

**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI
“FEDERICO II”**



Scuola Politecnica e delle Scienze di Base

Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”

Laurea Triennale in Fisica

**Ricerca di una nuova risonanza $T' \rightarrow tH$ ad LHC
con il rivelatore CMS tramite decadimenti rari di
 $H \rightarrow \gamma Z$**

Relatore:

Dott. Alberto Orso Maria Iorio

Candidato:

Francesca De Risi

Matr. N85001014

Anno Accademico 2019/2020

A mio padre

Indice

Introduzione	5
1 Il Modello Standard e la fisica BSM	6
1.1 La struttura del Modello Standard	6
1.1.1 Le particelle fondamentali	6
1.1.2 L'interazione elettrodebole	8
1.1.3 Interazione forte	9
1.1.4 Meccanismo di produzione dell'Higgs	10
1.1.5 Meccanismi di produzione dell'Higgs in collisori adronici	10
1.2 La fisica oltre il Modello standard	11
1.2.1 Vector Like Quark	12
1.2.2 Meccanismi di produzione dei VLQs	13
1.2.3 Canali di decadimento dei VLQs	15
1.2.4 Ricerca dei VLQs	16
2 LHC e CMS	18
2.1 LHC	18
2.1.1 Caratteristiche e funzionamento di LHC	18
2.2 L'esperimento Compact Muon Solenoid	21
2.2.1 Il sistema di coordinate	22
2.2.2 I sottorivelatori	23
3 Ricostruzione degli oggetti fisici ed analisi	26
3.1 Decadimento della nuova particella T' nel canale di decadimento raro tHq	26
3.2 Ricostruzione e selezione degli oggetti fisici	28
3.2.1 Processi di fondo	28
3.3 Ricostruzione del vertice di decadimento $H \rightarrow \gamma Z \rightarrow \gamma jj$	29
3.3.1 Fotoni	29
3.3.2 Ricostruzione di jet	30
3.3.3 Il bosone Z	30

3.3.4	Il bosone di Higgs	31
3.4	Ricostruzione del vertice del decadimento $t \rightarrow bW \rightarrow bl\nu$	32
3.4.1	Leptoni	32
3.4.2	Momento trasverso Mancante	34
3.4.3	B-tagging	35
3.4.4	Quark top	36
3.4.5	Ricostruzione del Vector Like Quark T	37
3.4.6	Analisi di segnale	38
	Conclusioni	43
	Bibliografia	46
	Ringraziamenti	47

Introduzione

Il Modello Standard è la teoria che attualmente meglio descrive le particelle fondamentali e le loro interazioni. Nel corso degli anni ha visto numerose prove sperimentali confermarne la validità: tutte le particelle da esso predette sono state trovate, ed esso prevede con successo il funzionamento di tre delle quattro interazioni fondamentali. Tuttavia il Modello Standard è incompleto, infatti non predice ancora numerosi parametri tra cui ad esempio quelli che rappresentano la massa delle particelle, la forza gravitazionale, che è la quarta forza fondamentale nota, o l'esistenza della Materia Oscura suggerita da numerose evidenze in ambito astrofisico.

Per risolvere alcuni di questi problemi sono state formulate teorie che prevedono l'esistenza di nuove particelle, i *Vector Like Quarks* (VLQs), le cui masse sono dell'ordine dei TeV, i quali si comportano in maniera differente dai quark del Modello Standard.

Al *Large Hadron Collider* l'esperimento *Compact Muon Solenoid*, grazie all'energia del centro di massa raggiunta di $\sqrt{s}=13$ TeV e alla luminosità istantanea di $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ potrebbe essere in grado di rivelare questo nuovo tipo di particelle.

In questo lavoro di tesi si studierà un canale di decadimento molto raro, ma che si avvantaggia del fatto che anche i processi di fondo previsti sono molto rari. Questo canale prevede un singolo VLQ che decade in quark top e in un bosone Z, in particolar modo il processo analizzato sarà quello di un quark top che decade in uno stadio finale con un leptone carico, un neutrino ed un jet b e un bosone di Higgs che decade in un fotone e in bosone Z. Un altro motivo di interesse per questo stato finale è che il processo di produzione tH del modello standard non è stato ancora osservato.

Lo studio di questo processo comprenderà una prima parte di valutazione delle performance dell'analisi usando una statistica corrispondente ai dati raccolti durante il Run-II di LHC per poi individuare le potenzialità di scoperta durante il Run-III e ad High-Luminosity con una statistica maggiore. Per queste analisi sono state utilizzate delle simulazioni del segnale per diverse ipotesi di massa, dei fondi che prevedono nello stadio finale prodotti simili a quelli presenti nei segnali

e processi tipici del Modello Standard.

La trattazione sarà divisa in tre capitoli:

- il primo capitolo prevede una descrizione del Modello Standard e della fisica oltre il Modello Standard di interesse per la nostra ricerca;
- il secondo capitolo traccia una panoramica sulla struttura di LHC, in particolare si sofferma sull'esperimento *Compact Muon Solenoid* (CMS) e sulla struttura dei suoi sottorivelatori;
- il terzo capitolo illustra il processo di selezione e ricostruzione del canale di decadimento in esame ed espone l'analisi e i risultati ottenuti.

Capitolo 1

Il Modello Standard e la fisica BSM

1.1 La struttura del Modello Standard

Il Modello Standard (MS) è la teoria che descrive i componenti fondamentali della materia e come essi interagiscono tra di loro mediante tre delle quattro forze fondamentali note: *debole e elettromagnetica*, unificate nell'interazione elettrodebole e l'interazione *forte*. La quarta forza d'interazione fondamentale è quella *gravitazionale*, che non è tuttavia descritta da questo modello. La verifica del MS si è avuta negli anni, nell'arco del secolo scorso ha visto susseguirsi numerose importanti conferme, tra cui ad esempio la scoperta al CERN nel 1973 di processi deboli a corrente neutra, poi nel 1974 a Brookhaven la scoperta del quark charm. La conferma definitiva si è avuta con i rilevamenti dei bosoni intermedi delle interazioni deboli W^+ , W^- e Z , del quark top e del bosone di Higgs. Tuttavia il MS non può dirsi completo, esso infatti non predice ancora numerosi parametri quali la massa delle particelle, oltre la quarta interazione fondamentale, ovvero quella *gravitazionale*.

1.1.1 Le particelle fondamentali

La materia è costituita da particelle elementari, ovvero quelle particelle che si ritengono indivisibili, queste sono riportate in Figura 1.1. Le due famiglie principali sono:

- bosoni: hanno spin intero e rispettano la statistica di Bose-Einstein;
- fermioni: hanno spin semintero, rispettano la statistica di Fermi-Dirac e il principio di esclusione di Pauli.

I fermioni sono a loro volta divisi in leptoni e quark.

Infine il bosone di Higgs permette di generare la massa delle particelle, inclusi i bosoni W e Z.

1.1.2 L'interazione elettrodebole

Nel MS l'interazione elettromagnetica avviene solo tramite scambio di fotoni e tra particelle fondamentali dotate di carica elettrica. Esistono in natura fermioni con *elicità* negativa detti fermioni left-handed e fermioni con elicità positiva detti right-handed. L'interazione debole avviene tra tutti i fermioni fondamentali di tipo left-handed e tramite lo scambio di bosoni mediatori a massa non nulla. La forza debole debole viola la conservazione di parità (P), di carica (C), del prodotto delle due e per il teorema CPT si attende anche l'inversione temporale (T). Per l'interazione debole si distinguono due tipi di processi:

- processi di *corrente carica*, se i bosoni coinvolti hanno carica non nulla: W^+ , W^- , sono gli unici a permettere il cambiamento di sapore dei quark;
- processi di *corrente neutra*, se i bosoni coinvolti hanno carica nulla: Z^0 ;

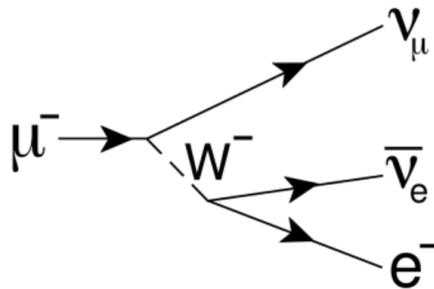


Figura 1.2: Diagramma di Feynman del decadimento del muone in un elettrone attraverso un processo di interazione debole a corrente carica.

Alcuni esempi di decadimenti deboli sono riportati in Figura 1.2 e 1.3. L'interazione debole con corrente neutra permette il cambiamento di sapore dei quark che permette, a seguito di uno scambio di bosone W, di accoppiare quark di famiglie diverse. Questo meccanismo di mescolamento dei quark è ben descritto da Cabibbo, Kobayashi e Maskawa nella matrice CKM:

$$\begin{pmatrix} u' \\ d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}$$

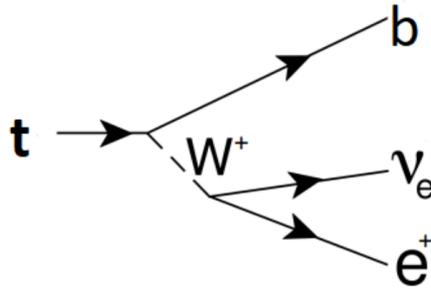


Figura 1.3: Diagramma di Feynman del decadimento del quark top.

(1.1)

Il mescolamento è un processo fortemente gerarchico: i valori di questa matrice regolano le probabilità di transizione di un quark q e uno q' ; sperimentalmente si ha che i valori sulla diagonale sono i più prossimi ad uno, indicano quindi le transizioni più probabili. Nel confrontare le due forze si è notate che le costanti di accoppiamento sono dello stesso ordine di grandezza, infatti è stato provato che nonostante la forza debole sia normalmente meno intensa di quella elettromagnetica per scale di energie minori della massa dei mediatori deboli, per alte energie è possibile l'unificazione delle due forze in quella chiamata *elettrodebole*.

1.1.3 Interazione forte

L'interazione forte interessa i quark e le sue particelle mediatrici: i gluoni. Ogni quark di un certo sapore è caratterizzato da una carica forte detta *colore*; esistono tre diversi stati di colore indicati come *rosso (R)*, *verde (G)* e *blu (B)*, analogamente ciascun antiquark esiste nei tre stati coniugati di colore, i gluoni sono invece bicolorati.

Due importanti proprietà sono:

- confinamento del colore
- libertà asintotica

La combinazione dei quark è sempre tale per cui la carica di colore complessiva delle particelle adroniche è nulla, il colore non è dunque osservabile direttamente: in natura non si osservano quark liberi ma si parla di confinamento.

Ciò è dovuto al fatto che i gluoni sono anch'essi particelle dotate di carica di colore. L'interazione gluone-gluone fa sì che l'interazione forte aumenti di

intensità con l'aumentare della distanza dai quark, che rimangono dunque confinati all'interno degli adroni, mentre è pressoché nulla quando i quark si trovano molto vicini. Dunque i quark all'interno degli adroni si comportano come particelle pressoché libere. Questo comportamento è dovuto alla proprietà detta libertà asintotica.

La teoria che spiega il funzionamento delle interazioni forti tra i quark si chiama *cromodinamica quantistica (QCD)*.

Ci sono teorie che prevedono l'unificazione delle tre forze fondamentali, ossia elettromagnetica, debole e forte, ma che devono tuttavia ancora essere provate.

1.1.4 Meccanismo di produzione dell'Higgs

I bosoni di gauge possono interagire con le particelle left-handed e con le antiparticelle right-handed. Questa caratteristica impedisce di avere un termine di massa standard per i fermioni.

Per inserire il termine di massa va introdotto il bosone di Higgs, un bosone di spin 0, dunque scalare, che genera un campo scalare che permea il vuoto in grado di dare massa alle particelle elementari. Esso fu teorizzato per la prima volta da Peter Higgs nel 1964 e rivelato nel 2012 negli esperimenti ATLAS e CMS. Recentemente, con l'obiettivo di capire come il campo scalare dell'Higgs interagisce con il campo dei fermioni, vengono studiati nuovi canali di decadimento dell'Higgs. Il valore della sua massa, non previsto dal MS, è stato misurato e risulta essere $125.10 \pm 0.14 \text{ GeV}/c$, come riportato dal Particle Data Group.

1.1.5 Meccanismi di produzione dell'Higgs in collisori adronici

In colliders come LHC e Tevatron vengono studiati i diversi meccanismi di produzione del bosone di Higgs [1], i principali sono:

- *fusione gluonica (ggF)*, ad alte energie questo tipo di processo è quello con la sezione d'urto maggiore ed avviene tramite lo scambio di un quark top virtuale.

$$gg \rightarrow H + X \quad (1.2)$$

- *fusione di bosoni vettori (VBF)*, è il processo del Modello Standard con seconda sezione d'urto maggiore ad LHC, avviene anche a Tevatron, ma per $m_{\text{Higgs}} = 125 \text{ GeV}/c^2$ ha un sezione d'urto minore rispetto alla produzione di Higgs in associazione con un bosone W o Z via VBF.

$$qq \rightarrow qqH \quad (1.3)$$

Questo processo avviene tramite lo scambio di un bosone W o Z in un canale di tipo t o u .

- *produzione associata con un bosone di gauge (VH)*, può avvenire con un bosone di gauge di tipo W o Z.

$$pp \rightarrow VH + X, V = W, Z \quad (1.4)$$

- *produzione associata con una coppia di quark top ($t\bar{t}H$)*, si tratta di un processo raro che permette di verificare alcuni dei parametri più critici del meccanismo di Higgs e da una prova diretta del meccanismo di accoppiamento del quark top, che è stato osservato nel 2018 grazie all'esperimento ATLAS

$$pp \rightarrow t\bar{t}H \quad (1.5)$$

- *produzione associata con un singolo quark top (tHq)*, anche questo è un processo raro di cui non c'è stata ancora evidenza diretta.

$$pp \rightarrow tHq \quad (1.6)$$

Tutti i processi sono illustrati in Figura 1.4.

