

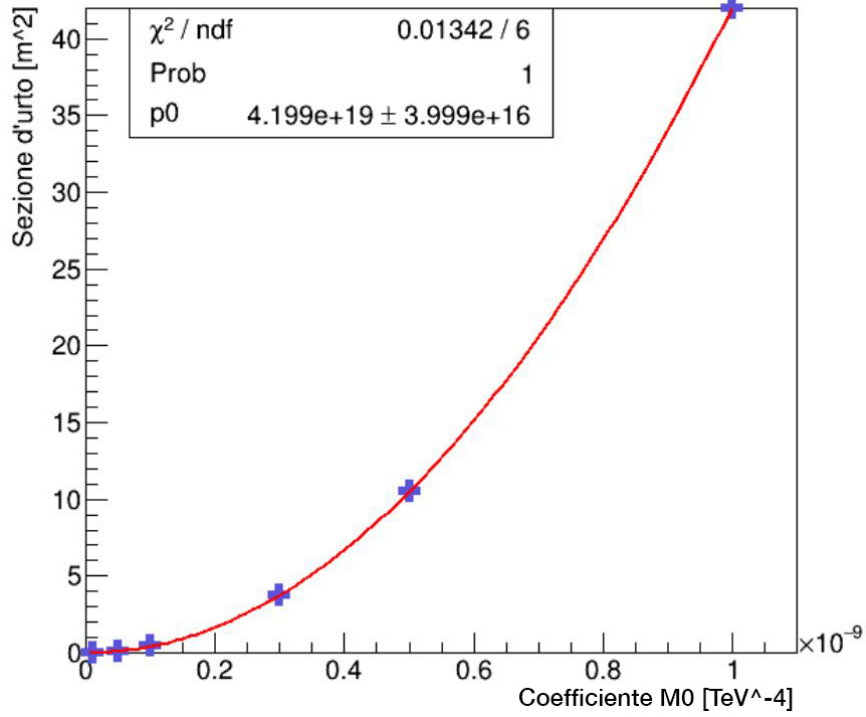


Figura 5.4: grafico della relazione tra  $f_{M,0}/\Lambda^4$  e  $\tilde{\sigma}_{M,0}$ . In blu i punti simulati e in rosso la linea di *best fit*.

Grazie all'eq. 5.3, esiste dunque una corrispondenza diretta e univoca tra  $\tilde{\sigma}_{M,0}$  e valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$ . Perciò, da questo momento in avanti, si può parlare di valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  e di  $\tilde{\sigma}_{M,0}$  in maniera abbastanza intercambiabile: se  $\tilde{\sigma}_{M,0}$  aumenta,  $f_{M,0}/\Lambda^4$  aumenta, se  $\tilde{\sigma}_{M,0}$  diminuisce,  $f_{M,0}/\Lambda^4$  diminuisce e se  $\tilde{\sigma}_{M,0}$  è zero (non ci sono eventi) il valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  è zero (e viceversa).

In generale per questa tesi è più utile la relazione tra sezione d'urto per efficienza ( $\tilde{\sigma}_i \cdot \epsilon$ ) e valore di  $f_i/\Lambda^4$ . Questa funzione segue un andamento identico a quello tra  $\tilde{\sigma}_i$  e  $f_i/\Lambda^4$  in quanto l'efficienza è sempre pressoché costante. Ad esempio per  $f_{M,0}/\Lambda^4$  si ha che:

$$\tilde{\sigma}_{M,0} \cdot \epsilon = a \cdot (f_{M,0}/\Lambda^4)^2 \quad (5.4)$$

con  $a = (2.573 \pm 0.003) \cdot 10^{19} [pb \cdot GeV^8]$ .



# Capitolo 6

## ANALISI

### 6.1 Programma utilizzato

Il programma utilizzato per svolgere l'analisi è PyRoot. Si basa sul programma Root implementato dal CERN per l'analisi dati e la rappresentazione di eventi nella fisica delle particelle (o in qualunque altro esperimento che prevede l'analisi dati), ma utilizza il linguaggio di programmazione Python. La simulazione restituisce in output dei file di dati, i quali sono stati analizzati successivamente da diversi file scritti in Python. La scrittura dei codici è stata realizzata utilizzando il compilatore di visual studio.

### 6.2 Normalizzazione e selezione

In Sez. 5.1 sono illustrate le distribuzioni così come sono state simulate. È ora necessario normalizzare tali istogrammi così da poter confrontare il numero di eventi simulati con i dati. È giusto sapere quali e quanti di questi eventi dobbiamo tenere prima di normalizzare.

In generale, in un esperimento di HEP ci sono diversi processi preliminari prima di effettuare la normalizzazione. Bisogna infatti selezionare solo quei dati utili all'esperimento in questione, è necessario dunque definire le seguenti grandezze:

- $N$ : il numero di eventi avvenuti nell'esperimento;
- $N_1$ : sono quegli eventi che vengono ricostruiti dal detector di ATLAS;
- $N_2$ : tra gli eventi rimanenti non tutti sono utili o si prestano ad essere studiati, alcuni, ad esempio, non sarebbero di nessuna utilità all'analisi e quindi non vengono neanche salvati nella enupla dei dati (un vettore che contiene tutte le informazioni utili ad un certo studio);

- $N_f$ : una volta che abbiamo la nostra ennupla di eventi, sono molte le cose che possono essere studiate, e/o misurate, tuttavia, se si vuole misurare una specifica grandezza o effettuare uno studio che necessita solo alcuni di questi eventi è necessario effettuare un'ulteriore selezione.

In una simulazione, per evitare di utilizzare potere computazionale su eventi che comunque andrebbero scartati, non si simulano tutti gli  $N$  eventi ma si simulano solamente gli  $N_1$  eventi che verrebbero ricostruiti e quindi, utilizzabili. Per ricavare  $N$ , tuttavia, basta dividere  $N_1$  per l'efficienza, così da ottenere il valore di  $N$  ( $N=N_1/\epsilon$ ).

Per la nostra simulazione i valori di  $N$ ,  $N_1$ ,  $N_2$  ed  $N_f$  sono schematizzati nella seguente tabella:

Nome	$N$	$N_1$	$N_2$	$N_f$
NOMINALE	$2.2 \cdot 10^5$	$7.0 \cdot 10^4$	$3.5 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^3$
MOD (M1)	$6.8 \cdot 10^7$	$4.2 \cdot 10^7$	$1.8 \cdot 10^7$	$4.0 \cdot 10^6$

Tabella 6.1: elenco dei valori di  $N$ ,  $N_1$ ,  $N_2$  ed  $N_f$  sia per la distribuzione nominale che per le MOD.

Per quanto riguarda la normalizzazione, noi vogliamo che l' $N$  dell'esperimento sia lo stesso  $N$  della simulazione. Tuttavia, a disposizione, abbiamo solamente i dati contenuti nell'ennupla (ovvero  $N_2$  eventi), e non  $N$ . La simulazione restituisce anche il valore di  $N_1$  che, come vedremo in seguito, può essere usato al posto di  $N$  per la normalizzazione.

