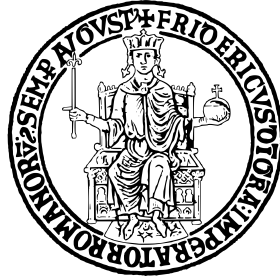


UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI
“FEDERICO II”



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 Materia Oscura prodotta in associazione ad un
quark top singolo con il rivelatore CMS ad LHC in stati
finali leptonici

Relatore:
Dott. Alberto Orso Maria Iorio

Candidato:
Chiara Di Blasi
Matr. N85001163

Anno Accademico 2020/2021

Indice

Introduzione	2
1 Modello Standard	5
1.1 Le particelle elementari	5
1.2 Le interazioni fondamentali	8
1.2.1 Interazione elettromagnetica	9
1.2.2 Interazione forte	10
1.2.3 Interazione debole	11
1.3 Oltre il Modello Standard	13
2 Materia Oscura	14
2.1 Prove di esistenza	14
2.1.1 Curve di rotazione galattiche	15
2.1.2 <i>Lensing</i> gravitazionale	16
2.1.3 Cosmologia di precisione	17
3 LHC	19
3.1 Caratteristiche e funzionamento	19
3.2 L'esperimento CMS	22
3.2.1 Sistema di riferimento	22
3.2.2 Sottorivelatori	24
3.3 Modelli di ricerca di Materia Oscura ad LHC	27
4 Ricerca di Materia Oscura prodotta in associazione ad un quark top singolo	30
4.1 Ricostruzione degli oggetti fisici e analisi dati	31
4.1.1 Parte visibile	32
4.1.2 Parte invisibile	36
4.2 Significatività dell'analisi	38
Conclusioni	41

Introduzione

A partire dagli anni '30 del secolo scorso, osservazioni di natura cosmologica ed astrofisica hanno portato a formulare l'esistenza, nell'Universo, di materia di natura differente da quella ordinaria: la Materia Oscura. Queste stesse evidenze hanno consentito di definire una serie di proprietà che dovrebbero caratterizzare la Materia Oscura, ma nessuna particella del Modello Standard, ovvero l'attuale teoria dei componenti fondamentali della materia e delle loro interazioni, risponde ai requisiti in questione. Dunque, la ricerca di particelle candidate di Materia Oscura richiede la formulazione di teorie *beyond the Standard Model*, ossia oltre il Modello Standard o *Standard Model*.

Se la massa delle particelle di Materia Oscura fosse accessibile alle scale di energia dei moderni acceleratori di particelle, si potrebbero ricercare tali candidate nei prodotti di esperimenti di collisione. Questo tipo di processi è di fatto oggetto di ricerca dell'esperimento *Compact Muon Solenoid* (CMS) presso il *Large Hadron Collider* (LHC) al CERN di Ginevra.

Il lavoro di tesi consiste nella ricerca di un processo di produzione di Materia Oscura in associazione ad un quark top singolo in eventi di collisione protone-protone. In questo canale al quark top si accoppia una nuova particella ϕ , che a sua volta decade in una coppia di particelle stabili di Materia Oscura $\chi \bar{\chi}$.

A tale scopo è stata condotta un'analisi su simulazioni Monte Carlo di eventi di segnale e del principale processo di fondo che ne imita la segnatura sperimentale nel rivelatore. Gli eventi di collisione protone-protone sono stati simulati nelle condizioni di presa dati del Run II di LHC, corrispondenti ad un'energia del centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ed una luminosità integrata di 137 fb^{-1} .

Le particelle di Materia Oscura, eventualmente prodotte nella collisione, non possono essere osservate direttamente, dal momento che esse interagiscono poco con la materia ordinaria, quindi sfuggirebbero ai rivelatori. Infatti, nel rilevare questi eventi di produzione *beyond the Standard Model*, l'analisi si propone di osservare un eccesso nella *missing transverse energy* (MET), corrispondente ad un aumento dell'energia mancante nel piano trasverso alla linea del fascio, rispetto al fondo di eventi *Standard Model*.

Il seguente lavoro è articolato in quattro capitoli:

- nel Capitolo 1 viene introdotto il Modello Standard;

- nel Capitolo 2 vengono elencate le prove di esistenza della Materia Oscura e le sue caratteristiche;
- nel Capitolo 3 viene descritto LHC ed in particolare l'esperimento CMS;
- nel Capitolo 4 vengono riportati i criteri e i risultati dell'analisi effettuata per la ricerca di particelle candidate di Materia Oscura.

Capitolo 1

Modello Standard

La materia che fino ad ora è stata osservata direttamente nell'Universo risulta essere costituita da elementi di base, chiamate particelle elementari, e governata da quattro forze fondamentali. Il Modello Standard [1–3] è la teoria che attualmente meglio descrive queste particelle e tre delle quattro interazioni fondamentali tramite la Cromodinamica Quantistica o *Quantum Chromo Dynamics* (QCD) e la teoria unificata delle interazioni elettrodeboli o *Modello Glashow-Weinberg-Salam* (GWS). In particolare il Modello Standard include le forze elettromagnetica, forte e debole, spiega l'interazione tra le particelle di materia in termini di scambio di particelle mediatrici, ma lascia fuori da questo schema unificato la gravità. Per quanto riguarda la fisica delle particelle, alle scale coinvolte l'effetto della gravità è così debole da essere trascurabile, per questo il Modello Standard ha spiegato con successo una serie di risultati sperimentali e previsto con precisione un'ampia varietà di fenomeni. Sviluppata nei primi anni '70, è una teoria di gauge basata sul gruppo di simmetria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$: nel Modello Standard si richiede che la lagrangiana di particelle libere sia invariante rispetto ad una trasformazione locale di tale gruppo di simmetria.

1.1 Le particelle elementari

Il Modello Standard classifica le particelle di materia - unità di base costituenti la materia ordinaria - e i mediatori delle forze debole, elettromagnetica e forte, in 17 particelle elementari (*Figura 1.1*), cosiddette perché nel modello si suppone che siano prive di struttura interna, come confermato entro gli attuali limiti sperimentali. Le particelle elementari del Modello Standard [4] possono innanzitutto essere classificate in base al *postulato di simmetrizzazione per particelle identiche* ed al *teorema spin-statistica*, per cui si distinguono :

- **fermioni**: hanno funzioni d'onda totalmente antisimmetriche, hanno spin semintero e seguono la statistica di Fermi-Dirac. Sono gli elementi costitutivi della

materia ordinaria;

- **bosoni**: hanno funzioni d'onda totalmente simmetriche, hanno spin intero e seguono la statistica di Bose-Einstein. Sono i mediatori delle interazioni.