In Figura 1.5 è riportato l'andamento della sezione d'urto come funzione dell'energia del centro di massa, per collisione protone-protone, per i principali processi di produzione del bosone di Higgs.

In particolare, in questo lavoro di tesi sarà studiata la produzione del bosone di Higgs in associazione con un singolo quark top tramite collisione protone-protone. Questo processo raro può avvenire in due modi come mostrato in Figura 1.6 [2].

Per il Modello Standard l'interferenza tra questi diagrammi è massimamente distruttiva, ma in presenza di nuova fisica la sezione d'urto calcolata a $\sqrt{s} = 13$ TeV potrebbe aumentare di un ordine di grandezza o più.

1.2 La fisica oltre il Modello standard

Come detto finora, il Modello Standard lascia ancora inspiegati molti fenomeni della fisica delle alte energie e per questo motivo sono nate diverse teorie che si propongono di dare una spiegazione a questi fenomeni. Grazie all'energia e all'alta luminosità raggiunta ad LHC si cercano nuove particelle predette da teorie oltre il Modello Standard (*Beyond Standard Model*).

Ne sono un esempio quella dell'*Higgs Composito* e quella delle *Extra Dimensions*, che prevedono l'esistenza di nuove particelle dette *Vector Like Quark* (VLQ).

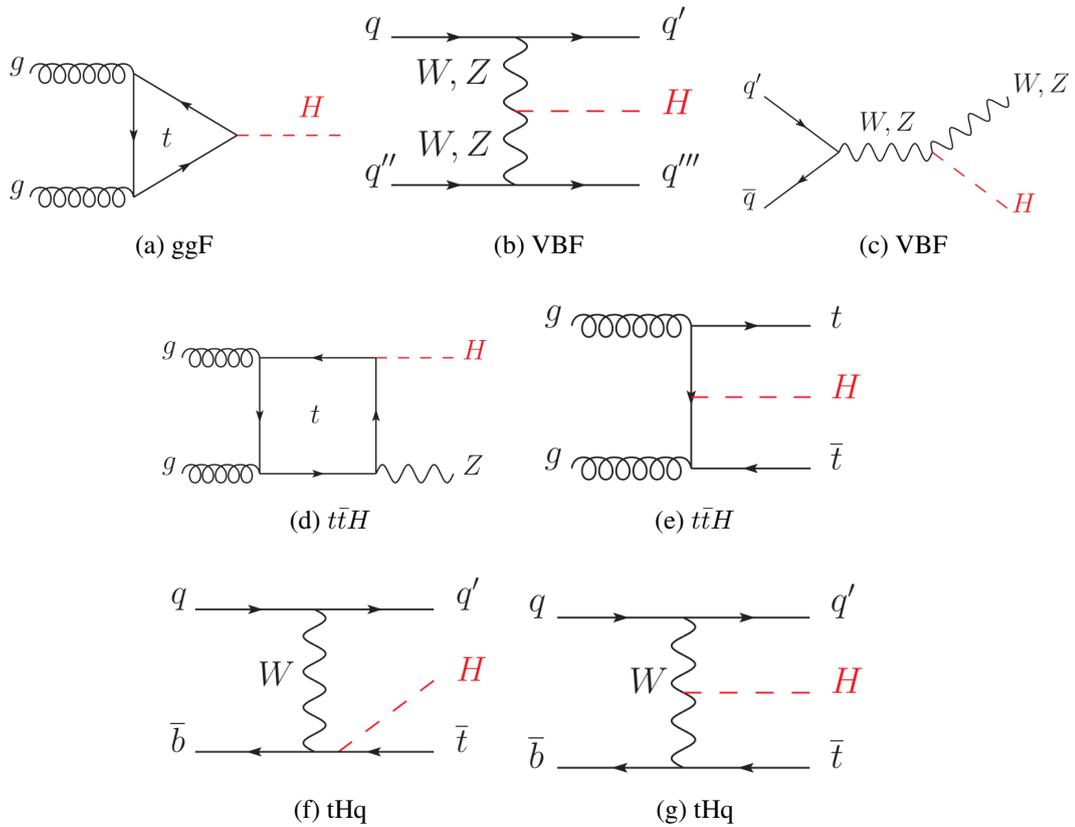


Figura 1.4: Meccanismi di produzione del bosone di Higgs

La teoria dell'Higgs Composito prevede che l'Higgs sia uno stato composito di una nuova interazione forte. La dimensione dell'operatore di massa dell'Higgs potrebbe essere maggiore di 4, ciò spiegherebbe il perché dei bassi valori misurati della massa dell'Higgs.

La teoria sulle Extra Dimensioni invece, per spiegare il problema dell'unificazione delle interazioni fondamentali, predice che esista un'ulteriore dimensione oltre quella del tempo.

Per spiegare entrambe le teorie sono fondamentali i VLQs. Si suppone essi siano fermioni colorati, che aggirano la divergenza delle correzioni alla massa dell'Higgs.

1.2.1 Vector Like Quark

I Vector Like Quarks [3] sono fermioni colorati che risultano da modelli che permettono di stabilizzare la massa del bosone di Higgs, non si hanno ancora eviden-

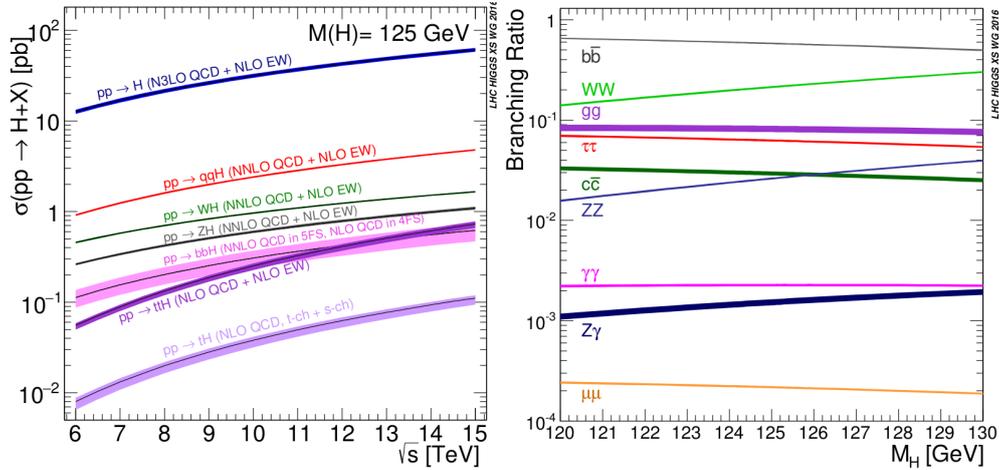


Figura 1.5: Andamento della sezione d'urto come funzione dell'energia del centro di massa, per collisione p-p, per i principali processi di produzione del bosone di Higgs

ze sperimentali di queste particelle. Esse hanno la stessa carica di colore dei quark del modello standard, ma visto che l'introduzione del termine di massa è diverso da quello del MS, il loro accoppiamento con il campo di Higgs non è legato con le loro masse.

I VLQs possono accoppiarsi con i quark del modello standard modificando il loro accoppiamento con i bosoni W, Z e di Higgs e possono rompere il meccanismo di GIM (Glashow–Iliopoulos–Maiani), permettendo quindi cambiamento di sapore dei quark in interazioni a corrente neutra.

1.2.2 Meccanismi di produzione dei VLQs

Nelle collisioni pp le sezioni d'urto della produzione dei VLQs dipendono dal loro accoppiamento con i quark del Modello Standard e anche dall'intensità del loro accoppiamento con i bosoni W e Z. I Meccanismi di produzione dei VLQs possono essere divisi in:

- produzione singola tramite processi di interazione debole.

Questa dipende dalla massa dei fermioni, dai parametri di mescolamento con i quark del MS e dall'accoppiamento tra i nuovi quark e i bosoni W e Z:

$$qq' \xrightarrow{V^*} qQ, V = W, Z \quad (1.7)$$

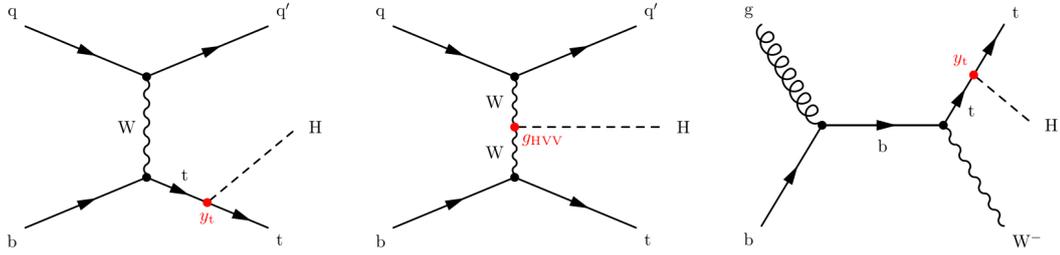


Figura 1.6: Diagrammi di Feynman per la produzione di un top quark in associazione con un Higgs nel canale t (sinistra), o con un bosone W (al centro) e un diagramma rappresentativo di una produzione tHW , dove il bosone di Higgs si accoppia con un quark top (destra).

VLQ	Electric charge
X	$+5/3$
T	$+2/3$
B	$-1/3$
Y	$-4/3$

Figura 1.7: Carica dei VLQ

In Figura 1.8 è rappresentato un processo di singola interazione elettrodebole mediato da un bosone vettore con un quark del Modello Standard e un processo mediato da un quark MS con un bosone vettore.

- produzione in coppia regolata da processi di QCD.

La sezione d'urto di questo processo diminuisce all'aumentare della massa dei nuovi fermioni e rispetto alla produzione singola è necessaria più energia per produrre due particelle. Questi processi sono simili alla produzione di coppie di quark del Modello Standard:

$$gg, q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}, Q = T, B, X, Y \quad (1.8)$$

Alcuni esempi di produzione di VLQs sono riportati in Figura 1.9 . Altri processi di produzione in coppia sono invece fortemente soppressi, come processi di interazione elettrodebole di corrente carica o neutra:

$$q\bar{q}' \rightarrow W^+ \rightarrow \bar{T}X, \bar{B}T, \bar{Y}B \quad (1.9)$$

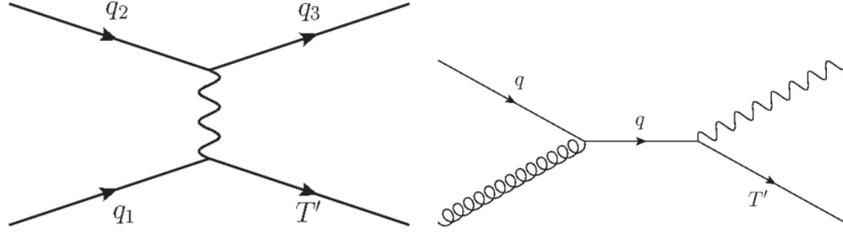


Figura 1.8: Diagrammi di Feynman per la produzione singola di un VLQ top

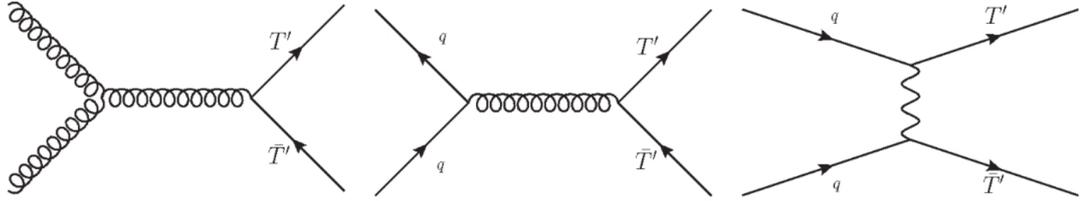


Figura 1.9: Diagrammi di Feynman per la produzione in coppia di VLQs top tramite gluoni, bosoni W, Z o di Higgs

$$q\bar{q}' \rightarrow W^- \rightarrow \bar{X}T, \bar{T}B, \bar{B}Y \quad (1.10)$$

$$q\bar{q}' \rightarrow Z \rightarrow Q\bar{Q} \quad (1.11)$$

oppure tramite il bosone di Higgs:

$$q\bar{q}' \rightarrow H \rightarrow Q\bar{Q} \quad (1.12)$$

1.2.3 Canali di decadimento dei VLQs

I VLQs rompono il meccanismo di GIM, essi possono quindi decadere in maniera elettrodebole e neutra in quark del MS o in altri VLQs.

I principali canali di decadimento permessi in particelle del MS sono:

$$T \rightarrow W^+b, Zt, Ht \quad (1.13)$$

$$B \rightarrow W^-t, Zb, Hb \quad (1.14)$$

$$X \rightarrow W^+ t \quad (1.15)$$

$$Y \rightarrow W^- b \quad (1.16)$$

1.2.4 Ricerca dei VLQs

La ricerca dei VLQs è stata condotta a Tevatron e ad LHC. Gli studi sono stati condotti a Tevatron durante il Run-II, con un'energia del centro di massa di $\sqrt{s}=1.96$ TeV e una luminosità di 5.4 fb^{-1} negli esperimenti CDF e D0 e ad LHC con $\sqrt{s}=13$ TeV e una luminosità istantanea di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e altri studi sono in corso di svolgimento ad ATLAS e al CMS.