**NOTAZIONE:** Definiamo con un pedice “e” le grandezze che riguardano l'esperimento, mentre con un pedice “s” quelle che riguardano la simulazione. In questo caso  $N_s$  è il numero di eventi che avvengono secondo la simulazione (diversi dagli eventi simulati  $N_{1s}$ ). Si ha infatti che:

$$N_s = N_{s1}/\epsilon \quad (6.1)$$

dove epsilon è l'efficienza descritta in Sez. 2.9. A questo punto, per far sì che la nostra simulazione sia comparabile con i dati, noi vogliamo che gli eventi simulati siano in ugual numero a quelli realmente avvenuti nel simulatore. Di conseguenza definiamo  $n$ , fattore di normalizzazione:

$$n = N_e/N_s \quad (6.2)$$

così che  $N_e = nN_s$ . Ora basterebbe moltiplicare gli eventi nella fase  $N_{2s}$  per  $n$  così da avere  $N_{2e}$  eventi, il numero che cercavamo. Utilizzando l'equazione 6.2 e la seguente relazione (derivata da 2.1):

$$N_e = L \cdot \tilde{\sigma} \cdot \epsilon \quad (6.3)$$

si ha che:

$$n = L \cdot \tilde{\sigma} \cdot \epsilon / N_{1s} \quad (6.4)$$

Per far sì che le distribuzioni abbiano un numero di eventi corretti basta ora moltiplicare gli istogrammi per  $L \cdot \tilde{\sigma} \cdot \epsilon / N_{1s}$ .

Prima di andare a modificare gli istogrammi in figura 5.1 e 5.3 è necessario effettuare un'ulteriore selezione (quella che ci porta ad arrivare a  $N_f$ ).

Una volta che viene fornita la ennupla di dati, bisogna selezionare gli eventi che interessano il nostro progetto. A riguardo sono state fatte due selezioni:

- `event.channel==2 & 3`: in Sez. 2.1, sono illustrati tutti i decadimenti possibili di una particella  $W$ . Poiché i processi che restituiscono quarks o leptoni sono moltissimi, per essere sicuri di star osservando quelli provenienti da due particelle  $W$ , andiamo a prendere soltanto le coppie  $e$ - $u$ , in quanto, se si osserva una tal coppia prodotta, è molto probabile che venga da due particelle  $W$  decadute.
- `event.region_ExclWW==1`: questa selezione va ad applicare tutte le selezioni già utilizzate in analisi precedenti (quelle descritte in Sez. 4.4).

Effettuando questo successivo taglio, il numero di dati viene ridotto notevolmente (comunque sempre molti di più di quelli che realmente accadono).

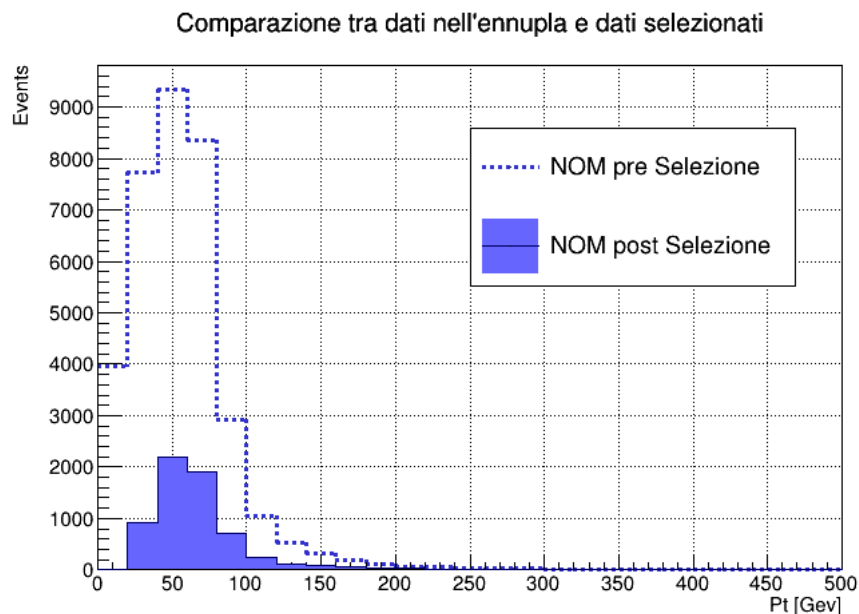


Figura 6.1: distribuzioni prima (tratteggiata) e dopo (solida) aver applicato le selezioni.

A questo punto possiamo andare a normalizzare l'istogramma (blu scuro in figura 6.1) utilizzando  $\tilde{\sigma}=8.5434$  fb (quella predetta dal Modello Standard)  $L=139$   $fb^{-1}$  e  $\epsilon=0.30838$ . Tramite il metodo  $Scale(n)$  si ottiene la seguente distribuzione.

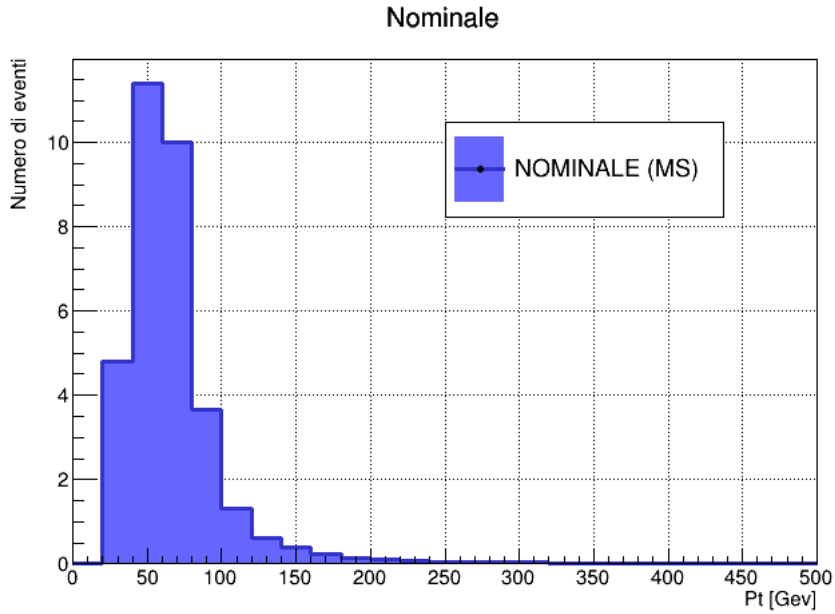
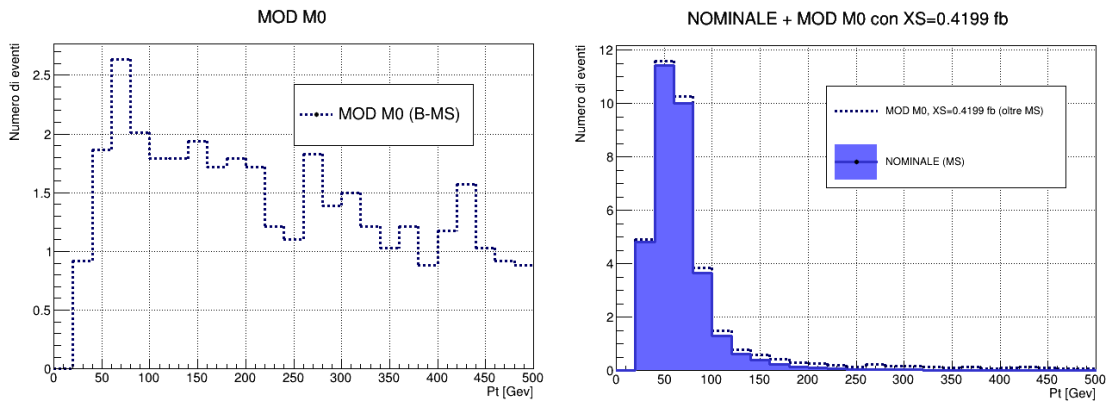


Figura 6.2: distribuzione NOMINALE degli eventi simulati normalizzata.

Per quanto riguarda le MOD, il processo è simile con la piccola differenza che non se ne conosce la sezione d'urto e quindi la probabilità dell'evento (che è proprio ciò che ci serve misurare per andare a trovare il valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$ , tramite l'eq. 5.3). Per questo, dopo aver effettuato i tagli necessari, al fine espositivo, nelle figure successive sono rappresentati quattro istogrammi contenenti rispettivamente: la MOD con la stessa sezione d'urto del segnale NOMINALE (fig. 6.3.a) e tre MOD sovrapposte ai segnali NOMINALI con tre diverse  $\tilde{\sigma}$  (fig. 6.3.b, 6.3.c e 6.3.d).