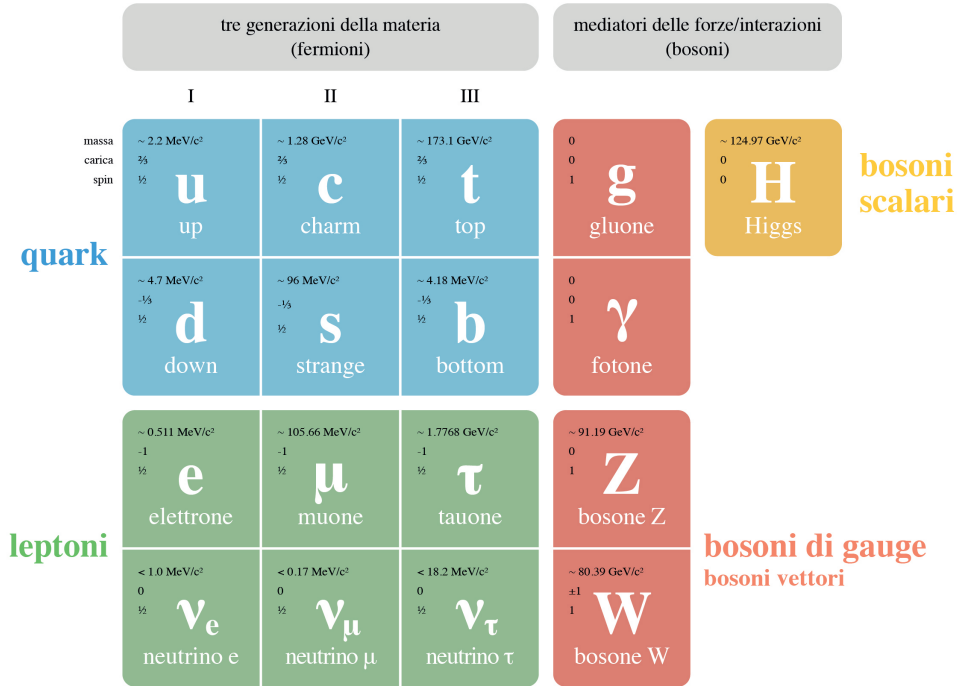


Figura 1.1: Particelle elementari del Modello Standard

I fermioni si suddividono a loro volta in **leptoni** (carichi e neutri) e **quark** [5].

I leptoni sono fermioni a spin $\frac{1}{2}$ raggruppati in 3 famiglie, ciascuna delle quali comprende una coppia leptone carico-leptone neutro associato. I leptoni carichi, elettrone (e), muone (μ) e tauone (τ), hanno tutti carica -1 in unit  di carica elettrica dell'elettrone e possono avere interazione debole ed elettromagnetica, mentre i neutrini (leptoni neutri ν_e, ν_μ, ν_τ), avendo carica elettrica 0, sono capaci solo di interazione debole. Agli elementi di ciascuna famiglia   associato un numero quantico detto numero leptonico di famiglia, rispettivamente L_e, L_μ, L_τ .

Famiglia	L_e	L_μ	L_τ
(e^-, ν_e)	+1	0	0
(μ^-, ν_μ)	0	+1	0
(τ^-, ν_τ)	0	0	+1

Tabella 1.1: Numero leptonico di famiglia

Il Modello Standard prevede la conservazione del numero leptonico di famiglia nei processi consentiti, sebbene non esista una simmetria nota associata a tale legge di conservazione.

Famiglia	Leptone	Massa (MeV/c^2)	Q/e
I	e^-	0,511	-1
	ν_e	$< 2 \times 10^{-6}$	0
II	μ^-	105,66	-1
	ν_μ	$< 0,19$	0
III	τ^-	1777	-1
	ν_τ	18,2	0

Tabella 1.2: Carica e massa dei leptoni

Nel Modello Standard i neutrini sono privi di massa, tuttavia l'evidenza sperimentale delle oscillazioni dei neutrini richiede che la loro massa sia diversa da zero. A ciascuno dei sei leptoni è associato un rispettivo antileptone, una particella con uguale massa, ma con tutti i numeri quantici (carica, numero leptonico di famiglia, ...) invertiti.

I quark sono fermioni a spin $\frac{1}{2}$, hanno carica frazionaria (in unità di carica elettrica dell'elettrone) e non sono mai stati osservati come particelle libere. Ne esistono di 6 tipi: u (up), d (down), s (strange), c (charm), b (bottom o beauty), t (top o truth). Sono capaci di interazione debole ed elettromagnetica, come i leptoni carichi, e sono i soli fermioni elementari finora noti che possono interagire per mezzo della forza forte. Sono le entità di base costituenti gli adroni, particelle composite che risentono dell'interazione forte, classificate in barioni (protone, neutrone, ...) e mesoni. Agli adroni contenenti il quark strange, viene associato un nuovo numero quantico detto *stranezza*, che si determina tenendo conto che al quark s è associata stranezza -1 . Come i leptoni, i quark sono raggruppati in tre famiglie o generazioni e a ciascun quark è associato un rispettivo anti-quark con uguale massa e tutti i numeri quantici (numero barionico, stranezza, ...) invertiti. Secondo il modello a quark statico, barioni e mesoni sono rispettivamente composti da 3 quark (qqq) e una coppia quark-antiquark ($q\bar{q}$). Ad ogni quark è associato un numero quantico detto numero barionico che vale $B = \frac{1}{3}$, per cui i barioni hanno $B = 1$ ed i mesoni hanno $B = 0$.

Generazione	Particella	Massa (MeV/c^2)	Q/e
I	u	$1,5 - 3 \times 10^{-3}$	$2/3$
	d	$3 - 5 \times 10^{-3}$	$-1/3$
II	c	$1,25 \pm 0,1$	$2/3$
	s	$95 \pm 25 \times 10^{-3}$	$-1/3$
III	t	$174,2 \pm 3,3$	$2/3$
	b	$4,2 - 4,7$	$-1/3$

Tabella 1.3: Carica e massa dei quark

Per ovviare alla contraddizione con il Principio di esclusione di Pauli (postulato di simmetrizzazione per fermioni indipendenti) nel caso di barioni composti da tre quark identici, si associa a questi ultimi un ulteriore grado di libertà, la *carica di colore*, tale che ogni quark (antiquark) può trovarsi in tre possibili stati di colore (anticolore) e la combinazione di tre colori (rosso, verde e blu) è neutra.

L'interazione tra le particelle di materia appena descritte è spiegata in termini di scambio di bosoni mediatori di spin 1, caratteristici di ogni forza fondamentale inclusa nel Modello Standard:

- i fotoni (γ) sono i mediatori delle interazioni elettromagnetiche. Sono bosoni a spin 1 ed hanno massa nulla;
- i bosoni W^\pm e Z sono i mediatori delle interazioni deboli di corrente carica e di corrente neutra. Hanno spin 1, massa di $80,41 \text{ GeV}/c^2$ (W^\pm), $91,19 \text{ GeV}/c^2$ (Z) e carica elettrica rispettivamente e , $-e$ e 0 ;
- i gluoni (g) sono i mediatori delle interazioni forti. Sono bosoni a spin 1 ed hanno massa nulla.