Le principali ricerche sono basate su processi di QCD di produzione di coppie, dato che la sezione d'urto non dipende dal modello. La strategia di analisi ha richiesto diversi stati finali: tutti adroni, con singoli o multi-leptoni, con o senza energia trasversa mancante.

Nelle immagini 1.10 e 1.11 sono riassunti i risultati delle ricerche per i processi di produzione di singoli e coppie VLQs al CMS svolte nel Luglio 2019.

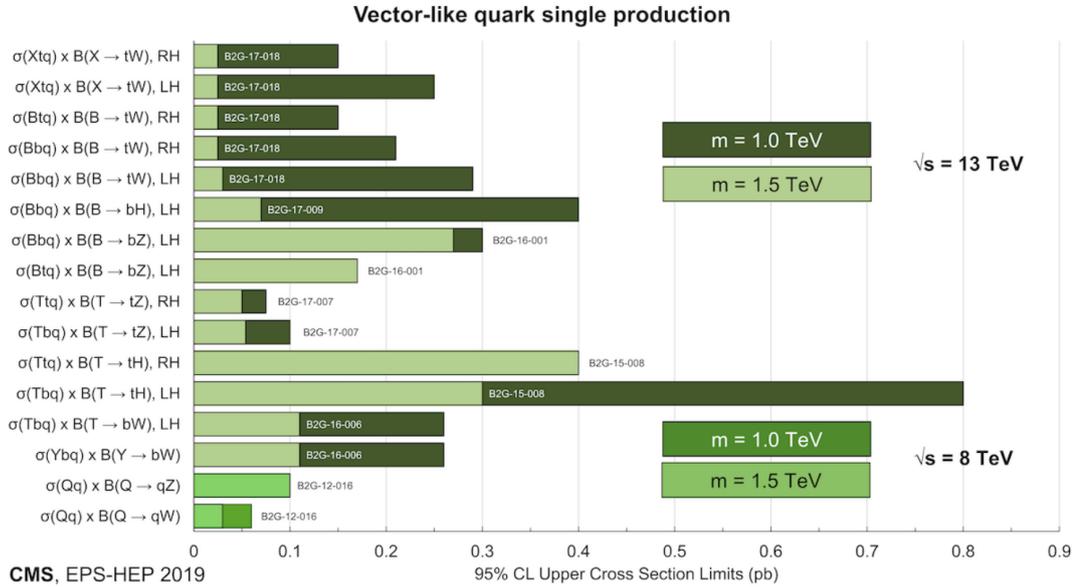


Figura 1.10: Riassunto per la produzione singola di VLQs

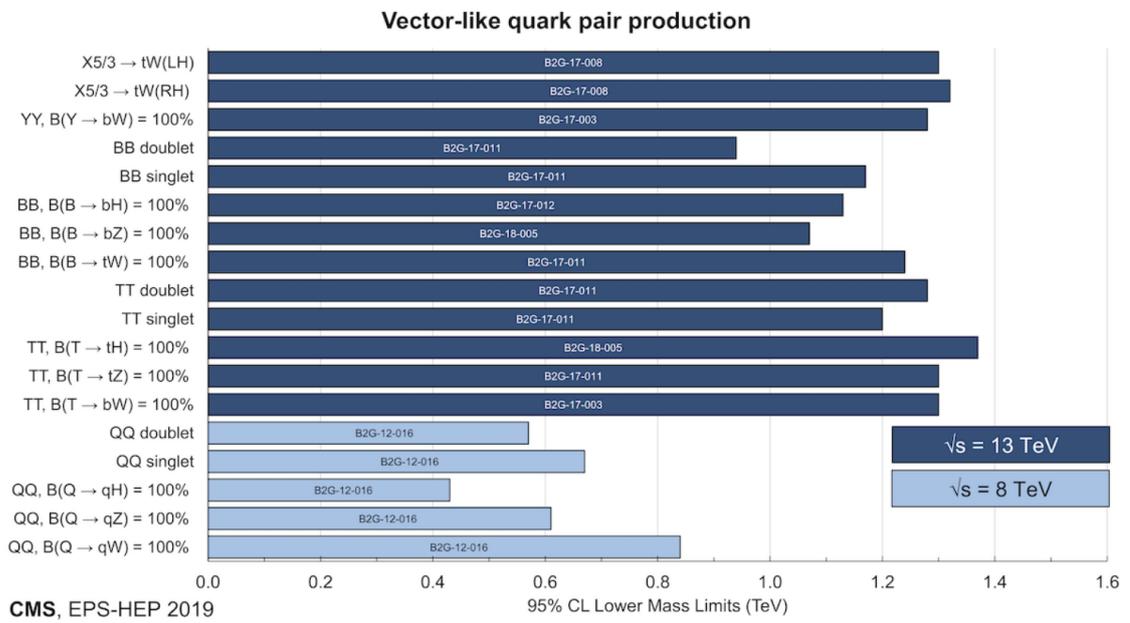


Figura 1.11: Riassunto per la produzione in coppie di VLQs

Capitolo 2

LHC e CMS

2.1 LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) [4] è il più grande e più complesso acceleratore del mondo, realizzato dall'*Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare* (CERN) a Ginevra. Esso è costituito da due anelli intrecciati di 27 km a 100 m di profondità e si trova nello stesso tunnel realizzato in precedenza per l'acceleratore LEP. LHC è stato realizzato con il proposito di dare risposte a problemi ancora aperti nel campo della fisica delle particelle, misure di precisione sul MS e ricerca di nuova fisica.

2.1.1 Caratteristiche e funzionamento di LHC

L'LHC è un acceleratore circolare di protoni e ioni pesanti, il cui compito è quello di portare gli adroni ad una velocità prossima a quella della luce per poi farli scontrare con un'energia del centro di massa di 14 TeV. Nel 2015 è stata raggiunta un'energia del centro di massa di 13 TeV, molto vicina all'energia di progettazione della macchina, ma finora non ancora raggiunta. Nel Run II è stata raccolta la luminosità di 137 fb^{-1} , nel 2021, con il Run-III, si prevede di raccogliere una luminosità di 400 fb^{-1} , mentre per High-Luminosity, previsto per il 2028, ci si aspetta di raggiungere i $4 \times 10^3 \text{ fb}^{-1}$.

Per le collisioni vengono utilizzati principalmente protoni provenienti da gas d'idrogeno: gli atomi di idrogeno vengono privati dei loro elettroni da un campo elettrico. I fasci di protoni, prima di essere immessi in LHC, devono essere accelerati fino ad un'energia di 450 GeV, questo è reso possibile da un complesso di acceleratori che incrementano l'energia del fascio. Il primo elemento della catena è LINAC2, un acceleratore lineare che porta l'energia del fascio a 50 MeV e che lo immette poi in PSB (*Proton Synchrotron Booster*) che porta l'energia a 1,4 GeV,

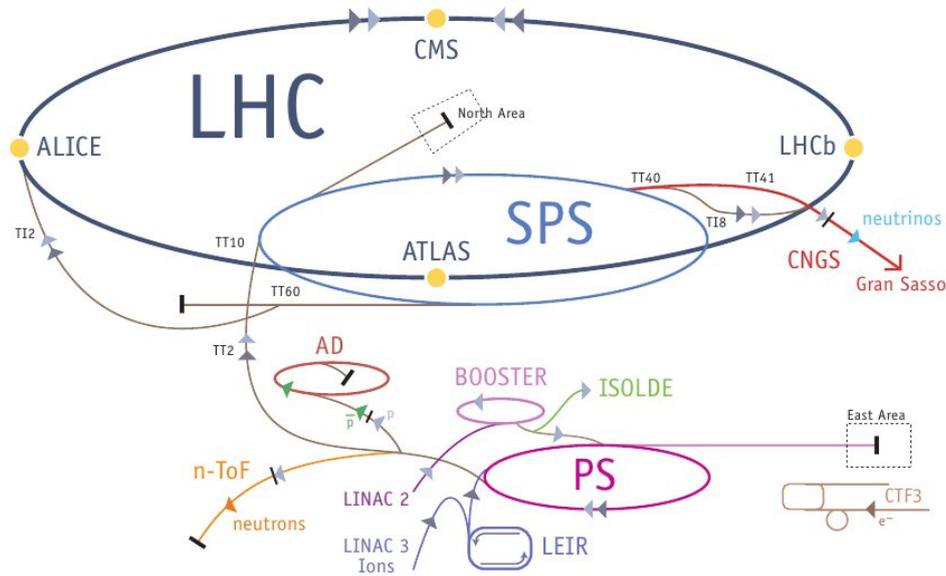


Figura 2.1: Rappresentazione grafica del complesso di acceleratori di LHC

seguito da PS (*Proton Synchrotron*) che raggiunge i 450 GeV. Successivamente i protoni così accelerati vengono immessi sia in direzione oraria che antioraria nell'anello principale di LHC. In Figura 2.1 è riportata una rappresentazione del complesso di acceleratori di LHC.

Nell'acceleratore un ruolo cruciale è svolto dai 1232 magneti dipolari che curvano il fascio lungo l'anello e i 392 magneti quadrupolari che hanno invece il compito di mantenere il fascio ben focalizzato, ci sono poi magneti esapolari, ottupolari e di ordine superiore che servono a correggere ulteriormente la traiettoria del fascio. I superconduttori sono realizzati in una lega di niobio e titanio e per il loro funzionamento hanno bisogno di essere raffreddati a temperature di circa 2 K utilizzando Elio superfluido, permettendo così di produrre un campo magnetico di 8,33 T.

Si definisce *luminosità istantanea* \mathcal{L} il rapporto tra la sezione d'urto σ_{ev} e il numero di eventi osservati nell'unità di tempo a LHC (*Rate*)

$$\mathcal{L} = \frac{\sigma}{R} \quad (2.1)$$

si misura in $cm^{-2} s^{-1}$ ed ha le dimensioni di un flusso.

Si definisce *luminosità integrata* la luminosità istantanea integrata nel tempo:

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt \quad (2.2)$$

Parametri	valori
γ	7641
f	12.246 kHz
k_B	2835
N	1.0510^{11}
σ^*	16 μm

Tabella 2.1: Parametri che determinano la luminosità di LHC

La luminosità istantanea dipende dai parametri del fascio, per un profilo gaussiano dei fasci e per urti frontali (*head-on*) si definisce come:

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f k_B N^2}{4\pi\sigma^*} F \quad (2.3)$$

dove :

- γ è il fattore di Lorentz per i protoni;
- f è la frequenza di rivoluzione dei *bunch*;
- k_B è il numero di bunch per fascio;
- N è il numero di protoni per bunch ;
- σ^* è la sezione trasversa dei bunch;
- F è un fattore geometrico che tiene conto dell'angolo d'incidenza tra i fasci nel punto di interazione (IP);

In tabella 2.1 sono riportati i valori dei parametri del fascio che determinano la luminosità riferiti ad LHC con energia di progetto.

I fasci di protoni di LHC collidono in quattro diversi punti, che corrispondono ai 4 diversi esperimenti principali:

- **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment) [5] studia le collisioni di nuclei pesanti, in particolare quelle del tipo Pb-Pb. L'energia del centro di massa per nucleo è di 2.76 TeV, a quest'energia ci si aspettano densità e temperature abbastanza elevate da produrre un plasma di quark e gluoni e ricreare quindi quelle condizioni che si sono avute appena prima del Big-Bang;
- **ATLAS** (A Toroidal LHC Apparatus) [6] e **CMS** (Compact Muon Solenoid) sono dei *general purpose detectors*, ovvero dei detector che hanno lo scopo di studiare una grande varietà di processi, quali misure di precisione del MS, la ricerca del quark top e beauty e del bosone di Higgs, o processi di nuova fisica.

- **LHCb** [7] ha come scopo lo studio del quark b e la violazione di CP, per questo motivo è stato costruito per lavorare non nel centro di massa del sistema. Per rendere possibile ciò nel punto di interazione i fasci collidono con energie differenti, uno a 7 Tev e uno a 450 GeV.