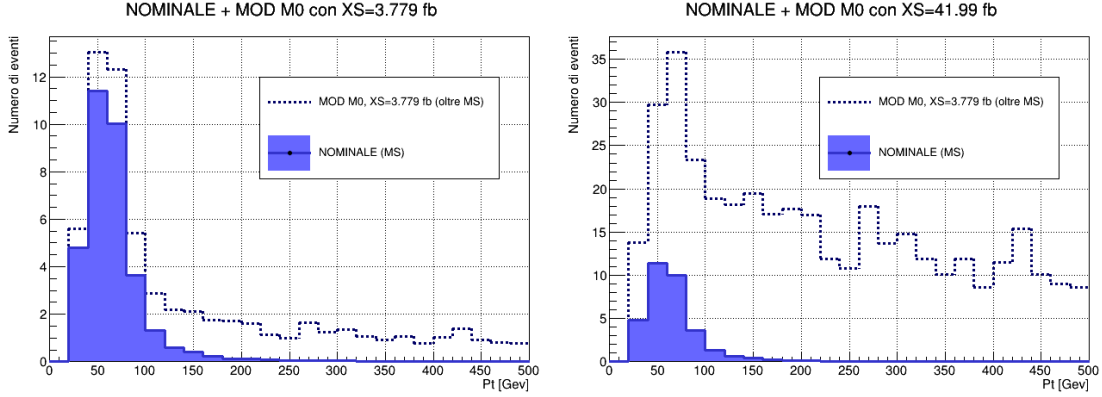


Figura 6.3: MOD e Segnale nominale sommato a diverse MOD con quattro sezioni d'urto differenti. In ordine a, b, c, d.

Queste quattro immagini non hanno alcuna rilevanza fisica in quanto a priori non si conosce il valore della sezione d'urto della MOD associata a tale operatore ( $O_{M,0}$ ). Tuttavia, in maniera estremamente semplicistica, se, ad esempio, confrontando tali distribuzioni con i dati dell'esperimento ci si accorge che quest'ultimi assomigliano molto alla distribuzione b, allora è ragionevole assumere che il valore vero di  $\tilde{\sigma}$  sia attorno ai 3.777 fb e, grazie all'eq. 5.3, si può trovare il valore del coefficiente  $f_{M,0}/\Lambda^4$ .

### 6.3 Significanza

**NOTAZIONE:** come visto nelle sezioni precedenti, siamo interessati all'ipotesi  $H_1$ , ovvero a quella dove i coefficienti sono non nulli. Per questo motivo andiamo a definire **Segnale** gli eventi dovuti agli operatori di EFT (la fisica che ci interessa, che può portare a teorie oltre al Modello Standard: MOD) e **Background** quegli eventi che derivano dalla lagrangiana del Modello Standard (la fisica che già conosciamo: NOMINALE) (vedi fig. 6.4).

Lo scopo ultimo di questa tesi è quello di trovare la migliore regione (nota anche come regione di Segnale o SR, vedi Sez. 3.5) in momento trasverso  $P_t$ . Per farlo è necessario introdurre una grandezza in grado di valutare la qualità del Segnale in diverse regioni. Una volta che abbiamo delle distribuzioni confrontabili con i dati (normalizzate), è dunque necessario selezionare la SR, regione di  $P_t$ , che sia ottimale al fine di calcolare gli intervalli (e il valore) dei coefficienti d'interesse ( $f_{M,0}/\Lambda^4$ ,  $f_{M,1}/\Lambda^4$ , ecc.). Per spiegare meglio questo concetto, prendiamo ad esempio la distribuzione con  $\tilde{\sigma}_{M,0} = 3.77$  fb per  $f_{M,0}/\Lambda^4$  (Fig. 6.4). Poiché per poter trarre delle conclusioni sull'evento conviene avere

il maggior numero possibile di eventi di Segnale (MOD), perché non prendere, in prima analisi, l'intero intervallo (da 0 a 500 GeV)? Il problema è che in questo intervallo è presente un'enorme quantità di dati provenienti dal Background (Segnale nominale) e maggiore è il numero degli eventi del Background, minore è l'accuratezza della misurazione. Esiste dunque un punto, tra 0 e 500 GeV, che può dividere la nostra BR dalla SR. Qualitativamente, ad esempio, prendere tutti i dati dai 150 GeV in poi, sembra essere un buon compromesso sul rapporto Segnale/Background senza rinunciare a ad avere tanto Segnale.

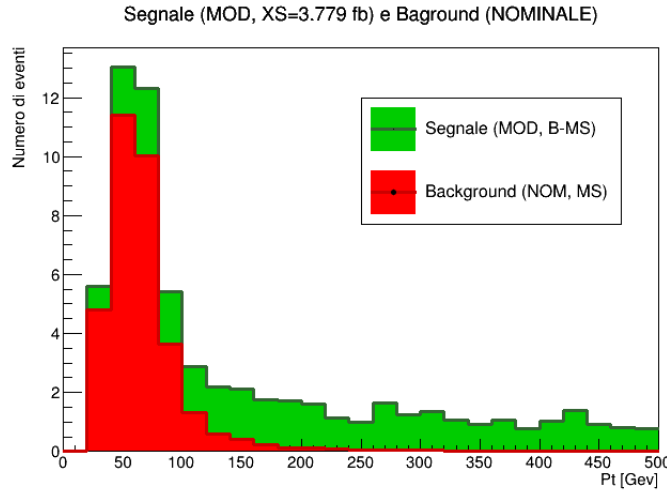


Figura 6.4: NOMINALE sommato alla MOD associata a  $f_{M,0}/\Lambda^4$  per  $\tilde{\sigma}_{M,0} = 3.77$  fb.

Quantitativamente, invece, è necessario andare ad introdurre una grandezza che possa fungere da discriminante per capire quale SR restituisce un'analisi migliore: la Significanza. Questa quantità si può definire in molti modi (nel nostro caso deriva dalla deviazione standard poissoniana), ma l'importante è che restituisca un indice di quanto il Segnale (S) sia rilevante in un certo intervallo di  $P_t$ . Per questo motivo la Significanza è una funzione di un certo valore di  $P_t$  in quanto fornisce informazioni sul comportamento di Segnale e Background in un intervallo che va dal valore di  $P_t$  scelto fino a 500 GeV. In altre parole, il valore di  $P_t$  scelto va ad indicare l'inizio della SR. La Significanza da noi utilizzata è descritta nella seguente equazione:

$$Sig(P_t) = \frac{S(P_t)}{\sqrt{S(P_t) + B(P_t) + (B(P_t) \cdot k)^2}} \quad (6.5)$$

dove S corrisponde al Segnale cumulativo, B al Background cumulativo, e k regola l'errore sistematico. Per "cumulativo" si intende l'integrale (o somma) degli eventi di Segnale o

di Background che vanno da un certo intervallo di  $P_t$  fino a 500 GeV. In particolar modo se si vuole calcolare la Significanza a 100 GeV, ad esempio, S corrisponde alla somma di tutti gli eventi di Segnale presenti tra 100 a 500 GeV, e B corrisponde alla somma di tutti gli eventi di Background nella stessa regione. Così facendo la Significanza è tanto grande tanto quanto S è grande (e quindi ci sono più dati) ma diventa anche grande se B è piccolo (in relazione a S) e diminuisce all'aumentare di B. Questa grandezza tiene dunque conto sia del fatto che siamo interessati ad avere tanti dati, sia che vogliamo un rapporto alto tra Segnale e Background.