A differenza dei gluoni, i fotoni e i bosoni W^\pm e Z esistono anche liberi come particelle *reali*.

Il bosone di Higgs (H) conferisce la massa a tutte le particelle elementari del Modello Standard mediante il *Meccanismo di Higgs* [6], inclusi i mediatori W^\pm e Z . Ha spin 0 e massa $126 \text{ GeV}/c^2$.

1.2 Le interazioni fondamentali

In fisica delle particelle, la forza è descritta da una Teoria Quantistica di Campo o *Quantum Field Theory* (QFT). Il processo di interazione viene schematizzato attraverso i diagrammi di Feynmann, in cui si distinguono: vertici, ovvero i punti dello spazio-tempo in cui avviene l'interazione, in cui devono conservarsi l'energia, l'impulso, la carica elettrica e il numero leptonic; linee esterne che descrivono particelle reali (rivelabili); linee

interne che descrivono particelle virtuali che mediano l'interazione (non rivelabili). Le particelle sono rappresentate con una linea concorde con asse temporale, le antiparticelle con una linea discorde all'asse temporale. I diagrammi di Feynmann consentono di calcolare le ampiezze di transizione in un processo di scattering o di decadimento, quindi le sezioni d'urto e le costanti di decadimento. A questo scopo ai vertici di interazione dei diagrammi si associano dei fattori di vertice, e l'intensità dell'interazione è data da tale coefficiente di accoppiamento. Questi coefficienti non sono costanti a tutte le scale di energia: l'intensità relativa delle interazioni fondamentali dipende dalla massa del mediatore e in definitiva dalla scala di energia in gioco. Ad energie relativamente basse rispetto alla scala delle masse dei bosoni mediatori W^\pm e Z , l'interazione debole è la meno intensa delle tre forze che rientrano nel Modello Standard e seguono per intensità crescente la forza elettromagnetica e la forza forte, mentre ad energie dell'ordine dei 100 GeV (dunque dell'ordine di m_W^\pm ed m_Z) le interazioni elettromagnetiche e deboli hanno la stessa intensità. Tale risultato ha suggerito una possibile unificazione delle due interazioni. L'unificazione elettrodebole fu elaborata attorno agli anni '60 ad opera di S.L. Glashow, S. Weinberg ed A. Salam. Energie ancora più elevate, lontane dai limiti sperimentali attuali, potrebbero consentire una ulteriore unificazione delle interazioni fondamentali, includendo anche la forza forte.

Le proprietà di simmetria di un sistema fisico giocano un ruolo cardine nella teoria delle interazioni fondamentali incluse nel Modello Standard: sono connesse alle leggi di conservazione di grandezze fisiche attraverso l'invarianza di una legge fisica rispetto ad una determinata operazione di simmetria. Tutti i processi forti, deboli ed elettromagnetici conservano l'energia-impulso, la carica elettrica, il numero barionico, il numero leptonic di famiglia. Evidenze sperimentali hanno constatato che non tutte le interazioni sono invarianti per parità (P), coniugazione di carica (C) ed inversione temporale (T) e non tutte conservano la stranezza (S) e la terza componente dell'isospin I_3 .

1.2.1 Interazione elettromagnetica

L'interazione elettromagnetica tiene gli elettroni legati all'interno dell'atomo. A livello fondamentale può avvenire tra tutte le particelle elettricamente cariche e non ne cambia il sapore. Ha range infinito come conseguenza del fatto che il mediatore di tale interazione è un bosone di massa nulla: il fotone. L'accoppiamento elettromagnetico ai vertici di interazione è dato, ad energie relativamente basse, dalla costante di struttura fine $\alpha \approx \frac{1}{137}$. La teoria quantistica di campo che descrive l'interazione elettromagnetica è l'Elettrodinamica Quantistica o *Quantum Electro Dynamics* (QED), secondo cui la particella carica soggetta all'interazione non esiste "nuda", ma essa assorbe e riemette continuamente fotoni virtuali. In presenza di un'altra carica, talvolta il fotone viene assorbito da quest'ultima e si ha l'interazione tramite lo scambio del fotone.

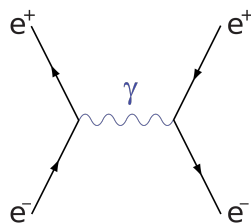


Figura 1.2: Diagramma di Feynmann per l'annichilazione elettrone-positrone.

Possono anche avvenire processi chiamati fluttuazioni del vuoto, in cui il fotone crea una o più coppie di particelle virtuali che successivamente annichilano. Questo fenomeno, noto come polarizzazione del vuoto per via dell'analogia con la polarizzazione che si osserva in un dielettrico, è responsabile del cosiddetto *running* di α , per cui l'intensità dell'accoppiamento al vertice dell'interazione cresce al crescere del quadrimpulso trasferito. La QED è una teoria di gauge basata sul gruppo di simmetria $U(1)$. Le interazioni elettromagnetiche sono invarianti per parità, coniugazione di carica ed inversione temporale, conservano la stranezza e la terza componente dell'isospin.

1.2.2 Interazione forte

L'interazione forte tiene uniti i componenti del nucleo atomico (protoni e neutroni) e i quark negli adroni. A livello fondamentale, la forza forte è quella che si esercita tra quark, che interagiscono fra loro tramite lo scambio di gluoni. Come i fotoni, i gluoni sono bosoni a massa nulla ma, al contrario dei primi, i secondi non si osservano come particelle libere reali. Questo è responsabile del corto range della forza forte, che è dell'ordine di $10^{-15} m$. La teoria che descrive l'interazione forte è la Cromodinamica Quantistica (QCD) [7], basata sulla carica di colore posseduta dai quark: la forza forte tra quark non dipende dal loro sapore (u, d, s, \dots), che di fatto non cambia per effetto dell'interazione, ma dalla loro carica di colore. Affinché nell'interazione sia possibile tale cambiamento di colore, il gluone (che "porta il colore") deve essere bicoloreto. Da quanto detto segue che, a differenza del fotone (elettricamente neutro), il gluone, che possiede carica di colore, può interagire con sé stesso (Figura 1.3).

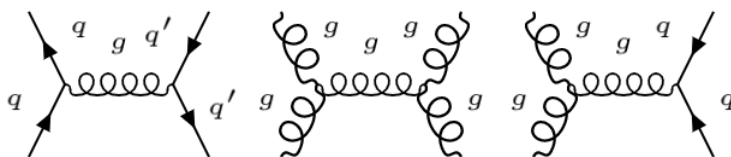


Figura 1.3: Diagrammi di Feynmann in processi di interazione forte. Il fatto che il gluone sia colorato rende possibile l'esistenza di vertici di interazione tra gluoni.

L'interazione gluone-gluone è responsabile di due fenomeni peculiari della QCD: il *confinamento del colore* e la *libertà asintotica*.