2.2 L'esperimento Compact Muon Solenoid

Il detector CMS [8] è stato realizzato con lo scopo di studiare particelle derivanti dalla collisione di adroni e rivelarne le loro energie, cariche, masse e momento. Per rendere possibile ciò è costituito da diversi rivelatori disposti secondo gusci concentrici intorno al punto di incrocio dei fasci, ha una struttura cilindrica (*Barrel*) che copre la regione centrale, due tappi (*Endclaps*) che coprono la regione più vicina ai fasci, in modo da rispettare la simmetria cilindrica attorno all'asse del fascio. CMS è costruito in maniera da coprire la maggior frazione possibile dell'angolo solido intorno all'asse del fascio. La presenza dei tubi per il fascio impedisce la totale ermeticità del sistema. Per curvare le particelle cariche viene generato un campo magnetico di 3.8 T da un magnete solenoidale, dal quale l'esperimento prende il nome, costituito da una bobina superconduttrice. Complessivamente il rivelatore è lungo 21 m, largo 15 m e alto 15 m e pesa 14000 tonnellate. La struttura di CMS è riportata in Figura 2.2

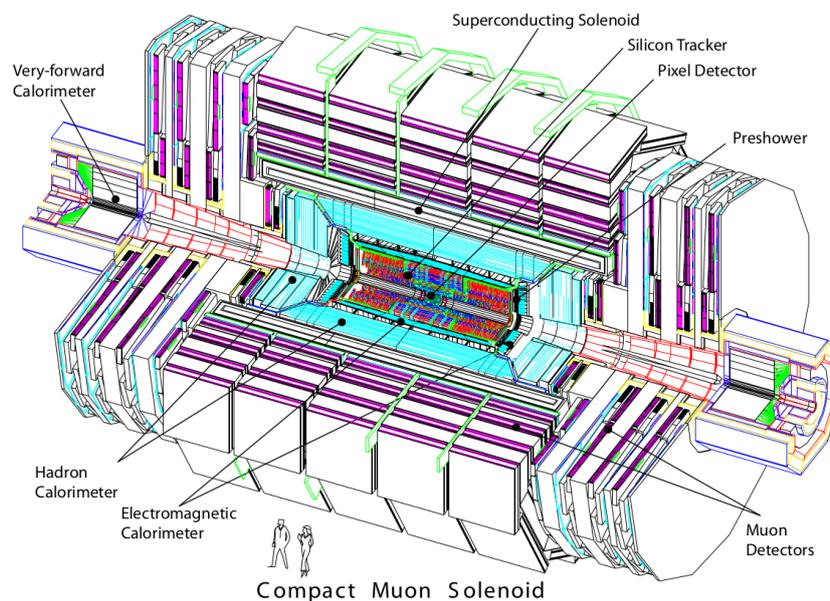


Figura 2.2: Visione in sezione del detector CMS

2.2.1 Il sistema di coordinate

Considerata la geometria di CMS, il sistema di coordinate che si utilizza è quello orientato nel seguente modo:

- *asse-x* punta verso il centro dell'anello di LHC e funge da coordinata orizzontale;
- *asse-y* punta perpendicolarmente al piano di LHC e rappresenta la coordinata verticale;
- *asse-z* diretto lungo la direzione del fascio;

Le coordinate scelte per descrivere gli oggetti fisici sono:

- la distanza radiale r dall'asse z ;
- l'angolo azimutale ϕ è l'angolo di rotazione attorno all'asse z , con origine individuata sull'asse x e crescente in senso orario guardando nella direzione positiva dell'asse z ;
- l'angolo polare θ è definito come angolo di rotazione attorno all'asse x , con l'origine sull'asse z e crescente in senso orario nella direzione positiva dell'asse- x .

Invece di usare θ è più conveniente usare la *pseudorapidità*, che si definisce come:

$$\eta = -\log\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.4)$$

Nelle trasformazioni di particelle ultrarelativistiche, la pseudorapidità si trasforma in modo lineare sotto boost lungo l'asse z , per questo tipo di trasformazioni la variazione in η tra due particelle risulta essere invariante. Utilizzando queste coordinate, la distanza angolare tra due particelle può essere descritta come un'invariante di Lorentz per boost lungo l'asse z :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \quad (2.5)$$

Altre variabili largamente utilizzate sono l'*energia trasversa* E_T ed il *momento trasverso* p_T , che nel piano cartesiano sono definiti come:

$$E_T = E \sin\theta \quad (2.6)$$

$$p_T = \sqrt{(p_x)^2 + (p_y)^2} \quad (2.7)$$

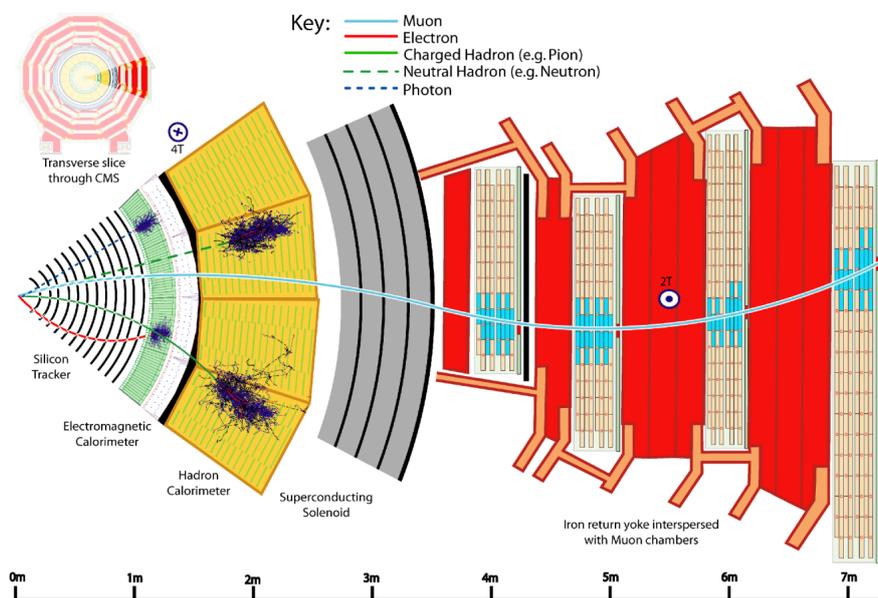


Figura 2.3: Sezione trasversale del detector CMS

2.2.2 I sottorivelatori

CMS è costituito da diversi rivelatori disposti secondo una struttura a gusci concentrici, dall'interno verso l'esterno ci sono:

- il **sistema di tracking o tracciatore** rivela la gran parte delle particelle cariche originate dalla collisione protone-protone. Esso utilizza rivelatori al silicio ed è a sua volta diviso in:
 - **rivelatore a pixel**, è il più interno e si trova attorno al punto di interazione ed è composto da 3 strati cilindrici posti a 4.4 cm, 7.3 cm e 10.2 cm. Fondamentali per la ricostruzione di particelle a breve vita media e possiedono un'accuratezza di $10 \mu\text{m}$ per misure radiali e $20 \mu\text{m}$ per misure trasversali;
 - **rivelatore a microstrip**, si trova più esternamente, attorno al rivelatore a pixel, possiede una risoluzione tra $35\text{-}52 \mu\text{m}$ nella direzione radiale e $530 \mu\text{m}$ nella direzione trasversale;

Entrambi i tipi di rivelatore sono presenti sia nei *Barrel* che negli *Endcaps* e usano tecnologie a semiconduzione per particelle cariche. Questi sono fatti di silicio drogato, materiale che, al passaggio di particelle cariche, viene eccitato in modo da creare coppie elettrone-lacuna. Gli elettroni si muovono

poi verso specifici sensori per l'azione di un campo elettrico, producendo un impulso elettrico. Il tracker copre una regione di pseudorapidità di $\eta < 2.5$.

- il **calorimetro elettromagnetico (ECAL)** consente di rivelare elettroni e fotoni e di misurarne l'energia. è composto da 61 200 cristalli di tungsteno di piombo nella parte centrale e da 7324 in ognuno dei due *Endclap*, essendo scintillanti, trasparenti, e più densi del ferro, permettono l'assorbimento di elettroni e fotoni in 23 cm di lunghezza. Nella parte costituita dal *Barrel* la pseudorapidità del materiale scintillante copre un range di $|\eta| < 1.479$, mentre negli *Endcaps* $1.479 < |\eta| < 3$, ed ha un tempo di decadimento di 10 ns.

- il **calorimetro adronico (HCAL)** permette di studiare processi con una moltitudine di stadi finali, e misurare quindi l'energia di adroni come protoni, kaoni, pioni e anche neutroni. Riveste un ruolo fondamentale nello studio dell'energia trasversa mancante, misura indiretta di particelle jet di adroni, particelle esotiche o neutrini.

Peri ridurre al minimo l'inefficienza, il calorimetro è a sua volta formato da diversi strati sfalsati di tegole di scintillatori spessi 4 mm e dischi in ottone (denso materiale assorbente) di 50 cm. La luce di scintillazione è poi raccolta da fotomoltiplicatori in grado di amplificare il segnale. Il calorimetro adronico ricopre un range di pseudorapidità di $|\eta| < 5$.

- il **magnete** è un magnete solenoidale composto da spire di bobina superconduttrice realizzato in modo da produrre un campo magnetico quasi uniforme di 3.8 T. Il magnete è lo strumento attorno al quale l'esperimento è costruito ed il suo ruolo è quello di curvare la traiettoria delle particelle prodotte dalle collisioni dei fasci di LHC mediante il campo magnetico prodotto: nota la traiettoria, infatti, è possibile misurare l'impulso di una particella e la sua carica elettrica. Per impedire effetti di bordo e fare in modo che le linee del campo magnetico esterno siano il più uniformi possibili è presente al di fuori della bobina un *iron yoke*, letteralmente un giogo metallico, che la circonda.
- il **sistema a muoni** di CMS è usato per l'identificazione, misura del momento e triggering dei muoni, ed è di fondamentale importanza per lo scopo dell'esperimento. In molti processi fisici i muoni risultano essere ricostruibili nello stato finale, dunque una misura precisa dei muoni può essere usata per distinguere i processi interessanti dal fondo. I muoni possono attraversare diversi strati di materiale fino ad arrivare alla parte esterna del detector,

per questo motivo è necessaria una superficie molto estesa. La camera muonica copre 25000 m^2 , quindi i rivelatori devono essere robusti, affidabili e contenuti nei costi. Per soddisfare queste richieste vengono utilizzati 3 tipi diversi di rivelatori:

- i *Drift Tubes* (DTs) sono situate nella regione del Barrel, regione in cui il rate di segnale derivante da muoni o dal fondo è piuttosto basso e il campo magnetico è perlopiù uniforme. I DTs coprono una regione di pseudorapidità di $|\eta| < 1.2$ e sono divise in 4 postazioni: le prime 3, formate ognuna da due strati da quattro DTs, misurano le coordinate r e ϕ del muone, la quarta misura la coordinata lungo l'asse z .
 - le *Cathode Strip Chambers* (CSCs) sono utilizzate negli *Endcaps*, coprono un range di pseudorapidità di $0.9 < |\eta| < 2.4$. Le CSCs hanno un buon tempo di risposta e una buona resistenza al danno da radiazione, proprietà importante nella regione degli *Endcaps* dove il rate di segnale derivante da muoni o dal fondo è maggiore e il campo magnetico non è uniforme;
 - le *Resistive Plates Chambers*, (RPC), sono utilizzate sia nella regione del Barrel che in quella degli *Endcaps*. Queste hanno un'ottima risoluzione temporale ma una risoluzione spaziale peggiore rispetto a quella delle DTs e CSCs. Grazie a queste caratteristiche esse sono in grado di ricostruire anche tracce con Pt basso, che potrebbero non arrivare nella regione degli *Endcaps*
- **il sistema di trigger e di acquisizione dati (DAQ)** serve a selezionare e analizzare gli eventi potenzialmente interessanti per l'analisi. Pensare di riuscire ad immagazinare e analizzare informazioni provenienti dagli scontri protone-protone che avvengono ad LHC con un rate di 40 MHz è pressoché impossibile, risulta quindi necessario abbassare il rate di eventi all'ordine di 100 Hz.

Il processo di trigger e acquisizione dati viene quindi diviso in due step: all'inizio viene fatta una prima selezione veloce dal Level-1 (L1) trigger, successivamente un High-Level Trigger (HLT), tramite un software di filtraggio (Event Farm), farà un'ulteriore selezione tra gli eventi considerati accettabili e quelli che non lo sono.

Capitolo 3

Ricostruzione degli oggetti fisici ed analisi

3.1 Decadimento della nuova particella T' nel canale di decadimento raro tHq

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è quello di effettuare una prima analisi del processo di produzione singola di un Vector-Like Quark T attraverso il decadimento $T' \rightarrow tH$, in particolare studieremo il canale in cui il bosone di Higgs decade in un γ ed in un bosone Z, come mostrato in Figura 3.2, e il quark top va in un quark bottom e un bosone W.

Il bosone Z decade in quarks, che a loro volta producono cascate di decadimento adroniche (jet). Il quark top decade in un quark bottom e un bosone W, che a sua volta decade in un leptone carico, che può essere un elettrone, un muone o un tauone, ed un neutrino. In questo lavoro di tesi si è tuttavia scelto di studiare soltanto in casi in cui si ha un canale di decadimento elettronico o muonico.

Le particelle di stato finale ricercate nel rivelatore sono dunque un fotone, due jet, un leptone (muone o elettrone), un jet b. Il neutrino si manifesta come energia mancante alla chiusura cinematica dell'evento.

Nella Figura 3.1 è riportato il diagramma di Feynman del processo cercato.

L'analisi si basa su campioni ottenuti tramite simulazioni Monte Carlo (MC) con un'energia nel centro di massa di 13 TeV, per le ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$, $1000 \text{ GeV}/c^2$, $1200 \text{ GeV}/c^2$.

Un'altro motivo di interesse per lo studio di questi stati finali è che la produzione singola del bosone di Higgs non è stata ancora osservata. Tale produzione può avvenire in due modi: in associazione con un quark top o con un bosone W, come mostrato in Figura 1.6.