Come si vede in figura 6.5, la Significanza parte relativamente bassa (essendoci all'inizio un grande quantitativo di eventi di Background), raggiunge un massimo, e poi scende con il diminuire dei dati, esattamente come ci aspettavamo. È giusto ricordarsi che la Significanza è una grandezza cumulativa, e dunque il valore che si trova a 50 GeV tiene conto di ogni evento da 50 a 500 GeV e non solo di quelli nel bin corrispondente. A questo punto è legittimo pensare che basti guardare a che valore di  $P_t$  la Significanza è massima per poter dire che la nostra SR sia identificata da quel valore di  $P_t$  fino a 500 GeV, tuttavia non è così semplice. Guardando la figura 6.5 si vede chiaramente come, al variare della sezione d'urto, questo massimo cambia. Non sapendo quanto  $\tilde{\sigma}$  valga a priori (se lo sapessimo avremmo già anche trovato il valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$ , eq. 5.3) è necessario trovare una strada leggermente più elaborata per individuare l'intervallo ottimale.

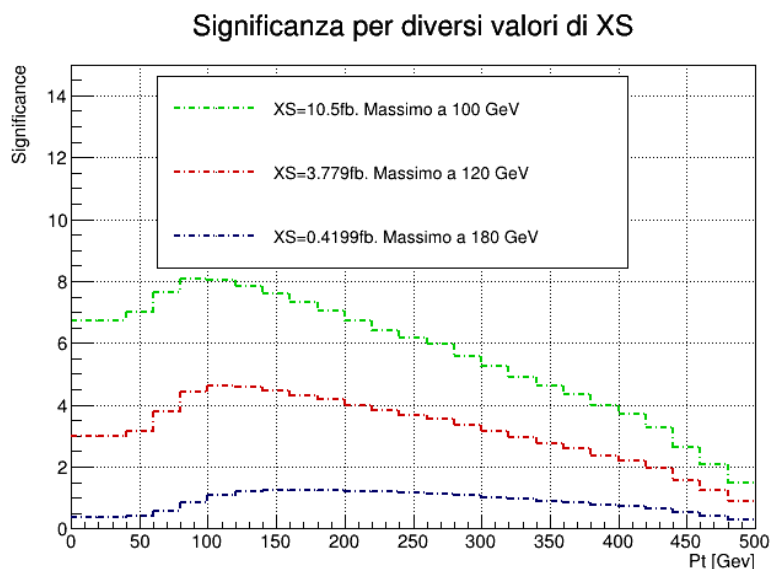


Figura 6.5: significanza per diversi valori di  $\tilde{\sigma}$ . Nella legenda è indicato il valore di  $P_t$  con la massima significanza.

### ***Significato della Significanza***

Cosa significa quantitativamente avere una Significanza di un certo valore? Qualitativamente abbiamo visto come essa rappresenti la “forza” del Segnale in relazione al Background, ed essa sia associata alla deviazione standard poissoniana. Tutto ciò non ci da alcun tipo di informazione quantitativa. Come spiegato in precedenza, il Background rappresenta l’ipotesi nulla ( $H_0$ , ovvero il NOMINALE), mentre  $H_1$  rappresenta la presenza di nuova fisica oltre al Modello Standard (le MOD, il nostro Segnale è non nullo). Il Background, dunque, rappresenta il caso nel quale  $\tilde{\sigma}_{M,0}$ , e il valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$ , valgono zero. La Significanza ci dice la probabilità con la quale noi possiamo distinguere il Segnale dal Background, e quindi possiamo distinguere il valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  (Segnale) da 0 (Background,  $S=0$ ). Un’alta Significanza indica una prevalenza di  $H_1$  su  $H_0$  mentre un valore basso indicherebbe l’opposto. Detto in altre parole, se la Significanza è alta, abbiamo abbastanza dati e una statistica sufficientemente buona per poter distinguere chiaramente il Segnale dal Background, mentre se è piccola i due si confondono e il Segnale non sarebbe statisticamente rilevate. Convenzionalmente si cerca una Significanza maggiore di  $2\sigma$ , ovvero un livello di confidenza di circa il 95%. In figura 6.5, per esempio, se noi prendiamo la  $\tilde{\sigma}_{M,0}=3.779$  fb (linea rossa), sappiamo che in una SR che parte da  $0 P_t$  (fino a 500 GeV) siamo in grado, con una confidenza di oltre il 95%, di distinguere il Segnale dal Background in quanto la Significanza a  $0 P_t$  è maggiore di 2. Mentre se si analizzasse la SR 440-500 GeV, il livello di confidenza sarebbe minore o uguale al 95% e scenderebbe man mano che l’intervallo viene ridotto. Ciò avviene in quanto a  $440 P_t$  la Significanza è esattamente uguale a 2 e scende muovendosi verso destra. Se la Significanza è decrescente, sarà sempre meno probabile riuscire a distinguere il Segnale dal Background (e quindi  $H_0$  prevarrebbe su  $H_1$ ).

Ci si può immaginare (in maniera **estremamente** semplificata) che se la Significanza associata ad un certo valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  fosse minore di 2, ci sarebbe il rischio che l’incertezza di tale grandezza sia maggiore del valore stesso, e quindi il risultato sia inutilizzabile.

### ***Derivazione***

Nel paragrafo precedente viene illustrato come, concettualmente, la Significanza in eq. 6.5 rappresenti il numero di deviazioni standard che il Segnale ha da zero. Segue una breve derivazione della procedura.

Si parte assumendo che la distribuzione segua una statistica gaussiana e le variabili  $S_n$  e  $B_n$  siano variabili normali da queste distribuzioni:  $S_n \in G(S, \sigma_s)$  (dove  $\sigma_{s_n} = \sqrt{S}$ ) e  $B_n \in G(B, \sigma_B)$  (dove  $\sigma_{B_n} = \sqrt{B}$ ). S e B corrispondono agli eventi misurati (in assenza di altre informazioni, essi rappresentano la media della distribuzione). A questo punto, è chiaro come la variabile casuale che rappresenta il numero di eventi osservati  $O_n$ , sarà la somma di  $S_n$  e  $B_n$  ( $O_n = S_n + B_n$ ).  $\sigma_O$ , in questo caso, non è altro che la somma in



quadratura di  $\sigma_s$  e  $\sigma_B$ , ovvero:

$$\sigma_{O_n} = \sqrt{\sigma_{S_n}^2 + \sigma_{B_n}^2} = \sqrt{S + B} \quad (6.6)$$

Partendo da  $O_n$ , si può avere una stima del Segnale atteso nel seguente modo:

$$S_a = O_n - \langle B \rangle \quad (6.7)$$

dove  $B$  è la media del Background, e in quanto tale è una costante priva di statistica associata. La deviazione standard di  $S_a$ , infatti, corrisponde esattamente alla deviazione standard di  $O_n$  ( $\sigma_S = \sigma_{O_n} = \sqrt{S + B}$ ).  $S_a$ , esattamente come  $O_n$ , è una variabile normale con media in  $S$  (di nuovo, è l'unica informazione che abbiamo) e deviazione standard di  $\sqrt{S + B}$ , come rappresentato in figura 6.6.

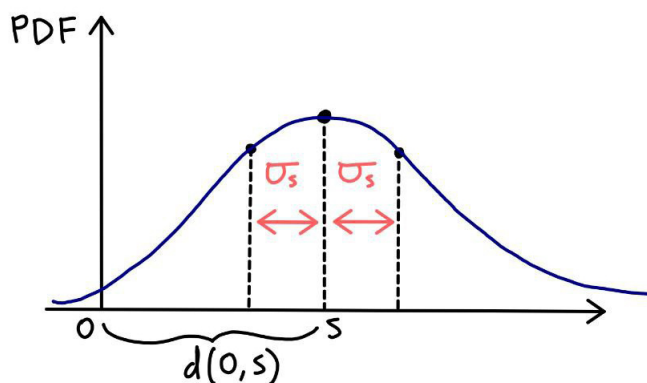


Figura 6.6: rappresentazione schematica della PDF che regola la variabile  $S$ .