Per via del confinamento del colore gli stati adronici non sono colorati e non possono essere osservati quark liberi. Data una coppia quark-antiquark ($q\bar{q}$), le autointerazioni tra gluoni costringono le linee di forza in un tubo di flusso di energia con densità costante. Al crescere della distanza tra gli stessi, l'energia potenziale aumenta proporzionalmente ad r , finché il tubo di flusso di colore non si spezza, creando una nuova coppia $q\bar{q}$. Le coppie in questione si ricombinano in adroni (processo di adronizzazione) dando origine ai *jet adronici*, che hanno memoria di energia e impulso dei quark generatori.

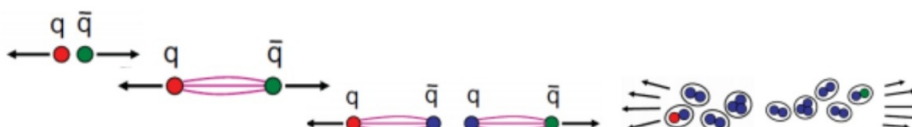


Figura 1.4: Schema del processo di adronizzazione.

Per libertà asintotica si intende la caratteristica per cui l'interazione forte tra quark diventa sempre più debole al diminuire della distanza tra gli stessi. Si tratta di una conseguenza del comportamento *running* del fattore di accoppiamento α_s che, a differenza di α dell'interazione elettromagnetica, decresce al crescere dell'energia (ad alte energie). Questo implica che i quark si muovono all'interno degli adroni come se fossero liberi. La QCD è una teoria di gauge basata sul gruppo di simmetria $SU(3)$. Le interazioni forti sono invarianti per parità, coniugazione di carica ed inversione temporale, conservano la stranezza ma non la terza componente dell'isospin.

1.2.3 Interazione debole

L'interazione debole è responsabile dei decadimenti radioattivi e della fusione nucleare. È sentita da tutti i costituenti fondamentali della materia, sia quark che leptoni. I mediatori dell'interazione debole sono i bosoni carichi W^\pm e il bosone neutro Z , che hanno masse dell'ordine dei 100 GeV e ciò determina il corto range della forza (10^{-18} m). Sono sicuramente deboli quei processi che: coinvolgono i neutrini (che sentono solo l'interazione debole); non conservano la parità, la coniugazione di carica e la stranezza, che invece sono conservate nelle interazioni forti ed elettromagnetiche; violano la simmetria combinata CP [8, 9], dunque per il teorema CPT, affinché sia preservata la simmetria combinata CPT, dovrebbero violare anche la simmetria di inversione temporale T (tale violazione non è stata osservata finora). Le interazioni deboli sono di due tipi: di corrente carica (mediate dai bosoni W^\pm) e di corrente neutra (mediate dal bosone Z). Solo le interazioni deboli di corrente carica possono comportare il cam-

biamento di sapore di quark, mentre i processi di corrente neutra, come le interazioni elettromagnetiche e forti, non determinano un cambiamento di sapore dei quark.

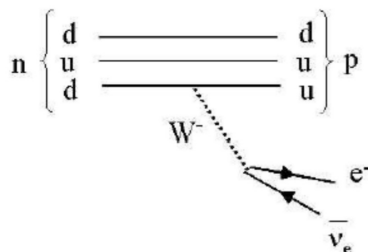


Figura 1.5: Diagramma di Feynmann del decadimento del neutrone (decadimento β^-). Si tratta di un processo semileptonico di corrente carica in cui si osserva un cambiamento di sapore di un quark d del neutrone in quark u.

Alle interazioni deboli di corrente neutra è associato un fattore di vertice g_Z , mentre le interazioni deboli di corrente carica hanno un fattore di vertice dato: da g_W nei vertici che coinvolgono solo i leptoni. In tal caso si dice che l'accoppiamento è universale, perché non dipende dal tipo di leptone carico; dal prodotto tra g_W e un certo fattore (non universale ma dipendente dai quark coinvolti) nei vertici in cui si osserva cambiamento di sapore dei quark. Tali fattori aggiuntivi sono gli elementi della matrice CKM (Cabibbo, Kobayashi e Maskawa), che descrive il fenomeno di *mixing dei quark*, secondo cui l'accoppiamento g_W è universale, ma gli autostati deboli dei quark (d' s' b') sono diversi dagli autostati di massa, cioè i quark "veri" (d s b), ed in particolare ciascuno dei d' , s' e b' è una combinazione lineare (mixing) di d , s e b con coefficienti dati dagli elementi di tale matrice.

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

La matrice CKM è una matrice unitaria complessa (quest'ultima proprietà è richiesta affinché sia possibile la violazione di CP a livello teorico), i cui elementi modulo quadro forniscono la probabilità relativa a un determinato cambiamento di sapore di quark (ad esempio $|V_{ud}|^2$ è la probabilità che il quark d diventi quark u, come accade nel decadimento del neutrone in *Figura 1.5*). Visto che gli elementi di matrice sulla diagonale principale sono molto prossimi ad 1 e quelli *off-diagonal* sono prossimi a 0, sono favoriti i cambiamenti di sapore tra quark appartenenti alla stessa generazione. La teoria dell'interazione debole è basata sul gruppo di simmetria $SU(2)$.

1.3 Oltre il Modello Standard

Nonostante non ci sia stata finora alcuna contraddizione sperimentale con quanto previsto dal Modello Standard, alcune questioni restano irrisolte e la teoria non risulta completamente soddisfacente perché: non discende da un unico principio di simmetria; dipende da molti parametri (costanti di accoppiamento, masse, parametri della matrice CKM, ...) che devono essere determinati sperimentalmente; non c'è una ragione apparente per la quale debbano esistere solo tre generazioni di leptoni e tre di quark; prevede che i neutrini non abbiano massa; non spiega l'asimmetria materia-antimateria nell'Universo, il quale appare costituito di sola materia; non ingloba la forza di gravità; non è chiara la gerarchia nelle masse dei fermioni, che differiscono di molti ordini di grandezza; non prevede particelle o fenomeni responsabili della Materia Oscura e dell'Energia Oscura.

Si è quindi portati a pensare che il Modello Standard sia solo una teoria efficace, un residuo di una teoria più ampia ed è per questa ragione che si formulano teorie oltre il Modello Standard. Tra le più accreditate si distinguono:

- Le teorie di gauge di Grande Unificazione o *Grand Unified Theories* (GUTs) in cui, tenendo conto del comportamento running dei fattori di accoppiamento (di interazione elettromagnetica, debole e forte) al variare dell'energia, se ne estrapola l'andamento ad alte energie, dove dovrebbero convergere a circa 10^{16} GeV. Questo fa pensare che le interazioni elettrodeboli e forti possano essere descritte da un unico gruppo di simmetria, piuttosto che sulla base di tre gruppi distinti, per mezzo di un'unica costante di accoppiamento.
- La Supersimmetria o *Supersymmetry* (SUSY) ipotizza una simmetria fermione-bosone. Una trasformazione di supersimmetria trasforma uno stato bosonico in uno stato fermionico e viceversa, pertanto la SUSY prevede l'esistenza di particelle dette *spartner* con spin che differisce di mezza unità dalla particella *partner* di partenza. Ad esempio un quark, che è un fermione di spin $\frac{1}{2}$, ha uno spartner che è un bosone di spin 0. Inoltre, si prevede che la particella supersimmetrica più leggera sia stabile, elettricamente neutra e che interagisca poco con le particelle del Modello Standard. Queste caratteristiche, che saranno meglio discusse in seguito, rendono tale particella una candidata di Materia Oscura.