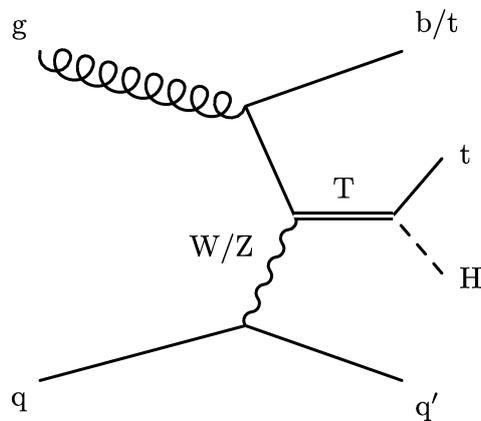


Figura 3.1: Diagramma di Feynman del processo di produzione cercato

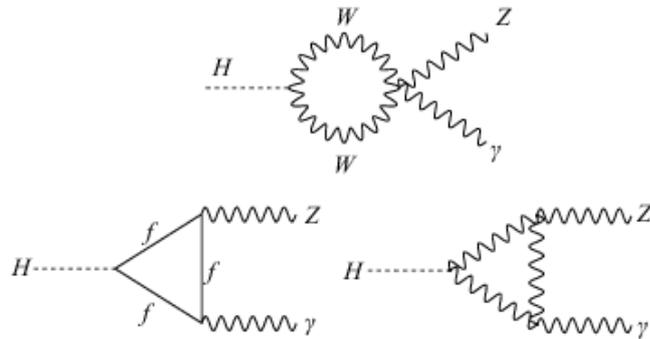


Figura 3.2: Diagramma di Feynman dei decadimenti del bosone di Higgs in un fotone e un bosone Z

Per il Modello Standard l'interferenza tra i diagrammi è massimamente distruttiva, ma in presenza di nuova fisica la sezione d'urto del processo può aumentare in maniera significativa, ad esempio ad un'energia nel centro di massa di 13 TeV si ha un aumento di un ordine di grandezza, in questa ipotesi la produzione di tHq potrebbe superare quella di ttH , che altrimenti è più abbondante ad LHC. [9]. Questo tipo di interferenza risulta inoltre essere utile per sondare processi di violazione di CP e ricerca di nuove particelle pesanti come predetto da modelli come quello dell'Higgs composito [2]. Questi tipi di processi potrebbero quindi risultare una promettente strada per la ricerca di nuova fisica.

3.2 Ricostruzione e selezione degli oggetti fisici

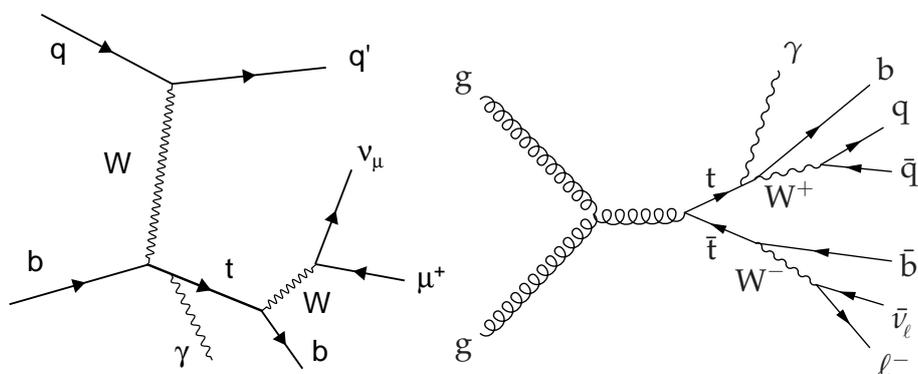
La ricerca della particella T' è stata effettuata su segnali simulati tramite tecniche Monte Carlo con tre differenti ipotesi di massa: $700 \text{ GeV}/c^2$, $1000 \text{ GeV}/c^2$, e $1200 \text{ GeV}/c^2$.

Per la ricostruzione del T' è stato richiesto ci fossero due jet con cui ricostruire il bosone Z , un fotone, energia trasversa mancante, un leptone (che può essere un muone o un elettrone) e infine un jet riconosciuto come proveniente da un quark b detto *b-tagato*

3.2.1 Processi di fondo

I fondi utilizzati in questo lavoro di tesi sono di diversi tipi : i $t\gamma$ e i $t\bar{t}\gamma$ sono fondi che producono nello stato finale almeno un quark top, un fotone e dei jet e sono riportati in Figura 3.3, i $t\bar{t}\gamma\gamma$ hanno invece almeno un quark top, jet e due fotoni. Si tratta quindi dello stesso tipo di particelle che troviamo nello stadio finale del processo analizzato in questo lavoro di tesi.

Vengono inoltre utilizzati fondi del tipo tHq , si tratta di processi del Modello Standard che prevedono nello stadio finale un quark top e un bosone di Higgs, che hanno la caratteristica di avere il segno dell'accoppiamento $c_v = 1$, a differenza dei fondi BSM che hanno invece $c_v = -1$.



(a) Diagramma di Feynman del processo di fondo del tipo $t\gamma$ (b) Diagramma di Feynman del processo di fondo del tipo $t\bar{t}\gamma$

Figura 3.3: Diagrammi di Feynman dei processi di fondo

3.3 Ricostruzione del vertice di decadimento $H \rightarrow \gamma Z \rightarrow \gamma jj$

Il primo vertice di decadimento del processo studiato in questa tesi prevede un bosone di Higgs che decade in un fotone e in un bosone Z che decade a sua volta in jet.

3.3.1 Fotoni

All'interno di LHC la maggior parte dell'energia rivelata a partire da collisione protone-protone proviene da fotoni originati dal decadimento di mesoni neutri, originati dalle catene di decadimento degli adroni. In questo lavoro di tesi si è scelto di effettuare una prima selezione sugli eventi che prevedono la presenza di fotoni.

Per prima cosa è stato richiesto un taglio cinematico del momento trasverso per un valore di $p_T > 20 \text{ GeV}/c$, e contemporaneamente viene richiesto che i fotoni passino dei criteri di identificazione ottenuti tramite un algoritmo di Machine Learning multivariato. Questa tecnica consente di definire una singola variabile identificativa come risultato della combinazione di più variabili in grado di distinguere i fotoni d'interazione dal resto dei candidati. Questa informazione è racchiusa in una variabile, detta *mvaIDWP80*, che assume valore positivo quando il fotone supera i requisiti, nullo altrimenti, e che è caratterizzata da un'efficienza di misidentificazione del 20% [10].

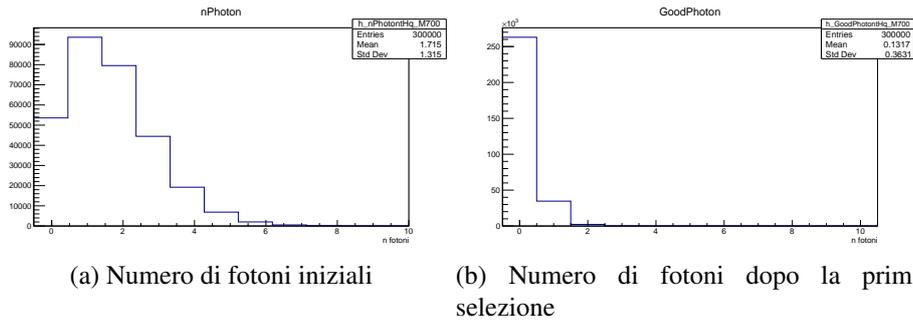


Figura 3.4: Confronto tra numero di fotoni iniziali e numero di fotoni sopravvissuti al taglio per l'ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$

In Figura 3.4 è riportato il confronto tra il numero di fotoni prima e dopo il taglio effettuato.

Tra gli eventi sopravvissuti a questa selezione sono stati poi scelti i jet utilizzati per la ricostruzione del bosone Z.

3.3.2 Ricostruzione di jet

Tutti i quark e i gluoni prodotti negli stati finali delle interazioni protone-protone ad LHC prima di interagire direttamente con i rivelatori subiscono il processo di adronizzazione, sono indirettamente osservati sotto forma di "jet", agglomerati di adroni di carica di colore totale nulla. Tra tutti i generici jet del segnale sono stati selezionati, e successivamente riuniti in coppie, jet con un momento trasverso $p_T > 30 \text{ GeV}/c$, e con criteri di identificazione standard all'interno di CMS, racchiusi nella variabile *JetID*. Questa assume il valore positivo se il jet è correttamente identificato, 0 altrimenti. In Figura 3.5 è riportato il numero di jet che sopravvivono a questo taglio.

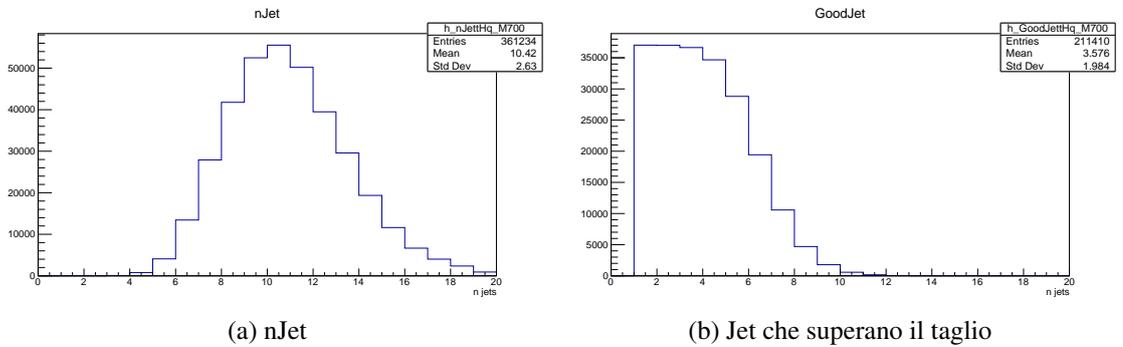


Figura 3.5: Confronto tra jet che superano la selezione per l'ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$

3.3.3 Il bosone Z

In un primo momento il quadrimomento del bosone Z è stato ricostruito sommando vettorialmente i quadrimomenti delle coppie di jet sopravvissute al taglio effettuato in sezione 3.3.2.

In Figura 3.6 è riportata la massa del bosone Z così ottenuta.

Successivamente è stato trovata la miglior Δm_Z calcolata come:

$$\Delta m_{Z_{\text{best}}} = m_{Z_{\text{jets}}} - m_Z \quad (3.1)$$

dove $m_{Z_{\text{jet}}}$ rappresenta la massa del bosone Z ottenuto sommando vettorialmente i quadrimomenti dei jet e m_Z è il valore atteso di $91.1876 \text{ GeV}/c^2$, come riportato dal Particle Data Group. A questo punto è stato possibile selezionare i jet che restituiscono la migliore massa del bosone Z ed effettuare un ulteriore taglio sugli eventi.

In Figura 3.7 è mostrato l'andamento della massa del bosone Z così ricavato.

Il bosone Z così ottenuto è utilizzato per la ricostruzione del bosone di Higgs.

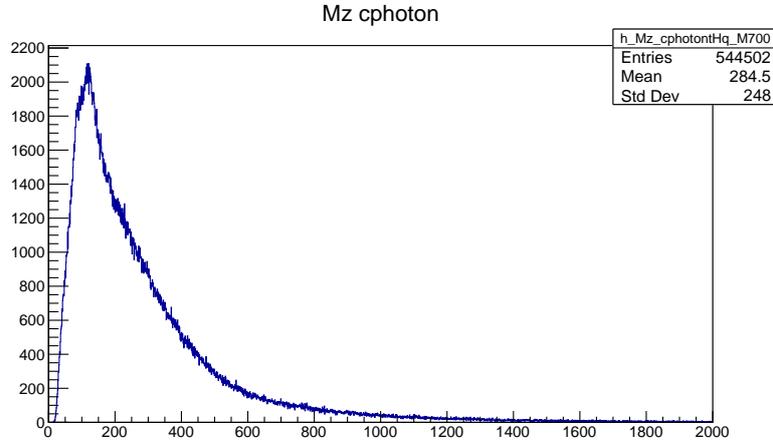


Figura 3.6: Massa del bosone Z ricostruita dopo la selezione sui fotoni tramite i jet che hanno superato la selezione sul momento trasverso e sul jetID per l'ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$

3.3.4 Il bosone di Higgs

Il quadrimomento del bosone di Higgs viene ottenuto sommando vettorialmente i quadrimomenti dei jet che restituiscono la miglior massa del bosone Z e il quadrimomento del fotone. Per eliminare alcuni eventi di coda prima di ricostruire il bosone di Higgs ci si è ulteriormente ristretti ai casi in cui l'intervallo per la massa invariante del bosone Z fosse:

$$80 \text{ GeV}/c^2 < M_Z < 100 \text{ GeV}/c^2 \quad (3.2)$$

Visto che i dati analizzati presentano una moltitudine di stati finali in cui sono prodotti fotoni, per la ricostruzione dell'Higgs si è scelto di restringersi a eventi in cui ci fosse un solo fotone, selezionando quello con momento trasverso maggiore tra tutti per evento. Tra questi rimasti sono stati poi selezionati quelli con un momento trasverso $p_T > 30 \text{ GeV}/c$, e la variabile positiva $mvaID-WP80$, descitta nella sezione 3.3.1.

Dopo aver ricostruito il quadrimomento del bosone di Higgs, per eliminare ulteriori eventi di coda è stato richiesto che $M_{\text{Higgs}} < 140 \text{ GeV}/c^2$.

In Figura 3.8 sono riportati i grafici che rappresentano l'andamento della massa, del momento trasverso e della pseudorapidità η del bosone di Higgs così ricostruito a questo punto della selezione.

Per la ricostruzione del secondo vertice ci si è ristretti ai casi in cui ci fosse almeno un bosone di Higgs.