Ricordandoci che la Significanza rappresenta di quanto  $0$  ( $H_0$ ) sia distante dal nostro valore di Segnale ( $H_1$ ), possiamo ora trovare il numero esatto di deviazioni standard che sta tra l'origine (zero appunto) e il valore di  $S$  nel seguente modo:

$$Sig = \# \text{ di deviazioni standard} = \frac{d(0, S)}{\sigma_S} = \frac{S}{\sqrt{S + B}} \quad (6.8)$$

Questa equazione sarebbe vera nel caso in cui  $B$  fosse privo di incertezze sistematiche. Da precedenti esperimenti, infatti, è stato calcolato che sia necessario aggiungere un'ulteriore correzione ( $\sigma_{\text{sist}}$ ) che equivale al 20% del valore di Background:  $\sigma_{\text{sist}} = k \cdot B$  (con  $k = 0.2$ ).

La corretta deviazione standard da utilizzare è dunque:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{\sigma_S^2 + \sigma_{\text{sist}}^2} = \sqrt{S + B + (k \cdot B)^2} \quad (6.9)$$

Sostituendo  $\sigma_{\text{tot}}$  al posto di  $\sigma_S$  in eq. 6.8. si ottiene proprio l'equazione della Significanza espressa in eq. 6.5.

Vedremo come, in realtà, l'approssimazione gaussiana non è sempre corretta.

## 6.4 Relazione tra Significanza e valore di $f_{M,0}/\Lambda^4$

Ricordiamoci sempre che noi non conosciamo a priori il valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  né quello della sezione d'urto associata, e di conseguenza non possiamo fare assunzioni. Per quanto ne sappiamo  $f_{M,0}/\Lambda^4$  può realmente essere zero o troppo piccolo per essere, con gli strumenti attuali, misurato. È chiaro come, se  $f_{M,0}/\Lambda^4$  è molto piccolo, anche la  $\tilde{\sigma}$  è molto piccola (eq. 5.3) e di conseguenza non ci saranno molti eventi di Segnale, portando la Significanza a essere molto piccola anch'essa. Sapendo che la  $\tilde{\sigma}_{M,0}$  va linearmente con il numero degli aventi attesi (eq. 2.1), l'equazione 6.5. può essere riscritta nel seguente modo:

$$\text{Sig}(\tilde{\sigma}_{M,0}, Pt) = \frac{\widehat{S}(P_t) \cdot \tilde{\sigma}_{M,0} \cdot \epsilon}{\sqrt{\widehat{S}(P_t) \cdot \tilde{\sigma}_{M,0} \cdot \epsilon + C(P_t)}} \quad (6.10)$$

dove  $\widehat{S}$  è il Segnale cumulativo nel caso in cui la sezione d'urto ( $\tilde{\sigma}$ ) e l'efficienza ( $\epsilon$ ) valgano 1, e C corrisponde al termine non dipendente da  $\tilde{\sigma}_{M,0}$ ;  $B + (k \cdot B)^2$ . Sia  $\widehat{S}$  che C sono definiti dal valore di  $P_t$  che si sceglie. Si può quindi utilizzare l'equazione 6.5 e riscrivere la Significanza in funzione di  $f_{M,0}/\Lambda^4$ :

$$\text{Sig}\left(\frac{f_{M,0}}{\Lambda^4}, Pt\right) = \frac{\widehat{S}(P_t) \cdot a \cdot (f_{M,0}/\Lambda^4)^2}{\sqrt{\widehat{S}(P_t) \cdot a \cdot (f_{M,0}/\Lambda^4)^2 + C(P_t)}} \quad (6.11)$$

A questo punto possiamo fissare il valore di  $P_t$  e ottenere, attraverso i dati della simulazione, il valore di  $\widehat{S}$  e di C (per diversi  $P_t$  si hanno diversi valori di  $\widehat{S}$  e C). Dati questi valori, è possibile graficare la Significanza in funzione del valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  per diversi  $P_t$  (fig. 6.7).

Come si vede in figura 6.7, a seconda del valore di  $P_t$  (ovvero a seconda della SR che scegliamo), il minimo valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  ad essere al di sopra di 2 sigma cambia. Noi vogliamo avere quell'intervallo di  $P_t$  tale per cui si riesca a misurare il più ampio intervallo di valori in  $f_{M,0}/\Lambda^4$ . In altre parole, vogliamo trovare il valore di  $P_t$  con la curva il "più a

sinistra” possibile (in riferimento alla fig. 6.7), ovvero quella con il più piccolo  $f_{M,0}/\Lambda^4$  ad essere oltre i due sigma. Tale ricerca ci permette dunque di identificare il più piccolo valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  che riusciamo a distinguere da 0 (dal Background,  $H_1$  vs  $H_0$ ). Se per esempio scegliessimo una SR di [330; 500] GeV (linea blu) saremmo in grado di distinguere il Segnale dal Background fin tanto che il valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  sia maggiore di circa  $5 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}^{-4}$ , in quanto per valori più bassi la Significanza non raggiunge i due sigma.

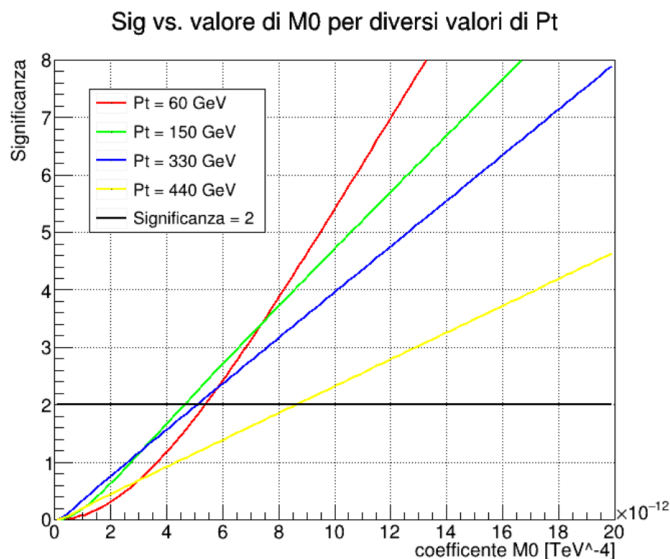


Figura 6.7: Significanza in funzione del valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  per diversi valori di  $P_t$ .

Quello che ci resta da fare è dunque trovare una relazione tra il valore di  $P_t$  e il minimo valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  che si riesce a misurare (se si sceglie una SR che va da quel dato  $P_t$  a 500 GeV). Questo processo è utile in quanto noi, come già detto in precedenza, non sappiamo quanto  $f_{M,0}/\Lambda^4$  valga a priori, e quindi dobbiamo metterci nel caso con un più ampio intervallo di valori di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  accessibili. Inoltre, avere un’ampia Significanza implica una miglior statistica dei dati e una migliore precisione.

## 6.5 Minimo valore di $f_{M,0}/\Lambda^4$ in funzione di $P_t$

Non esiste un’espressione analitica ovvia per ricavare questa relazione, essa infatti dipende strettamente dai valori di  $\hat{S}$  e  $C$  e quindi dai dati simulati. La relazione è dunque stata trovata grazie ad un codice scritto in Python. L’approccio per trovare tale relazione è schematizzato in seguito.