Capitolo 2

Materia Oscura

Come discusso nel precedente capitolo, il Modello Standard fornisce un quadro generale dei costituenti elementari della materia attualmente conosciuta, cui d'ora in poi si farà riferimento come *materia ordinaria*. Quest'ultima non corrisponde all'intero contenuto di materia-energia dell'Universo, che, di contro, risulta essere composto per lo più da Materia Oscura ed Energia Oscura. Con la locuzione "Materia Oscura" o "*Dark Matter*" (DM) si intende materia non visibile, cioè che, a differenza della materia ordinaria, non assorbe, riflette o emette radiazione elettromagnetica. Per questa ragione, se ne è dedotta l'esistenza dal solo effetto gravitazionale che sembra avere sulla materia visibile.

2.1 Prove di esistenza

Nonostante la Materia Oscura non produca alcun segnale direttamente rivelabile e nonostante la sua natura sia ancora sconosciuta, osservazioni di natura cosmologica e astrofisica portano a concludere che essa rappresenti il 27% della materia che costituisce l'Universo, contro il 5% costituito da materia ordinaria. I primi indizi dell'esistenza di Materia Oscura risalgono agli inizi degli anni '30, quando l'astronomo Fritz Zwicky intraprese uno studio sistematico dell'ammasso della Chioma (*Coma cluster*) [10]. Zwicky eseguì due tipi di misure indipendenti: stimò la massa totale dell'ammasso in base al numero di galassie che poteva vedere e alla sua luminosità totale, sfruttando una relazione che lega la luminosità di una stella alla sua massa (applicabile, per estensione, anche ad una galassia); stimò la velocità con cui le galassie nella periferia dell'ammasso si muovevano rispetto all'ammasso stesso. Da questa ricavò quale dovesse essere la massa totale necessaria a generare un'attrazione gravitazionale capace di mantenerle in orbita a quella velocità. Quest'ultima stima della massa dell'ammasso risultò essere molto maggiore di quella ottenuta a partire dalla luminosità. Per spiegare questa incongruenza, Zwicky ipotizzò che l'ammasso contenesse anche della massa invisibile, cioè massa che esercita un'attrazione gravitazionale ma non emette luce, non contribuendo

quindi alla luminosità dell'ammasso. Egli chiamò questa componente invisibile Materia Oscura, che stimò essere almeno 500 volte la materia visibile presente nell'ammasso. Successivamente, con l'avvento dell'astronomia a raggi X, si scoprì che gran parte di questa massa mancante era in realtà formata da gas caldi (emettitori di raggi X) ma, anche tenendo conto di questi gas, mancava ancora un contributo significativo al bilancio di massa totale, in quantità pari a circa 5-6 volte la massa visibile dell'ammasso. Inizialmente l'idea di Zwicky non incontrò molto successo e fu ripresa solo a partire dagli anni '70, trovando supporto in quelle che attualmente sono ritenute le prove di esistenza della Materia Oscura [11–13].

2.1.1 Curve di rotazione galattiche

La prima evidenza a sostegno dell'esistenza di Materia Oscura deriva storicamente dalla misura delle curve di rotazione delle galassie. Queste descrivono l'andamento delle velocità rotazionali degli oggetti astrofisici costituenti il sistema, in funzione della loro distanza dal centro della galassia. La dinamica Newtoniana prevede che tale velocità rotazionale vari in funzione del raggio come

$$v(r) = \sqrt{GM(r)/r}$$

dove $M(r) = 4\pi \int \rho(r)r^2 dr$ è la massa contenuta all'interno dell'orbita di raggio r e $\rho(r)$ è il suo profilo di densità. Detto R il raggio della parte visibile della galassia, assumendo che la massa contenuta nella galassia sia solo quella visibile e che la densità sia costante, si ha il seguente andamento atteso per la velocità:

$$\begin{cases} v(r) \propto r & r \leq R & \rho(r) = \rho_0 \\ v(r) \propto \frac{1}{\sqrt{r}} & r > R & \rho(r) = 0 \end{cases}$$

Le curve di rotazione delle galassie sono in genere compatibili con l'andamento lineare atteso per basse distanze, mentre a grandi distanze mostrano un caratteristico andamento costante, che si estende anche molto oltre la parte visibile della galassia. In *Figura 2.1* si osserva, ad esempio, la curva di rotazione per la galassia NGC 6503. La discrepanza osservata può essere spiegata assumendo che esista una componente di massa aggiuntiva alla massa visibile della galassia che non viene rivelata: un *alone* di Materia Oscura, che si estende oltre l'intero disco galattico e che lo contiene. Inoltre è evidente dalle considerazioni fatte precedentemente che affinché si abbia $v(r) = \text{cost}$, deve essere $\rho(r) \propto 1/r^2$. Ovviamente questa densità dovrà decrescere molto più rapidamente oltre un certo raggio in modo da mantenere finita la massa della galassia.

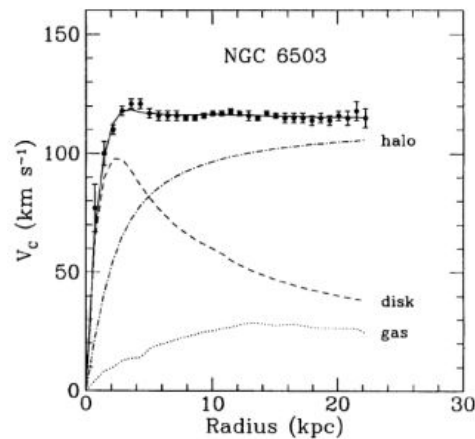


Figura 2.1: Curva di rotazione della galassia NGC 6503. In figura sono riportati l'andamento atteso nell'ipotesi che la galassia sia fatta di sola materia visibile (disk), il contributo del gas (gas) e dell'alone di Materia Oscura (halo) alla curva sperimentale. La distanza dal centro della galassia è misurata in parsec: $1pc \approx 3,26$ anni luce.

2.1.2 Lensing gravitazionale

La teoria della relatività generale di Einstein prevede che la presenza di una massa provochi una deformazione dello spazio-tempo circostante, incurvandolo. Di conseguenza, se tra una sorgente luminosa e un osservatore sulla Terra è interposta una grande quantità di massa, la luce emessa dalla sorgente subirà una deflessione seguendo la curvatura dello spazio-tempo e l'osservatore vedrà un'immagine deformata. Per via dell'analogia con quanto accade per una lente ottica, il fenomeno descritto prende il nome di *lensing gravitazionale*. In *Figura 2.2* è riportato un esempio di immagini prodotte per effetto del lensing.