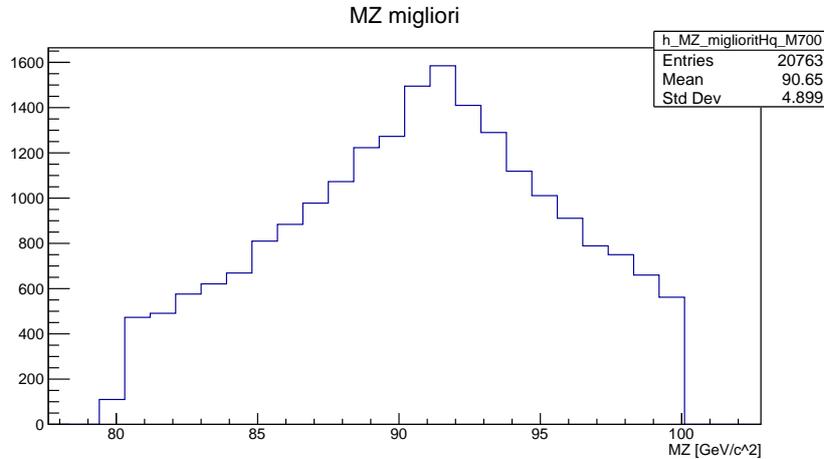


Figura 3.7: Massa del bosone Z calcolata dopo la selezione sui jet migliori per l'ipotesi di massa $700 \text{ GeV}/c^2$

3.4 Ricostruzione del vertice del decadimento $t \rightarrow bW \rightarrow bl\nu$

Il secondo vertice di decadimento presenta un quark top che decade in un quark b e in un bosone W, che a sua volta può decadere in un elettrone e in un neutrino elettronico o in un muone e in un neutrino muonico.

3.4.1 Leptoni

Il secondo vertice del decadimento studiato prevede un canale leptonic, che può essere di tipo muonico o elettronico. La ricostruzione di elettroni all'interno di CMS avviene grazie alla combinazione dell'energia misurata nel calorimetro elettromagnetico (ECAL) e del momento misurato nel sistema di tracking del detector [11]. I muoni invece sono rivelati sia nel sistema di tracking che nel sistema a muoni, essi sono ricostruiti come tracce a partire dalle posizioni in cui i rivelatori hanno individuato un passaggio della particella stessa [12].

Per entrambi i canali considerati è stato effettuato lo stesso taglio di tipo cinematico, cioè si è richiesto un momento trasverso $p_T > 15 \text{ GeV}/c$. Il valore di soglia è stato scelto di modo da eliminare i muoni ed elettroni di fondo, con energie al di sotto della decina di GeV, e da non rigettare i leptoni dai decadimenti del quark top, tipicamente con energie dell'ordine dei 50 GeV.

In seguito per gli elettroni è stato richiesto che tra quelli con momento trasverso maggiore per evento fossero scelti quelli che verificano dei criteri otte-

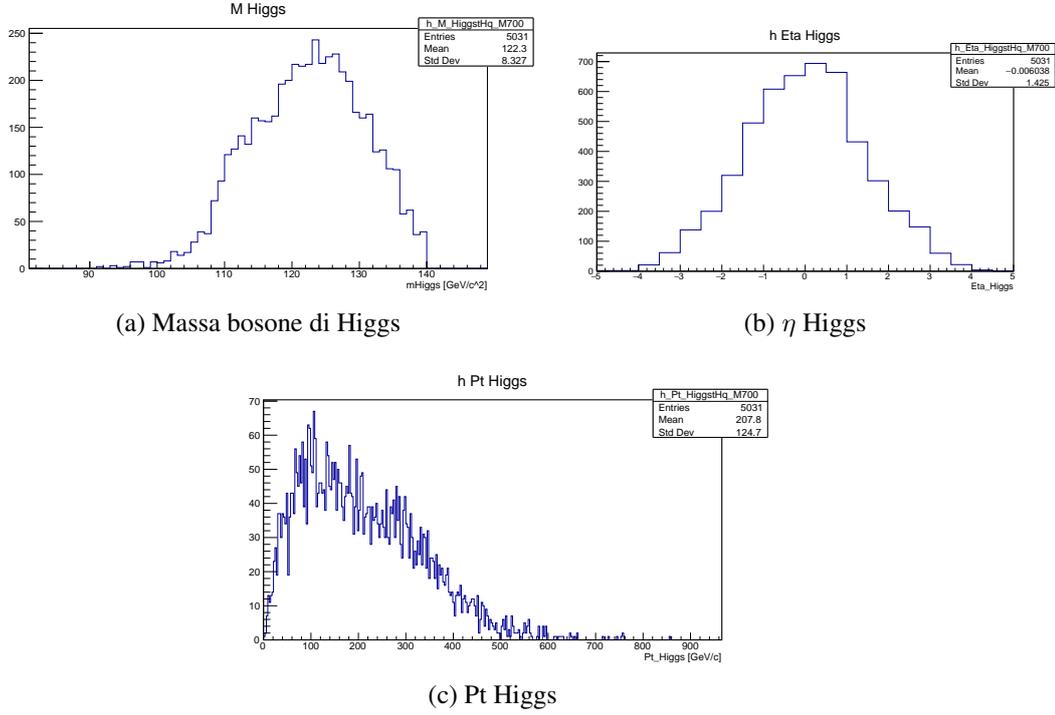


Figura 3.8: Momento trasverso, pseudorapidità e massa del bosone di Higgs per l'ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$

nuti da richieste fatte sequenzialmente su un gruppo di variabili selezionate per identificare elettroni che provengono da un bosone W o Z.

Queste informazioni sono racchiuse nella variabile *Electron-Cut-based* che risulta essere positiva nel caso di una corretta identificazione, nulla altrimenti. Si è inoltre studiata la distanza angolare ΔR tra gli elettroni selezionati e il fotone utilizzato per la ricostruzione del bosone di Higgs

$$\Delta R_{el,\gamma} = \sqrt{(\Delta\phi_{el,\gamma}^2) + (\Delta\eta_{el,\gamma}^2)} \quad (3.3)$$

La $\Delta R_{el,\gamma}$ viene utilizzata per avere un'ulteriore discriminante tra elettroni e fotoni. Questi ultimi infatti possono essere ricostruiti sia come elettroni che come fotoni, in quanto la maggior parte della ricostruzione per entrambi avviene tramite rilasci nel calorimetro elettromagnetico. Se un elettrone ed un fotone sono sovrapposti spazialmente è possibile che rappresentino lo stesso oggetto, a causa di una identificazione avvenuta in modo errato. Dunque si rimuove questa ambiguità.

In Figura 3.9 è riportato l'andamento della $\Delta R_{el,\gamma}$.

Dal grafico si nota che il picco sullo 0 è molto elevato, per ridurre il numero di casi in cui elettroni e fotoni sono sovrapposti spazialmente, e quindi confusi,

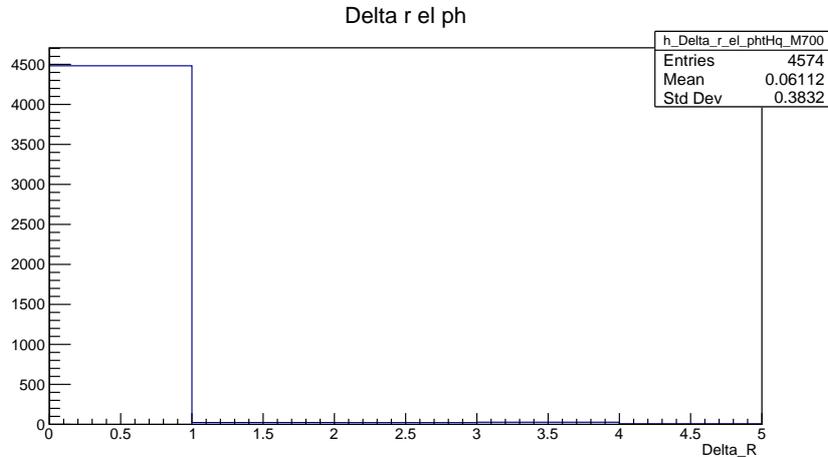


Figura 3.9: Distanza angolare tra elettroni e fotoni

è necessario restringerci ai casi in cui la $\Delta R_{el,\gamma}$ supera una certa soglia, come vedremo nella sezione 3.4.3.

I muoni sono rivelati sia nel sistema di tracking che nel sistema a muoni, in questo caso sono stati ricostruiti con criteri mediamente stringenti tra quelli individuati dal gruppo di fisica di CMS che si occupa della ricostruzione dei muoni, cioè è stata utilizzata la variabile di identificazione *Muon-mediumID* che risulta positiva nel caso di corretta identificazione, nulla altrimenti. In Figura 3.10 sono riportati i confronti tra il numero di elettroni e muoni prima e dopo i tagli effettuati.

3.4.2 Momento trasverso Mancante

Qualora si studino processi che coinvolgono neutrini, o più in generale particelle che interagendo molto debolmente sono più difficili da rivelare, si deve considerare una quantità detta Momento Trasverso Mancante (p_{Tmiss}) che è legato all'energia persa nel rivelatore.

Ad LHC, e in generale in tutti i collisori di adroni, le componenti x ed y del momento del fascio di protoni sono nulle nel sistema di riferimento del centro di massa, che in buona approssimazione è la stessa del sistema di rivelatori centrati in esso, mentre la componente z è nel caso generale non nulla e comunque non nota a priori per l'interazione fondamentale tra partoni. La conservazione del momento trasverso nel piano x-y ci permette quindi di calcolare momento trasverso mancante di particelle non direttamente rivelabili, la ricostruzione avviene poi tramite algoritmi che usano la somma vettoriale degli impulsi trasversi di tutti gli oggetti ricostruiti. La misura del p_{Tmiss} dipende quindi fortemente da fattori quali

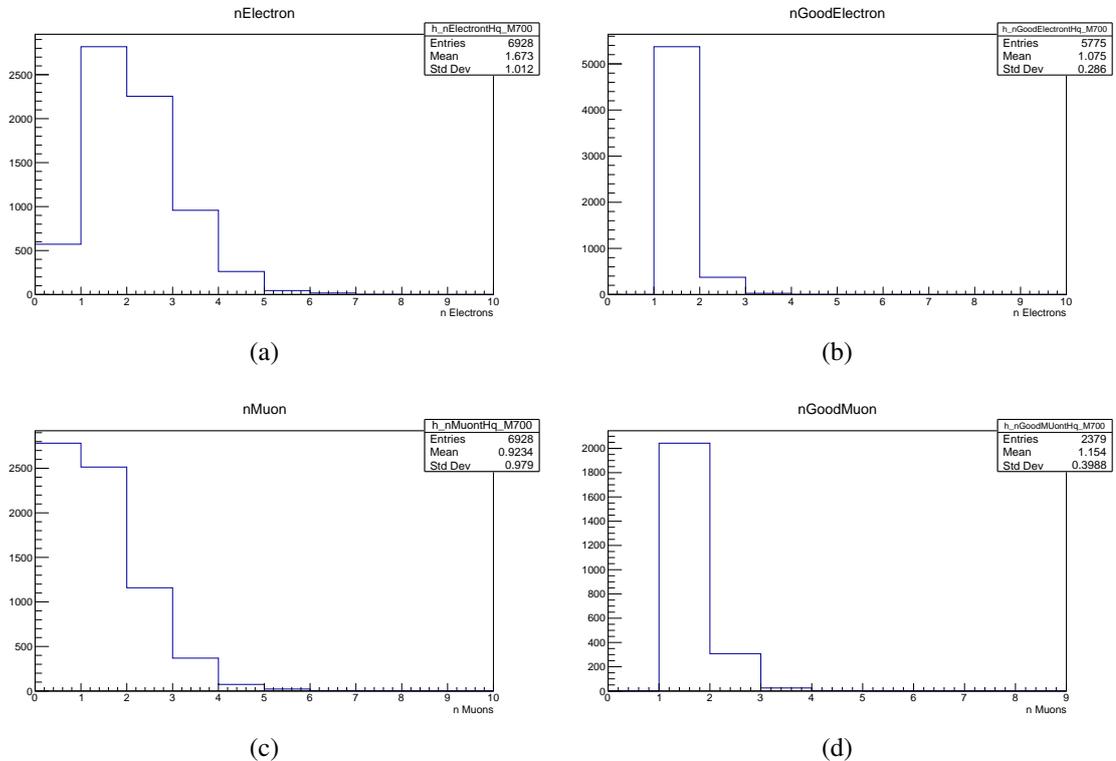


Figura 3.10: Confronto tra numero di elettroni e muoni prima e dopo il taglio per l'ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$

la possibile calibrazione errata o malfunzionamento di parti del rivelatore. In questo caso la misura del momento trasverso è stata interpretata come il momento del neutrino proveniente dal quark top.

Si è dunque visto l'andamento del modulo del $p_{T\text{miss}}$, ovvero la MET, nei casi in cui elettroni o muoni superino la selezione imposta, mostrato in Figura 3.11.

3.4.3 B-tagging

Il secondo vertice d'interazione del decadimento in esame prevede un jet di tipo b, è quindi necessario distinguerlo dai diversi jet provenienti dall'adronizzazione subita dai protoni ad LHC.

Per individuare i jet di tipo b si sfruttano le proprietà di decadimento dei mesoni B, questi sono caratterizzati da una lunga vita media e possono quindi percorrere una distanza dell'ordine delle decine o centinaia di micron. All'interno del detector, di conseguenza ci sarà un vertice di interazione secondario molto distante da quello primario.