- Si divide il *range* di  $P_t$  in 50 bin e, grazie ad *un ciclo for* si svolgono le operazioni seguenti per ognuno di questi bin:

- Fissato un bin (e valore di  $P_t$ ) si utilizza la distribuzione del Segnale con sezione d'urto unitaria (di fatto la distribuzione in fig 5.3 normalizzata con  $\sigma = \epsilon = 1$ ) e si ricava il valore di  $\widehat{S}$  cumulativo per quel bin specifico. Utilizzando invece la distribuzione nominale normalizzata correttamente (quella in figura 6.2, con  $\tilde{\sigma} = 8.5434 \text{ fb}$ ) possiamo ottenere il valore di B e, conseguentemente, il valore di C per quel bin.
- A questo punto possiamo utilizzare l'equazione 6.11 per esplicitare il termine  $f_{M,0}/\Lambda^4$  ottenendo la seguente relazione:

$$f_{M,0}/\Lambda^4 = \left( \frac{\text{Sig}^2 \cdot \widehat{S} + \text{Sig} \cdot \widehat{S} \cdot \sqrt{4 \cdot C + \text{Sig}^2}}{a \cdot 2\widehat{S}^2} \right)^{1/2} \quad (6.12)$$

Se in eq. 6.12. si mette  $\text{Sig}=2$ , è equivalente a cercare le intersezioni, così come avviene in figura 6.7, tra la linea  $\text{Sig}=2$  e la curva dalle significanze in funzione di  $f_{M,0}/\Lambda^4$ , trovando così il valore minimo di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  che soddisfa la condizione di avere una Significanza maggiore di 2.

- Trovato questo valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  per uno specifico valore di  $P_t$  (un bin specifico) si itera questo processo per tutti e 50 i bin, trovando la distribuzione seguente:

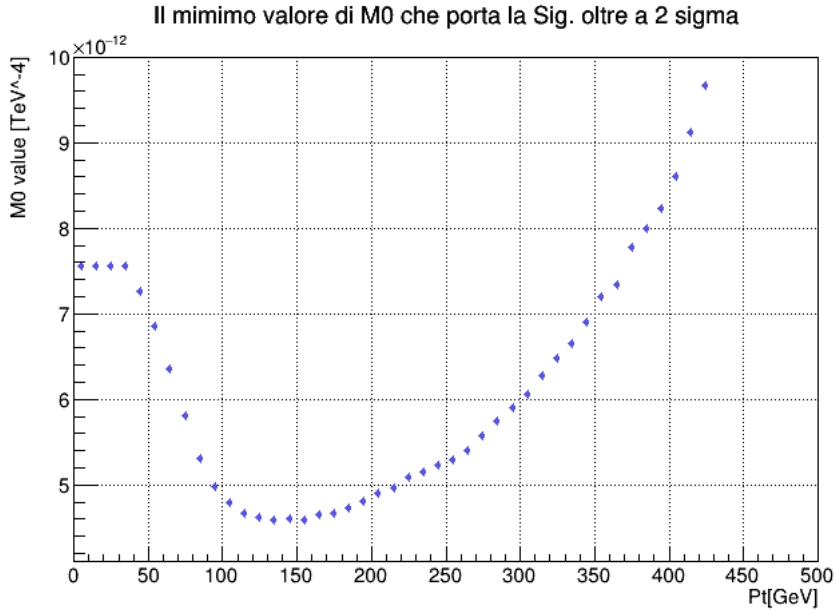


Figura 6.8: minimo valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  ad essere al di sopra di due  $\sigma$  in funzione del momento trasverso.

È opportuno ricordare nuovamente che quando si parla di bin con  $P_t$  uguale a 50 (per fare un esempio) non si sta parlando di quegli eventi che hanno una  $P_t$  di 50, ma di tutti quei dati che si trovano nell'intervallo [50,500] GeV, in quanto la Significanza calcolata a  $P_t=50$  utilizza dei valori di  $\widehat{S}$  e C che sono l'**integrale** delle distribuzioni da 50 a 500 GeV. Il bin 50, in fig. 6.8 ci sta dicendo che, se noi ci restringessimo a studiare gli eventi avvenuti nell'intervallo 50-500 GeV (ovvero ad avere una SR di [50-500] GeV), saremmo in grado di misurare solamente valori di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  superiori a  $7 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}^{-4}$ , in quanto esso è il minimo valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  a superare i due  $\sigma$ , e quindi distinguibile da 0 (il Segnale è distinguibile dal Background). Mentre invece, se scegliessimo di utilizzare la SR [400,500] GeV saremmo in grado di misurare solamente  $f_{M,0}/\Lambda^4$  maggiori di  $8.5 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}^{-4}$ , e per ogni valore minore non avremmo abbastanza dati per una misurazione convincente.

Un'analisi sui dati mostrati in figura 6.7 riporta un minimo al valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  misurabile uguale a  $1.45 \cdot 10^{-10}$ , misurato ad una  $P_t$  di 150 GeV. Questo significa che, utilizzando la SR [150,500] GeV si ha il più ampio intervallo di valori di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  misurabili (da  $4.1 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}^{-4}$  in su).

Se i nostri dati seguissero una statistica gaussiana, avremmo dunque trovato l'intervallo in  $P_t$  tanto cercato (la nostra regione di Segnale). Se si utilizza questa SR, infatti, si ha il miglior intervallo possibile al fine di misurare il coefficiente  $f_{M,0}/\Lambda^4$ .

## 6.6 Soluzione non analitica

Quanto detto sin ora dà per scontato che i nostri dati seguano una statistica gaussiana (vedi *Derivazione* in Sez. 6.3), il che non è necessariamente sempre vero. Per risolvere questo problema, invece di utilizzare la formula in eq. 6.12 è stato scritto un codice in grado, tramite forza bruta, di trovare la minima sezione d'urto tale per cui si ha una Significanza di almeno  $2 \sigma$  (C.L. di 95%). Questo codice di fatto ha il ruolo di generare moltissime Sezioni d'urto e trovare, provando a normalizzare il Segnale con esse, quale Sezione d'urto porta il Segnale ad essere rilevante con almeno due sigma (C.L. di 95%). Applicando questo processo per ogni valore di  $P_t$  si trova una distribuzione simile a quella misturata in fig. 6.8, ma più precisa, in quanto non richiede un'approssimazione gaussiana.

È comunque facile vedere che la distribuzione calcolata utilizzando questo nuovo metodo (fig. 6.9) non è troppo dissimile da quella calcolata in maniera analitica (fig. 6.8). La SR in realtà varia leggermente (passa da essere [150,500] GeV calcolata precedentemente a [180,500] GeV con questo nuovo metodo) e il valore minimo di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  passa da  $4.1 \cdot 10^{-12}$  a  $3.8 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}^{-4}$ , due valori comunque confrontabili.

In conclusione verrà utilizzata la soluzione non analitica in quanto quest'ultima è più precisa. Si può dunque affermare che, per misurare  $f_{M,0}/\Lambda^4$ , conviene utilizzare la SR [180, 500] GeV e il *lower limit* (con un C.L. di  $2\sigma$ , ovvero 95%) su  $f_{M,0}/\Lambda^4$  è di  $3.8 \cdot 10^{-12} \text{ GeV}^{-4}$  (vedi Fig. 6.9).