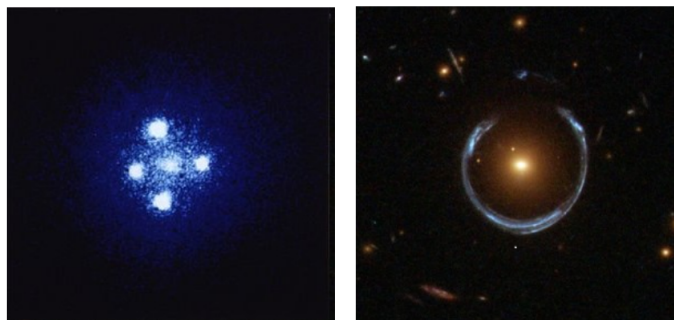


Figura 2.2: Esempio di immagini prodotte per effetto del lensing gravitazionale: a sinistra il lensing produce una immagine quadruplicata della stessa sorgente luminosa, formando una specie di croce detta "Croce di Einstein"; a destra, per via di una maggiore simmetria, piuttosto che una successione discreta di copie della sorgente, si osserva un anello luminoso detto "Anello di Einstein".

Il lensing gravitazionale viene sfruttato per sondare la distribuzione di materia in galassie o ammassi di galassie che siano interposte tra l'oggetto di osservazione e l'osservatore, misurando la geometria della distorsione. Le immagini relative a questo tipo di osservazioni mostrano che le deformazioni osservate non sono ascrivibili alla sola massa visibile e al gas costituenti l'oggetto interposto: ci deve essere della massa aggiuntiva, non visibile e responsabile della produzione di questi intensi campi gravitazionali, la Materia Oscura. Dunque il fenomeno di lensing gravitazionale è una prova dell'esistenza di Materia Oscura e permette di ottenere una mappa della sua distribuzione in galassie ed ammassi di galassie. Ma c'è di più: questo tipo di misure consente di ricavare alcune caratteristiche della Materia Oscura, desumibili dallo studio dello scontro tra due ammassi di galassie. Un ammasso di galassie è composto principalmente da galassie, gas intergalattico e Materia Oscura. Quando i due ammassi collidono: le galassie partecipano poco alla collisione, viste le elevate distanze interstellari; le nubi di gas si scontrano e rallentano rispetto alle galassie, emettendo raggi X per effetto dell'eccitazione prodotta; la Materia Oscura, che circonda i due ammassi di galassie, resta praticamente imperturbata dalla collisione (*Figura 2.3*). Il comportamento della Materia Oscura nello scontro evidenzia che essa non interagisce o interagisce debolmente con sé stessa e con la materia ordinaria.



Figura 2.3: Scontro tra due ammassi di galassie avvenuto circa 100 milioni di anni fa. Si osserva come, dopo lo scontro, il gas intergalattico (rosso) mostra un ritardo rispetto ai due ammassi, circondati da un alone di Materia Oscura (blu), che sostanzialmente non subisce l'effetto della collisione.

2.1.3 Cosmologia di precisione

L'ultima delle tre prove di esistenza è legata alla cosmologia di precisione, che rappresenta la frontiera di studio più moderna. Innanzitutto, la presenza della Materia Oscura nell'Universo si inferisce dallo studio della distribuzione di Radiazione Cosmica di Fondo o *Cosmic Microwave Background* (CMB), radiazione elettromagnetica che pervade l'Universo ad una temperatura di 2.7 K.

In secondo luogo, attualmente si è in grado di mappare l'Universo conosciuto, il quale mostra avere una struttura poco omogenea, che presenta zone più dense e filamenti, a costituire quella che viene comunemente denominata *tela di ragno cosmica*. Sono state fatte delle simulazioni in cui si è rappresentato l'Universo come una scatola contenente al suo interno un numero elevato (dell'ordine del miliardo) di sole particelle di Materia Oscura, interagenti tra di loro soltanto attraverso la forza gravitazionale. Facendo evolvere la simulazione dall'origine dell'Universo ad oggi, viene riprodotta la struttura osservata nella cartografia: alla sua nascita l'Universo era uniforme, quindi le particelle di Materia Oscura sono inizialmente distribuite uniformemente all'interno del cubo; man mano che l'Universo si evolve, queste ultime iniziano ad addensarsi, formando i cosiddetti aloni di Materia Oscura contenenti galassie, ammassi di galassie e superammassi di galassie (*Figura 2.4*). Questo sembra provare che le interazioni gravitazionali di Materia Oscura siano responsabili della struttura a tela di ragno dell'Universo, nella quale si è andata ad incastonare la materia ordinaria.

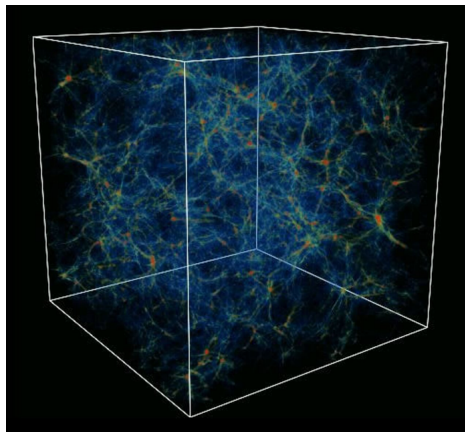


Figura 2.4: Simulazione della tela di ragno cosmica. Piuttosto che essere distribuite casualmente, le galassie tendono a raggrupparsi ai nodi della rete cosmica, rappresentate dalle regioni rosse.

Queste simulazioni si basano su altre due proprietà che devono caratterizzare la Materia Oscura: deve essere "fredda" (*cold dark matter*), cioè lenta rispetto alla velocità della luce, per riuscire a formare l'Universo con un approccio *in bottom up*, ovvero a partire da piccole particelle di Materia Oscura aggregatesi a formare strutture sempre più grandi; deve essere stabile, visto che è presente nell'Universo dalla sua origine.

Capitolo 3

LHC

Il *Large Hadron Collider* è il più grande e potente acceleratore di particelle al mondo. È stato realizzato dal *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) al confine tra Francia e Svizzera a partire dal 1998 ed entrato in funzione nel Settembre del 2008. Ha consentito di confermare, attraverso misure di alta precisione, le previsioni teoriche del Modello Standard e, con la scoperta del bosone di Higgs nel 2012, il *Meccanismo di Higgs* che spiega l'origine della massa delle particelle elementari. Attualmente lo scopo principale di LHC è quello di rispondere ai quesiti irrisolti nell'ambito del Modello Standard.