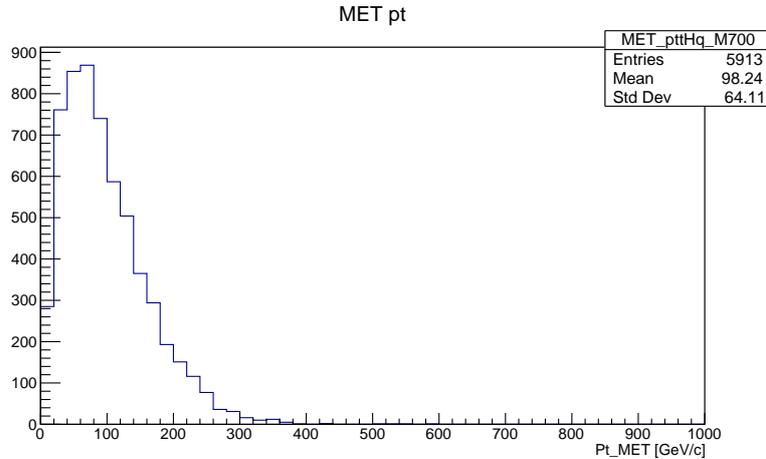


Figura 3.11: Missing Transverse Energy per l'ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$

Per l'individuazione del jet b-tagato l'algoritmo scelto, detto Deep Flavor, sfrutta le proprietà del vertice secondario tramite tecniche di machine learning, producendo una variabile discriminante detta *Jet-btagDeepFlavB* [13]. La soglia scelta per questa variabile in questo lavoro di tesi è stata tale che *Jet-btagDeepFlavB* restituisca un'efficienza di misidentificazione del 10%, il valore di riferimento è stato quello individuato dal gruppo di fisica di CMS che si occupa della ricostruzione di jet di tipo b.

Tra i jet b-tagati sono stati infine selezionati solo quelli con momento trasverso maggiore per ogni evento e che fossero diversi dai jet utilizzati nel primo vertice di interazione per ricostruire il bosone Z. Si è infine richiesto che ci fosse almeno un jet b-tagato e che, nel caso in cui si considera il canale elettronico, la distanza angolare $\Delta R_{e,\gamma}$ tra elettroni, calcolata come nell'equazione 3.3, fosse $\Delta R_{e,\gamma} > 0.2$.

3.4.4 Quark top

Per la ricostruzione del quark top sono stati sommati gli impulsi trasversi dei suoi prodotti di decadimento, cioè dei jet b-tagati, della MET e degli elettroni o dei muoni selezionati precedentemente a seconda del tipo di canale considerato. Si è inoltre richiesto che ci fosse almeno un jet b-tagato nell'evento considerato. In Figura 3.12 è riportato l'andamento del momento trasverso del quark top.

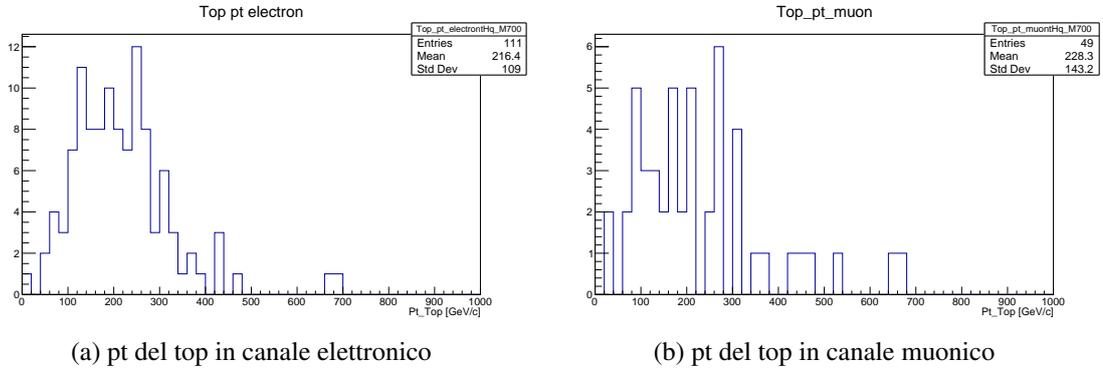


Figura 3.12: Momento trasverso del quark top per l'ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$

3.4.5 Ricostruzione del Vector Like Quark T

Dopo la selezione così effettuata, si riportano in Figura 3.14 le distribuzioni della massa del bosone di Higgs.

L'efficienza di selezione ai diversi di selezione è riportata in Figura 3.15.

Per la ricostruzione della particella T' sono stati sommati linearmente gli impulsi trasversi dei suoi prodotti di decadimento, in questo caso del quark top e del bosone di Higgs per il caso in cui il quark top decade in un canale muonico e per quello in cui decade in un canale elettronico. La variabile così ottenuta è direttamente sensibile alla massa della particella. Dal grafico riportato in Figura 3.13 si vede che il momento trasverso non presenta un picco intorno al valore nullo poiché nonostante i T' siano prodotti maggiormente a riposo il p_T non rappresenta la somma vettoriale dei momenti.

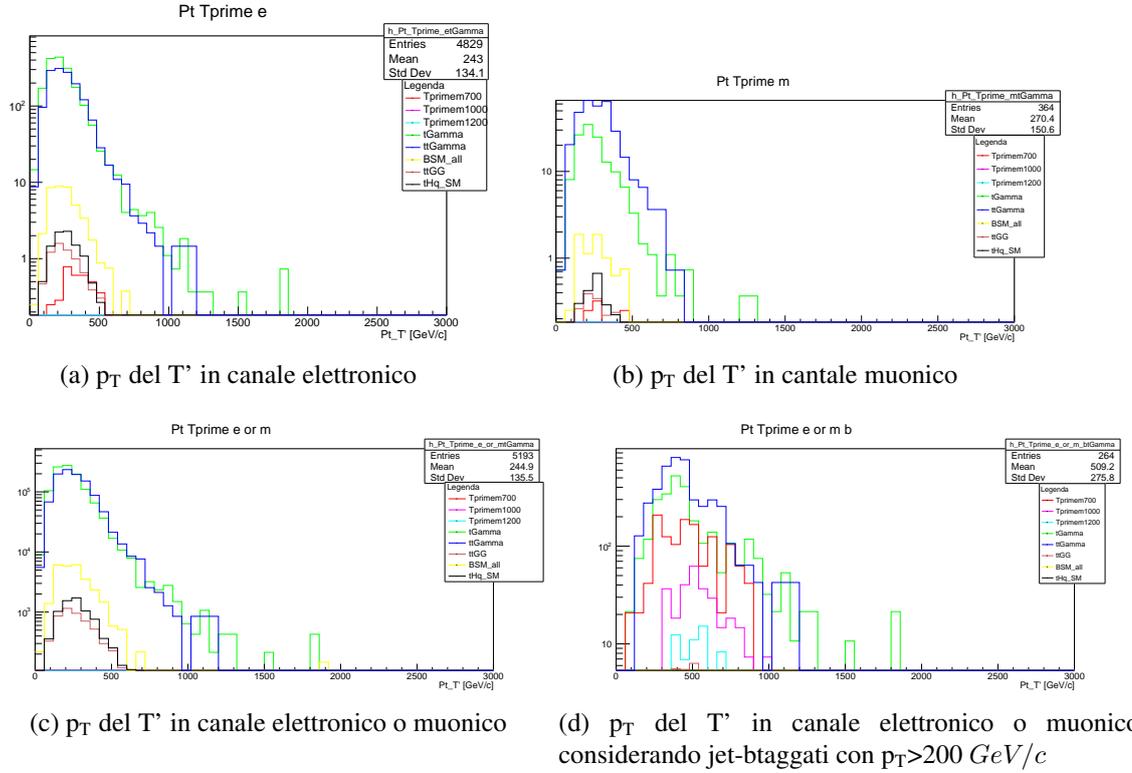


Figura 3.13: Momento trasverso della particella T' considerando il canale elettronico o muoni, normalizzata al numero di eventi per una luminosità di 137 fb^{-1} e per le ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$, $1000 \text{ GeV}/c^2$, $1200 \text{ GeV}/c^2$ e per i fondi $t\gamma$, $\tau\gamma$, $t\tau\gamma\gamma$, $tHq\text{-SM}$, $tHq\text{-BSM}$

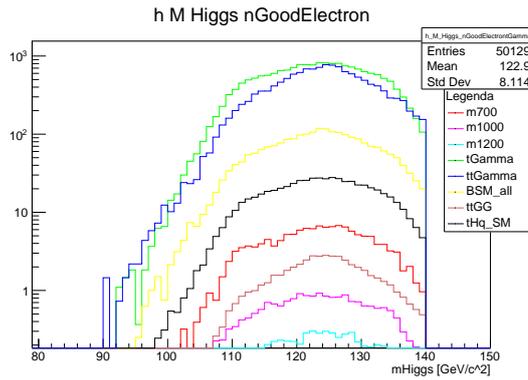
3.4.6 Analisi di segnale

Sono stati infine studiate le distribuzioni del momento trasverso della particella T' alla fine della selezione effettuata in precedenza, normalizzata al numero di eventi totali.

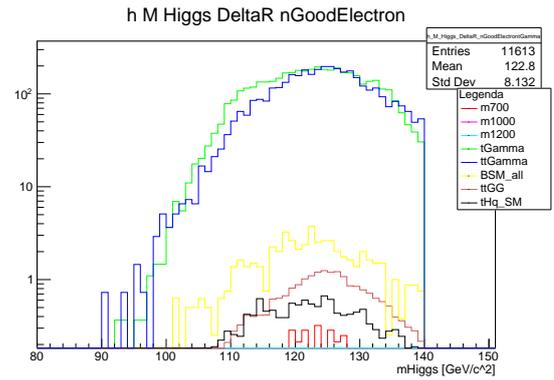
Per studiare i segnali per le ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$, $1000 \text{ GeV}/c^2$ e $1200 \text{ GeV}/c^2$ è stata presa in considerazione la distribuzione del p_T del T' riportata in Figura 3.13d, ottenuto considerando jet b-tagati con un momento trasverso $p_T > 200 \text{ GeV}/c$, selezionando gli eventi al di sopra di una soglia di p_T del T' di $400 \text{ GeV}/c$.

Per lo studio dei segnali del tipo $tHq\text{-SM}$ e $tHq\text{-BSM}$ è stato invece preso in considerazione la distribuzione del p_T del T' riportata in figura 3.13c.

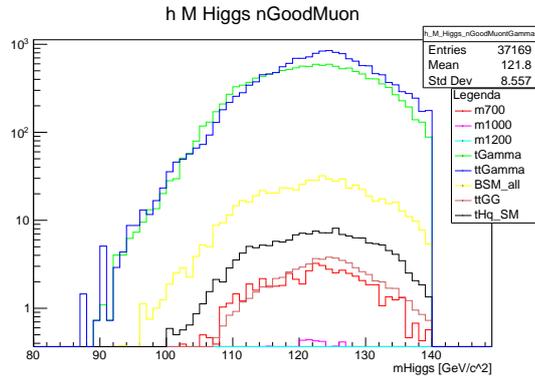
Si è dunque effettuato l'integrale della distribuzione del p_T del T' per ottenere il numero di eventi atteso al variare della luminosità, cioè considerando quella del Run-II, Run-III, per High-Luminosity, descritte nel paragrafo 2.1.1, e per



(a) Higgs in canale elettronico



(b) Higgs in canale elettronico con $\Delta R > 0.2$



(c) Higgs in canale muonico

Figura 3.14: Massa del Bosone di Higgs dopo la selezione fatta sul momento trasverso e dell'ID del canale elettronico e muonico normalizzato al numero di eventi per una luminosità di 137 fb^{-1} per le ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$, $1000 \text{ GeV}/c^2$, $1200 \text{ GeV}/c^2$ e per i fondi $t\gamma$, $tt\gamma$, $tt\gamma\gamma$, $tHq\text{-SM}$, $tHq\text{-BSM}$

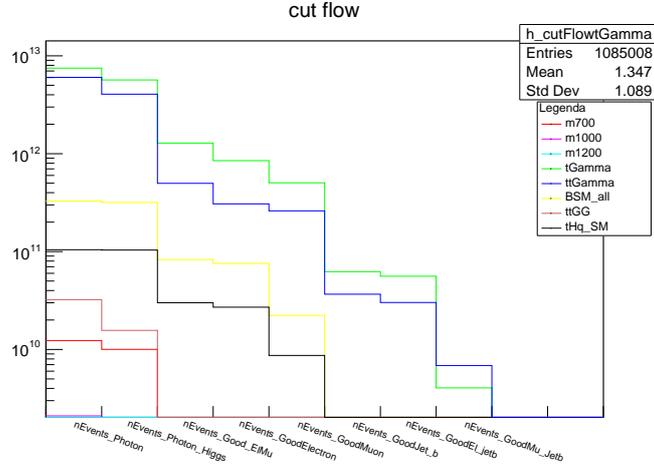


Figura 3.15: In questi grafici sono mostrati le distribuzioni normalizzate al numero di eventiche sopravvivono ad ogni taglio effettuato nell'analisi per una luminosità di 137 fb^{-1} per le ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$, $1000 \text{ GeV}/c^2$, $1200 \text{ GeV}/c^2$ e per i fondi $t\gamma$, $tt\gamma$, $tt\gamma\gamma$, $tHq\text{-SM}$, $tHq\text{-BSM}$

considerando T' con parametro Gamma, ovvero la larghezza di decadimento, pari all'1%, 5%, e 10% della sua massa e per le ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$, $1000 \text{ GeV}/c^2$ e $1200 \text{ GeV}/c^2$. Sono stati inoltre considerati gli eventi che superassero un momento trasverso $p_T > 400 \text{ GeV}/c$

I risultati sono riportati in tabella 3.1. Si nota che per sezioni d'urto e luminosità maggiori il numero di eventi atteso per le diverse ipotesi di massa aumenta.

La stessa analisi è stata effettuata per i $tHq\text{-SM}$, $tHq\text{-BSM}$ e per la somma del numero di eventi dei fondi $t\gamma$, $tt\gamma$ e $tt\gamma\gamma$.

I risultati così ottenuti sono riportati nella tabella 3.2. Anche in questo caso per una luminosità maggiore si ha un maggior numero di eventi aspettato.