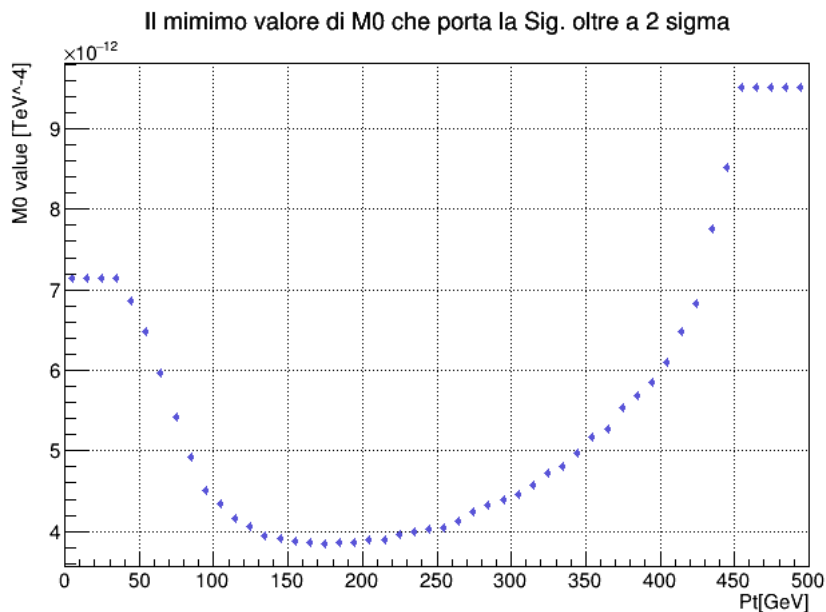


Figura 6.9: minimo valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  ad essere al di sopra di due  $\sigma$  in funzione del momento trasverso. Il calcolo è stato fatto da un generatore e non in maniera analitica.

## 6.7 Per più MOD

Come discusso all'inizio dell'analisi, quanto descritto nel capitolo 5, è stato applicato non solo al coefficiente  $f_{M,0}/\Lambda^4$ , ma anche a tutti quei coefficienti nella forma  $f_{M,i}/\Lambda^4$ . L'analisi che porta alle distribuzioni descritte in figura 6.8 e figura 6.9 è infatti assolutamente identica per ogni altro coefficiente e perciò verrà mostrato solamente il risultato. (Per  $f_{M,6}/\Lambda^4$ , grazie alle simulazioni, si è osservato che la sua sezione d'urto è nulla, ovvero non porta dati per il nostro evento).

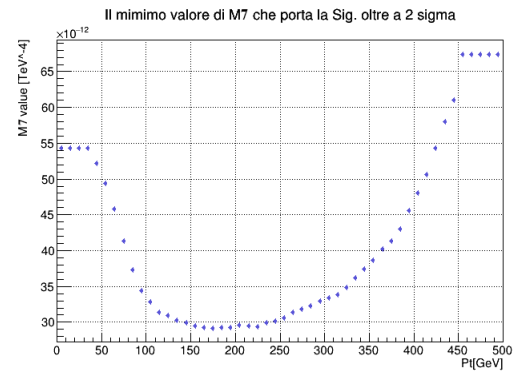
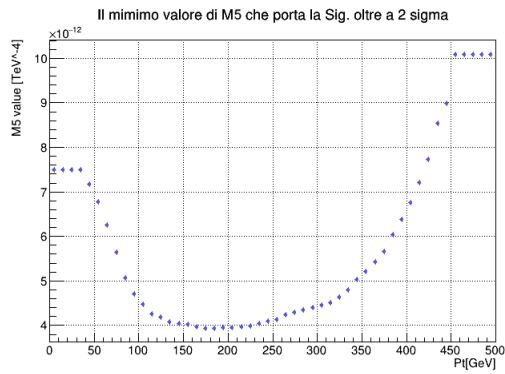
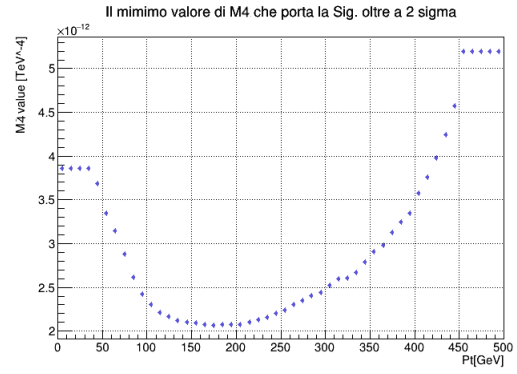
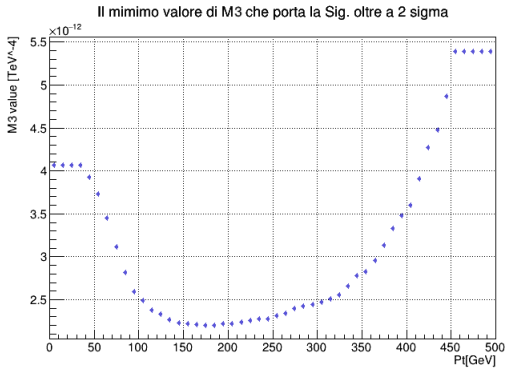
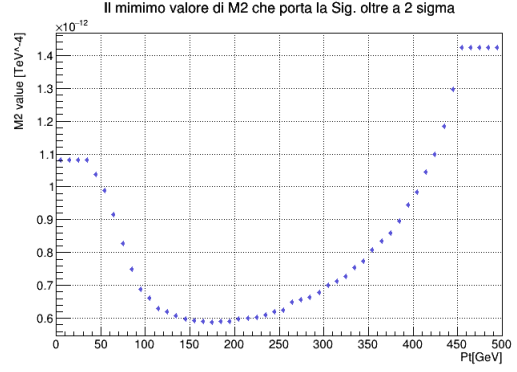
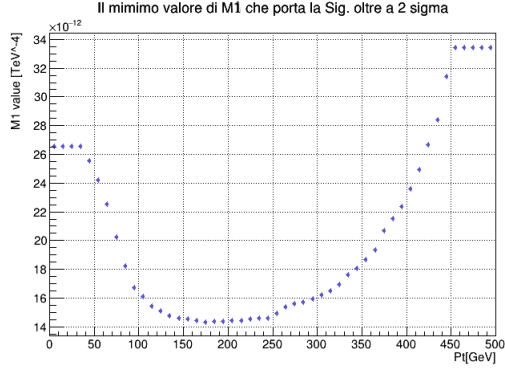


Figura 6.10: minimo valore di  $f_{M,0}/\Lambda^4$  ad essere al di sopra di due  $\sigma$  in funzione del momento trasverso per diversi operatori. In tab. 7.2 sono indicate le coordinate dei punti di minimo.

# Capitolo 7

## CONCLUSIONI

### 7.1 Lavori futuri

Con gli intervalli trovati in questa tesi è possibile passare allo step successivo dell'analisi. Andando a confrontare la simulazione con i dati dell'esperimento (nell'intervallo di  $P_t$  da noi trovato) si possono calcolare quegli intervalli entro i quali noi sappiamo, con un'accuratezza del 95%, si trova il vero valore dei coefficienti ( $f_{M,0}/\Lambda^4$ ,  $f_{M,1}/\Lambda^4$ , ecc.).

Questo tipo di risultati ha un'estrema importanza nella fisica teorica. Se un fisico teorico ricava un modello o una teoria che va oltre il Modello Standard, lui o lei può calcolare il valore che, secondo i suoi modelli, assumono i coefficienti e verificare se questi valori sono negli intervalli trovati. Se non lo sono, si può affermare con una confidenza del 95%, che tali teorie e modelli non sono probabilmente corretti.

### 7.2 Riassunto conclusivo

Partendo dall'analisi della simulazione del processo  $\gamma\gamma \rightarrow WW$  è stato possibile andare a identificare le SR per gli operatori nella forma  $O_{M,i}$ . In primo luogo, è stato simulato l'esperimento per la distribuzione del Background, anche nota come NOMINALE, ovvero quegli eventi dovuti direttamente dal MS. Dopodiché, sempre per lo stesso evento, sono stati simulati i dati corrispondenti ai contributi dovuti a teorie oltre il MS, il nostro segnale (MOD). È stato poi successivamente applicato un processo di selezione e normalizzazione di tutte le distribuzioni simulate. Sempre grazie alle simulazioni è stato possibile trovare un rapporto tra sezione d'urto (per efficienza) dei contributi oltre il Modello Standard e dei valori dei coefficienti  $f_i/\Lambda^4$ :  $\widehat{\sigma}_i \cdot \epsilon = a \cdot (f_i/\Lambda^4)^2$ . I valori di  $a$  sono riassunti nella seguente tabella (tab. 7.1) a seconda dell'operatore.