3.1 Caratteristiche e funzionamento

LHC è un acceleratore circolare di adroni lungo 27 km e posto all'interno di un tunnel sotterraneo a circa 100 m sotto il livello del mare. Rappresenta l'ultima aggiunta al complesso di acceleratori del CERN, in cui si fanno collidere protoni e ioni pesanti, collimati in fasci di alta intensità ed alta energia. L'energia di progetto per i due fasci di protoni è di 7 *TeV* ciascuno, corrispondente ad una velocità degli stessi pari a 0,999999991 volte la velocità della luce nel vuoto e ad una energia del centro di massa di 14 *TeV*. Attualmente si raggiungono 13 *TeV* di energia del centro di massa. L'intensità dei fasci collidenti è connessa al concetto di *luminosità*, uno dei parametri fondamentali che caratterizzano un acceleratore. La *luminosità istantanea* è definita come il coefficiente di proporzionalità tra il numero di eventi di collisione per unità di tempo o *rate* (\mathcal{R}) e la sezione d'urto (σ) che è connessa alla probabilità del processo in esame:

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{R}}{\sigma}$$

La sezione d'urto ha le dimensioni di una superficie e di solito si misura in barn (1 *barn* = 10^{-24} cm^2), quindi \mathcal{L} ha le dimensioni di $b^{-1} s^{-1}$. Mentre la sezione d'urto è una caratteristica del tipo di processo in esame ed in quanto tale è fissata per un dato processo,

la luminosità istantanea è una caratteristica dell'apparato sperimentale che può essere opportunamente aumentata al fine di ottenere maggiore statistica anche in eventi rari.

La *luminosità integrata*

$$L = \int_{\Delta t} \mathcal{L} dt$$

si misura in b^{-1} e consente di determinare il numero di eventi con una determinata sezione d'urto in uno specifico intervallo di tempo Δt : $N = \sigma L$.

Ad LHC i fasci viaggiano in "pacchetti", detti *bunch*, ciascuno contenente un numero di protoni N_p e con una frequenza di rivoluzione f . Detti k_B il numero dei bunch, γ il fattore di Lorentz per i protoni, σ^* la sezione trasversa dei bunch, F un fattore geometrico che tiene conto dell'angolazione a cui si incontrano i fasci e, supposto un profilo gaussiano dei fasci, la luminosità istantanea dipende dai precedenti parametri come

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4\pi\sigma^*} F$$

Da quando è stato costruito, LHC è stato soggetto a diversi upgrade, arrivando a produrre complessivamente una luminosità integrata di circa $150 fb^{-1}$ durante il secondo periodo di presa dati, il cosiddetto Run II, tra gli anni 2015 e 2018. Un ulteriore miglioramento della luminosità è previsto durante il prossimo Run III, con circa $400 fb^{-1}$ di luminosità e si prevede di raggiungere i $4000 fb^{-1}$ entro il 2027 con il progetto *High Luminosity - Large Hadron Collider* (HL-LHC).

La sorgente di protoni coinvolti nella collisione è costituita da atomi di gas di idrogeno privati dei loro elettroni mediante l'impiego di un campo elettrico. I protoni così prodotti vengono immessi nel complesso di accelerazione che, in ordine di attraversamento, si compone di: un *Linear particle Accelerator* (LINAC2), un *Proton Synchrotron Booster* (PSB), un *Proton Synchrotron* (PS) ed un *Super Proton Synchrotron* (SPS), in cui i protoni vengono accelerati raggiungendo rispettivamente energie di $50 MeV$, $1,4 GeV$, $26 GeV$ e $450 GeV$. A questo punto i protoni vengono immessi in LHC, dove i due fasci viaggiano in direzioni opposte in due diversi tubi e si fanno collidere una volta raggiunta l'energia di regime. I tubi sono mantenuti ad un vuoto spinto di $10^{-6} mbar$ e sono dotati di magneti superconduttori, in particolare: 1232 dipoli magnetici per curvare i fasci, mantenendo una traiettoria circolare; 392 quadrupoli magnetici per collimarli; esapoli, ottupoli e decapoli per correggere ulteriormente la traiettoria dei protoni.

Per poter funzionare, tali magneti superconduttori, attraversati da una corrente di $11 kA$ e in grado di produrre intensi campi magnetici di $3,8 T$, necessitano di una temperatura di $1,9 K$. L'intero circuito è infatti raffreddato dal più imponente impianto di refrigerazione al mondo realizzato con circa 96 tonnellate di 4He superfluido.

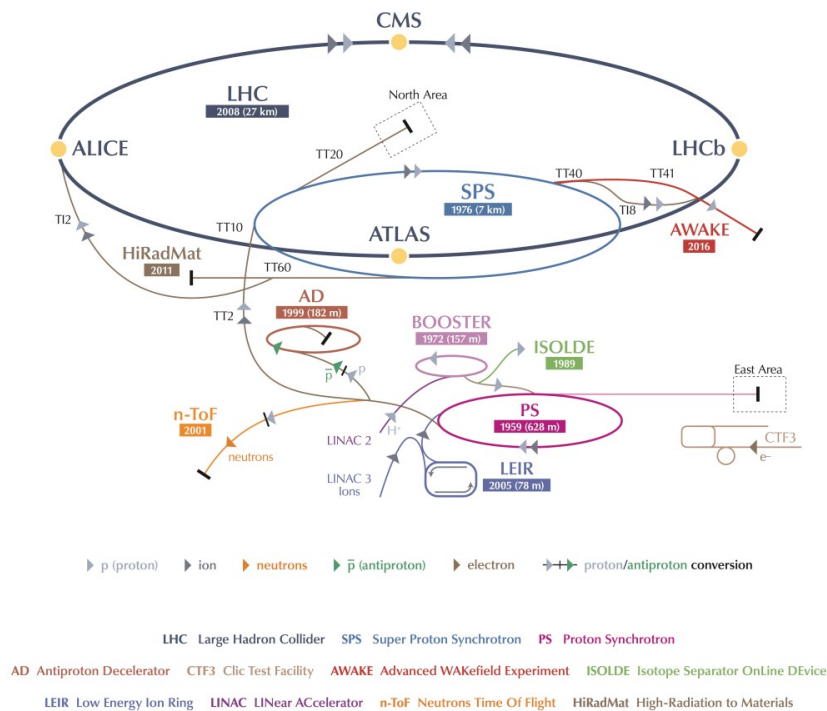


Figura 3.1: Complesso di acceleratori del CERN.