L [fb^{-1}]	T'_{m700} 1%(5%, 10%)	T'_{m1000} (5%, 10%)	T'_{m1200} (5%, 10%)
137	1.5 (15.0, 30.0)	0.5 (4.5, 8.9)	0.1 (1.3, 2.5)
4×10^2	4.4 (43.7, 87.4)	1.30, (13.0, 26.0)	0.4 (3.7, 7.3)
4×10^3	43.68 ,(436.8, 873.6)	13.0, (130.1, 260.2)	3.65, (36.5, 73.1)

Tabella 3.1: Numero di eventi attesi considerando jet b-tagati con un $p_T > 200 \text{ GeV}/c$ per l'ipotesi di massa di $700 \text{ GeV}/c^2$, $1000 \text{ GeV}/c^2$ e $1200 \text{ GeV}/c^2$, considerando T' con parametro Gamma pari all'1%, 5%, e 10% della sua massa al variare della luminosità del Run-II, Run-III e High-Luminosity e per eventi che superano una soglia di $400 \text{ GeV}/c$

L [fb^{-1}]	B	tHq-BSM	tHq-SM
137	3704.45	49.2	12.9
4×10^2	10815.9	143.7	37.5
4×10^3	108159	1437.3	375.6

Tabella 3.2: Numero di eventi attesi per i segnali tHq-StandardModel e tHq-BeyondStandardModel al variare della luminosità del Run-II, Run-III e High-Luminosity

Sono anche state studiate le significances del numero di eventi al variare della luminosità, ricavati come:

$$Significance = \frac{S(L)}{\sqrt{S(L) + B(L)}} \quad (3.4)$$

dove S rappresenta il numero di eventi attesi dei segnali per le diverse ipotesi di massa e dei tHq-SM ,tHq-BSM e B rappresenta il numero totale di eventi per i fondi $t\gamma$, $tt\gamma$ e $tt\gamma\gamma$

La Significance indica la significatività di un segnale rispetto al fondo, in letteratura l'evidenza del segnale studiato si ha se la Significance è almeno di 3σ , che corrispondono alla probabilità che la fluttuazione dei fondi sia 1.35×10^{-3} .

Per calcolare la significatività, sono stati selezionati eventi con un momento trasverso del jet b-tagato $p_T > 200 \text{ GeV}/c$ e un momento trasverso del T' $p_T > 400 \text{ GeV}/c$. Nel caso della ricerca del tHq non risonante, sia SM che BSM, questi requisiti non sono stati applicati.

Nella tabella 3.3 sono riportate le Significance ottenute per le diverse ipotesi di massa calcolate considerando T' con parametro Gamma, ovvero la larghezza di decadimento, pari all'1%, 5%, e 10% della sua massa, al variare della luminosità e selezionando gli eventi al di sopra di una soglia di p_T del T' di $400 \text{ GeV}/c$ al variare della luminosità.

Nella tabella 3.4 sono riportate le Significance ottenute per i segnali tHq-SM e tHq-BSM.

L [$fb-1$]	S (T'_{m700}) 1%(5%, 10%)	S (T'_{m1000}) (5%, 10%)	S(T'_{m1200}) (5%, 10%)	B
137	0.11 (1.1, 2.1)	0.03 (0.3, 0.6)	0.01 (0.1, 0.2)	174
4×10^2	0.19 (1.8, 3.6)	0.06, (0.6, 1.12)	0.016, (0.16, 0.32)	508
4×10^3	0.6 ,(5.8, 11.3)	0.18 , (1.8, 3.6)	0.05, (0.5, 1.01)	5080

Tabella 3.3: Significance per il T' considerando $bjet$ con un $p_T > 200$ GeV/c per l'ipotesi di massa di 700 GeV/c², 1000 GeV/c² e 1200 GeV/c² e per T' con parametro Gamma pari all'1%, 5%, e 10% della sua massa considerando gli eventi al di sopra di una soglia di p_T del T' di 400 GeV/c, al variare della luminosità del Run-II, Run-III e High-Luminosity.

L [$fb-1$]	B	S tHq-BSM	S tHq-SM
137	3704.45	0.8	0.2
4×10^2	10815.9	1.4	0.4
4×10^3	108159	4.3	1.1

Tabella 3.4: Significance per i segnali tHq -StandardModel e tHq -BeyondStandardModel ottenuta selezionando gli eventi al di sopra di una soglia di p_T del T' di 400 GeV/cal variare della luminosità del Run-II, Run-III e High-Luminosity.

Conclusioni

Il Modello Standard (MS) è la teoria che attualmente meglio descrive le particelle fondamentali e le loro interazioni. Numerose prove sperimentali nel corso degli anni ne hanno confermato la validità, inoltre con le ricerche al LHC è stato possibile testare il MS a nuove energie, e cercare al contempo indizi di nuova fisica.

Per trovare una soluzione ad alcuni problemi ancora aperti nel campo della fisica fondamentale o di frontiera sono state formulate teorie che prevedono l'esistenza di nuove particelle chiamate *Vector Like Quarks* (VLQs). L'esperimento *Compact Muon Solenoid* è uno dei quattro esperimenti a *Large Hadron Collider* che grazie all'energia del centro di massa raggiunta potrebbe essere in grado di provare l'esistenza dei VLQs.

In questo lavoro di tesi è stato studiato un canale che produce un singolo VLQ che decade in un quark top e in un bosone di Higgs, che a sua volta decade nel canale raro $H \rightarrow \gamma Z$.

Questo lavoro di tesi è suddiviso in tre parti: un primo capitolo che descrive il Modello Standard e la fisica oltre il Modello Standard di interesse per questa ricerca, concentrandosi sulla descrizione dei VLQs; un secondo capitolo che descrive la struttura di LHC e in particolare l'esperimento CMS; un terzo capitolo che illustra la ricostruzione del processo in esame e mostra i risultati dell'analisi effettuata sui processi di simulazione Monte Carlo.

Lo scopo dello studio di questo processo era quello di offrire una stima della sua potenzialità nello studio di canali di nuova fisica.

L'analisi ha richiesto la ricostruzione degli oggetti fisici coinvolti nel decadimento procedendo per differenti passi di selezione a seconda degli oggetti fisici considerati. Il primo vertice del decadimento prevede un bosone di Higgs che decade in un fotone e in un bosone Z, che produce a sua volta cascate di decadimento adroniche. Il secondo vertice di decadimento prevede un quark top che decade in quark bottom e un bosone W che a sua volta decade in un leptone carico e un neutrino. Il neutrino si manifesta come energia mancante alla chiusura cinematica dell'evento. Il canale leptonic può essere di tipo elettronico, muonico o tauonico, ma in questi lavoro di tesi sono stati studiati solo i primi due.

Alla fine della ricostruzione è stato possibile avere una previsione del numero degli eventi attesi con una particella T' nello stato finale che soddisfa i requisiti di qualità individuati.

L'analisi è stata eseguita considerando T' con parametro Gamma, ovvero larghezza di decadimento, pari all'1%, 5%, e 10% della sua massa e per proiezioni di luminosità maggiori di quelle attualmente raggiunte ad LHC nel Run-II.

Nelle stesse condizioni si è infine studiata la significatività nella regione di segnale, per le diverse ipotesi di massa del T' e per i segnali che prevedono processi di produzione non risonante di coppie quark top-bosone di higgs secondo il modello standard e in scenari BSM.

Si è dunque visto che in numerosi scenari si potrebbe avere evidenza di nuova fisica anche solo attraverso l'uso di questo canale con il Run-III o l'High Luminosity ad LHC.

Possibili sviluppi futuri di questa analisi prevedono lo studio di decadimenti adronici del quark top e leptonici della Z .

Questo studio va ad unirsi alle ulteriori ricerche svolte attualmente su canali di decadimento che prevedono questi stati finali per aumentare la possibilità di trovare nuova fisica con la luminosità raggiunta ad LHC.

Bibliografia

- [1] Tanabashi, M., et al. Review of particle physics (2018).
- [2] Sirunyan, A. M., et al. Search for associated production of a higgs boson and a single top quark in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Phys. Rev. D*, 99:092005 (2019). doi:10.1103/PhysRevD.99.092005.
- [3] Aguilar-Saavedra, J. A., et al. Handbook of vectorlike quarks: Mixing and single production. *Phys. Rev. D*, 88:094010 (2013). doi:10.1103/PhysRevD.88.094010.
- [4] Evans, L. and Bryant, P. LHC machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08001–S08001 (2008). doi:10.1088/1748-0221/3/08/s08001.
- [5] Collaboration, T. A., et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08002–S08002 (2008). doi:10.1088/1748-0221/3/08/s08002.
- [6] Collaboration, T. A., et al. The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08003–S08003 (2008). doi:10.1088/1748-0221/3/08/s08003.
- [7] Collaboration, T. L., et al. The LHCb detector at the LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08005–S08005 (2008). doi:10.1088/1748-0221/3/08/s08005.
- [8] Collaboration, T. C., et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08004–S08004 (2008). doi:10.1088/1748-0221/3/08/s08004.
- [9] Khachatryan, V., et al. Search for the associated production of a higgs boson with a single top quark in proton-proton collisions at
$$\sqrt{s} = 8\text{TeV}$$

. *Journal of High Energy Physics*, 2016(6) (2016). ISSN 1029-8479. doi:10.1007/jhep06(2016)177.

- [10] Performance of photon reconstruction and identification with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV. *Journal of Instrumentation*, 10(08):P08010–P08010 (2015). doi:10.1088/1748-0221/10/08/p08010.
- [11] Performance of electron reconstruction and selection with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV. *Journal of Instrumentation*, 10(06):P06005–P06005 (2015). doi:10.1088/1748-0221/10/06/p06005.
- [12] Sirunyan, A., et al. Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV. *Journal of Instrumentation*, 13(06):P06015–P06015 (2018). doi:10.1088/1748-0221/13/06/p06015.
- [13] Sirunyan, A., et al. Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV. *Journal of Instrumentation*, 13(05):P05011–P05011 (2018). doi:10.1088/1748-0221/13/05/p05011.

Ringraziamenti

Ci tengo a ringraziare il prof. Orso, fonte di inesauribile pazienza e disponibilità, per avermi guidato in questi mesi e per avermi trasmesso la bellezza e la passione in questo lavoro. Le ore di debugging sarebbero state molte di più e molto più brutte senza il suo aiuto.

Ringrazio la mia famiglia: mia madre per essere stata il mio supporto ed avermi trasmesso tutta la forza che riesco ad avere ora, le mie sorelle per essere state sempre presenti quando ce n'era bisogno, per aver reso bello il tornare a casa. Grazie ai miei nonni, che hanno sempre creduto in me.

A Matteo, Alessandro, Antonella, la mia compagna Mcl, Maria Gazia e Bern, gli amici di una vita.

A Federica, un'amica, la coinquilina migliore che potessi avere, un'altra sorella.

A Meri, sei una delle persone più belle che ho conosciuto in questi anni. Un'amica sincera, un supporto costante, grazie per avermi capita ed esserci sempre stata.

A Luca, se i gin tonic che abbiamo bevuto assieme potessero parlare non basterebbero altre 10 pagine. Ma prima di arrivare a quelli, grazie per avermi fatto capire cos'è l'Auletta, che anche scendere Via Cinthia a piedi può essere bello e per aver avuto per me non le parole che volevo sentire, ma quelle di cui avevo bisogno. Aspettami a Barcellona, avrò un regalo per la tua nuova cucina.

A Tonia, la mia seconda mamma, regina dei lunghissimi messaggi vocali. Sei un punto di riferimento, una persona degna di stima quanto di affetto. Penso che tutti nella vita dovremmo essere un po' più come te.

Lino, sei una delle persone più buone e contemporaneamente forti che conosco. I pomeriggi in quarantena erano belli con te e le playlist lo-fi hip-hop. Grazie per esserci stato dal primo giorno di corsi, quando ti vidi fuori le aule A, ad ora.

A Giovanni, senza di te non avrei bevuto così tanti succhini pesca e mango (con una goccia di latte). Grazie per esserci stato nel momento in cui eravamo più lontani e per avermi fatto sentire come se non fosse così, e per tutte quelle volte in cui dico di no a qualcosa e mi fai cambiare idea.

A Marco, sei sempre riuscito a strapparmi un sorriso quando ne avevo bisogno, a vedere oltre la superficie delle cose.

A Eleonora, abbiamo condiviso i momenti più belli e più brutti di questi ultimi anni, da $PV=nRT$ fino a qui. Grazie per aver creduto in me fin dall'inizio.

A Paolo, la prima persona incontrata il mio primo giorno a Monte Sant'Angelo. Grazie per avermi insegnato che non ci sono cose impossibili, ma basta impegno e un grande ingegno bacolese.

Alle $S\pi$ ice tutte, il più bel gruppo di persone che potessi trovare tutte insieme.

Alla mia seconda famiglia dell'Auletta: Plumarco, Milena, Giampo, Miki, Gianluca, Fabiana e Mario (i vicini di casa che ho sempre voluto), Vittorio e le sue storie, Mattia e tutte le volte che chissà come non è morto, Fabio e Anna Maria, Camilla, Emanuele, Sara, Elena, avete tutti contribuito a farmi sentire a casa.

Ai PONYs, ho imparato tanto e vissuto esperienze bellissime che non avrei fatto altrimenti.

A Michele, sono arrivata fino a qui avendoti sempre a fianco, pronto a tenermi nei momenti più difficili e a gioire con me in quelli più belli. Sono sicura che questo non cambierà. Sei un pezzo del mio cuore.

All'Auletta π , la mia terza casa. Mi hai dato un piccolo posto nel mondo, fatto capire cos'è e cosa non è l'università. La prova che degli ideali possono rendere un luogo molto più di questo e farti sentire parte di qualcosa di bello.