Operatore	valore di $a$ [ $pb \cdot GeV^8$ ]
$O_{M,0}$	$(2.573 \pm 0.003) \cdot 10^{19}$
$O_{M,1}$	$(1.8415 \pm 0.0017) \cdot 10^{18}$
$O_{M,2}$	$(1.113 \pm 0.002) \cdot 10^{21}$
$O_{M,3}$	$(7.880 \pm 0.007) \cdot 10^{19}$
$O_{M,4}$	$(8.483 \pm 0.010) \cdot 10^{19}$
$O_{M,5}$	$(2.40564 \pm 0.002) \cdot 10^{19}$
$O_{M,7}$	$(4.597 \pm 0.005) \cdot 10^{17}$

Tabella 7.1: elenco dei valori di  $a$ .

Successivamente è stato introdotto lo strumento della Significanza, calcolata per diversi valori di Pt e diversi valori di  $\hat{\sigma}_i$  al fine di iniziare a comprendere, anche solo qualitativamente, quale intervallo dei dati (SR) sarebbe stato ottimale al fine di avere un campione di maggior qualità possibile. Grazie a queste osservazioni preliminari è stato osservato che, per  $f_{M,0}/\Lambda^4$ , una buona SR sembrava partire attorno ai 150 GeV (per arrivare a 500 GeV), valore che si è mostrato non troppo dissimile da quello corretto (180 GeV). A questo punto è stata realizzata un'analisi più quantitativa sulle distribuzioni, andando a trovare il minimo valore di  $f_{M,i}/\Lambda^4$  ad essere oltre le due sigma (e quindi statisticamente significativo) in funzione del valore di Pt dal quali si vuole far iniziare la SR. Tali regioni sono riassunte nella seguente tabella, ordinata a seconda dell'operatore.

Operatore	SR	limite inferiore su $f_{M,i}/\Lambda^4$ con un 95% C.L.
$O_{M,0}$	[180,500] GeV	$3.8 \cdot 10^{-12}$ [ $GeV^{-4}$ ]
$O_{M,1}$	[180,500] GeV	$1.4 \cdot 10^{-11}$ [ $GeV^{-4}$ ]
$O_{M,2}$	[180,500] GeV	$5.9 \cdot 10^{-13}$ [ $GeV^{-4}$ ]
$O_{M,3}$	[180,500] GeV	$2.2 \cdot 10^{-12}$ [ $GeV^{-4}$ ]
$O_{M,4}$	[180,500] GeV	$2.1 \cdot 10^{-12}$ [ $GeV^{-4}$ ]
$O_{M,5}$	[180,500] GeV	$3.9 \cdot 10^{-12}$ [ $GeV^{-4}$ ]
$O_{M,7}$	[180,500] GeV	$2.9 \cdot 10^{-11}$ [ $GeV^{-4}$ ]

Tabella 7.2: SR e limite inferiore sui coefficienti per i nostri operatori.

È dunque indicato, come spiegato in Sez. 7.1, andare a utilizzare le SR trovate in questa tesi allo scopo di misurare i coefficienti  $f_i/\Lambda^4$  così da avere sia una misurazione più precisa ed accurata che un intervallo più ampio possibile entro il quale il valore di  $f_{M,i}/\Lambda^4$  si può trovare. Di fatto, per quanto riguarda gli operatori  $O_{M,i}$ , si utilizzerà un'unica SR ovvero, da come si osserva in tabella 7.2, la regione [180, 500] GeV.

Inoltre, se togliamo il limite superiore di 500 GeV, ovvero prendendo anche quei dati con un Pt superiore a 500 GeV, ed analizziamo tutti i dati considerando anche le

dissociazioni non elastiche (si moltiplica per 3.59 il Background) si ottengono i seguenti risultati:

Nome Ope.	Limite inferiore della SR [GeV]	Limite inferiore su $f_{M,i}/\Lambda^4$ con un 95% C.L. [ $\text{TeV}^{-4}$ ]	Miglior limite inferiore da analisi passate [ $\text{TeV}^{-4}$ ]
$O_{M,0}$	340	1.4	0.70 ( <i>con WV ZV</i> )
$O_{M,1}$	320	6.2	2.1 ( <i>con WV ZV</i> )
$O_{M,2}$	330	0.26	2.8 ( <i>con Wy</i> )
$O_{M,3}$	340	0.93	4.4 ( <i>con Wy</i> )
$O_{M,4}$	340	0.91	5.0 ( <i>con Wy</i> )
$O_{M,5}$	340	1.7	8.3 ( <i>con Wy</i> )
$O_{M,7}$	340	7.5	3.4 ( <i>con WV ZV</i> )

Tabella 7.3: SR e limite inferiore sui coefficienti per i nostri operatori senza il limite superiore di 500 GeV e considerando anche le dissociazioni non elastiche. Nell'ultima colonna è possibile vedere anche con che processo è stato ottenuto il miglior limite inferiore nella precedente analisi.

Questi risultati (ad esempio per M1, M2, M3, M4 e M5, cioè quelli che erano stati ottenuti con Wy) sembrano indicare la possibilità di calcolare i limiti sui coefficienti in maniera decisamente migliore rispetto a quanto è stato fatto finora, trovando degli intervalli ancora più stringenti (in riferimento alla Sez. 7.1). Di fatto, grazie a queste SR, saremo in grado di calcolare degli intervalli di confidenza più piccoli (e quindi valori più accurati) rispetto a quelli calcolati da ATLAS nella prima *run* [9], portando un concreto contributo al mondo della fisica.

# Bibliografia

- [1] Daniel V. Schroeder & Michael Peskin. *An Introduction to Quantum Field Theory*. CRC Press, 1995.
- [2] *CERN Logo*. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/CERN#/media/File:CERN\\_logo.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/CERN#/media/File:CERN_logo.svg).
- [3] *Acceleratori ad ATLAS*. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Large\\_Hadron\\_Collider#/media/File:CERN\\_accelerator\\_complex\\_\(cropped\\_2\).jpeg](https://en.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider#/media/File:CERN_accelerator_complex_(cropped_2).jpeg).
- [4] *Collisione tra Particelle*. URL: <https://www.scientificamerican.com/article/particle-physicists-turn-to-ai-to-cope-with-cerns-collision-deluge/>.
- [5] *Diapositive delle Lezioni Organizzate a Berkeley dal Gruppo ATLAS*. URL: <https://atlaswiki.lbl.gov/urap/Fall2021>.
- [6] *Interno di ATLAS*. URL: [https://lh3.googleusercontent.com/5CusKn7yCX4lAy2Oeelz46I2GU\\_5uDAAmPJzRwxRambz5qxfKOcURG5RVPM1d78=s1200](https://lh3.googleusercontent.com/5CusKn7yCX4lAy2Oeelz46I2GU_5uDAAmPJzRwxRambz5qxfKOcURG5RVPM1d78=s1200).
- [7] *Istogrammi per il Bosone di Higgs*. URL: <https://atlas.cern/updates/briefing/new-atlas-measurement-higgs-boson-mass>.
- [8] ATLAS Collaboration. “Observation of photon-induced  $W^+W^-$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV using the ATLAS detector”. In: (2021). URL: <https://arxiv.org/abs/2010.04019>.
- [9] *Risultati Precedenti*. URL: [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSMPaTGC#aQGC\\_Results](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSMPaTGC#aQGC_Results).