I fasci di protoni si incontrano in quattro punti distinti di LHC, dove sono collocati i quattro esperimenti principali:

- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*) è un rivelatore *general purpose* dedicato allo studio delle collisioni di ioni pesanti, in particolare collisioni Pb-Pb, con una energia nel centro di massa per coppia di nucleoni pari a $2,76 \text{ GeV}$. In queste condizioni estreme di densità di energia e temperatura, la materia nucleare si presenta sotto forma di un plasma di quark e gluoni deconfinati, cioè non più confinati negli adroni. Questo consente di ricreare condizioni simili a quelle dei primi istanti di vita dell'Universo, subito dopo il Big Bang [14].
- **ATLAS** (*A Toroidal LHC Apparatus*) è un rivelatore *general purpose*, progettato per studiare una vasta gamma di fenomeni: da misure di precisione del Modello Standard allo studio di fenomeni che potrebbero coinvolgere nuova Fisica, come la ricerca di particelle Supersimmetriche o particelle di Materia Oscura. Con i suoi 46 m di lunghezza e 25 m di diametro è il più grande esperimento di LHC [15].
- **CMS** (*Compact Muon Solenoid*) è un rivelatore *general purpose* che condivide gli stessi obiettivi di ATLAS, ma progettato con tecnologie diverse. I due esperimenti differiscono principalmente per la configurazione dei magneti nel sistema

di rivelazione dei muoni, che nel primo caso è solenoidale e nel secondo caso è toroidale, come suggerisce il nome stesso. CMS verrà descritto con maggiore dettaglio nella sezione 3.2. Il bosone di Higgs è stato rivelato per la prima volta nel 2012 negli esperimenti ATLAS e CMS, dove è ancora oggetto di studi.

- **LHCb** (*Large Hadron Collider Beauty Experiment*) è specializzato nello studio della fisica del quark b. In particolare, tra i suoi obiettivi più importanti vi è lo studio della violazione della simmetria CP nei processi con adroni contenenti il quark b. Questi studi possono aiutare a spiegare l'asimmetria materia-antimateria nell'Universo. È l'unico dei quattro esperimenti principali in cui la collisione avviene tra due fasci di differente energia: uno è all'energia di regime di LHC (fino a 7 TeV) e l'altro è all'energia di iniezione (i 450 GeV raggiunti in uscita dall'SPS) [17].

3.2 L'esperimento CMS

Il *Compact Muon Solenoid* [16] è un rivelatore di particelle dal design compatto di forma cilindrica, lungo 21,5 m e di 15 m di diametro, centrato in uno dei punti di incrocio dei fasci di LHC. Uno dei suoi componenti più importanti è l'enorme magnete solenoidale superconduttore, intorno al quale è costruito il resto dell'apparato, che genera un intenso campo magnetico. Quest'ultimo è confinato da un "giogo" di ferro o *iron yoke* che costituisce la maggior parte del peso del rivelatore. A differenza degli altri rivelatori di LHC costruiti *in situ*, CMS è stato costruito a livello del suolo in 15 differenti sezioni, poi calate e riassemblate nella caverna sotterranea che attualmente lo ospita. Dispone di un complesso sistema di sottorivelatori che consentono di misurare traiettorie, masse, cariche, momenti ed energie delle particelle prodotte nella collisione di adroni, fatta eccezione dei neutrini che possono essere rivelati solo come energia mancante. Tali particelle non hanno una direzione di produzione privilegiata rispetto al punto di collisione, pertanto CMS è realizzato in modo da coprire quasi l'intero angolo solido: presenta una struttura cilindrica coassiale al fascio detta *barrel* e due "tappi" alle estremità che coprono le regioni più vicine ai fasci detti *endcap*.

3.2.1 Sistema di riferimento

Il sistema di riferimento utilizzato in CMS è un sistema di coordinate cartesiane destrorso, centrato nel punto di collisione e avente: asse x diretto orizzontalmente verso il centro dell'anello di LHC; asse y diretto lungo la verticale e verso l'alto; asse z diretto orizzontalmente lungo la direzione del fascio, nel verso antiorario di rotazione del fascio. Il piano x-y così individuato è detto piano trasverso al fascio. Data la geometria cilindrica di CMS ed in generale delle collisioni ad LHC, si preferisce descrivere gli

oggetti fisici ricostruiti all'interno del rivelatore impiegando un sistema di coordinate cilindrico, in cui :

- r è la distanza radiale dall'asse z ;
- φ è l'angolo azimutale nel piano trasverso, con origine sull'asse x e crescente in senso orario guardando nella direzione positiva dell'asse z ;
- θ è l'angolo polare nel piano y - z , con origine sull'asse z e crescente in senso orario guardando nella direzione positiva dell'asse x .

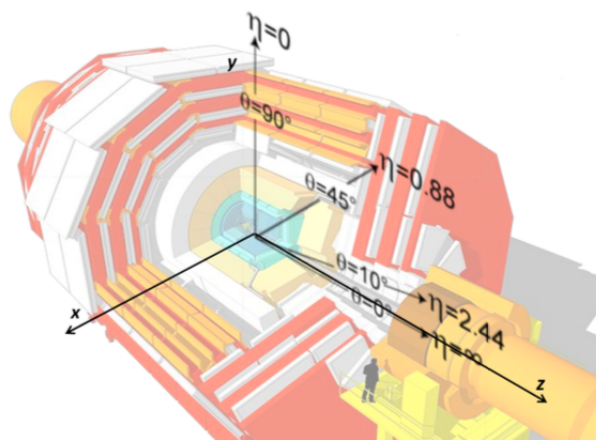


Figura 3.2: Sistema di coordinate cartesiane utilizzato in CMS. In figura è riportata anche la corrispondenza, per alcuni valori notevoli, tra l'angolo azimutale θ e la pseudorapidità η .

Date le energie coinvolte, in genere molto maggiori delle masse invarianti delle particelle del Modello Standard, anche le particelle analizzate nello stato finale si trovano per la maggior parte in regime relativistico. Risulta conveniente in questo caso introdurre una variabile detta *pseudorapidità*

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

che è univocamente legata alla informazione angolare θ , per cui gli oggetti fisici possono essere descritti equivalentemente in termini di (r, η, φ) . Tale variabile ha la proprietà di trasformarsi linearmente sotto boost di Lorentz lungo l'asse z ed è tale che la differenza $\Delta\eta$ tra due particelle relativistiche è invariante. D'altra parte anche $\Delta\phi$ è invariante per boost lungo z , quindi la distanza angolare tra due oggetti nel rivelatore

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2}$$

è invariante per boost lungo z . Il momento e l'energia delle particelle vengono misurati nel piano x - y e si parla rispettivamente di *momento trasverso* $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ ed *energia trasversa*. Un'altra variabile fondamentale, che racchiude l'informazione sugli stati finali non direttamente rivelabili, è quella che gergalmente viene detta energia trasversa mancante o *missing transverse energy* (MET) che sarà meglio descritta nel *Capitolo 4.1*.

3.2.2 Sottorivelatori

Il complesso sistema di sottorivelatori di CMS si compone, partendo dall'asse del cilindro dove avviene la collisione e andando verso l'esterno, di: un Tracciatore o *Tracker*; un Calorimetro Elettromagnetico (ECAL); un Calorimetro Adronico (HCAL); il magnete superconduttore già menzionato e l'*iron joke* che confina il campo magnetico, inframmezzato da Camere Muoniche.

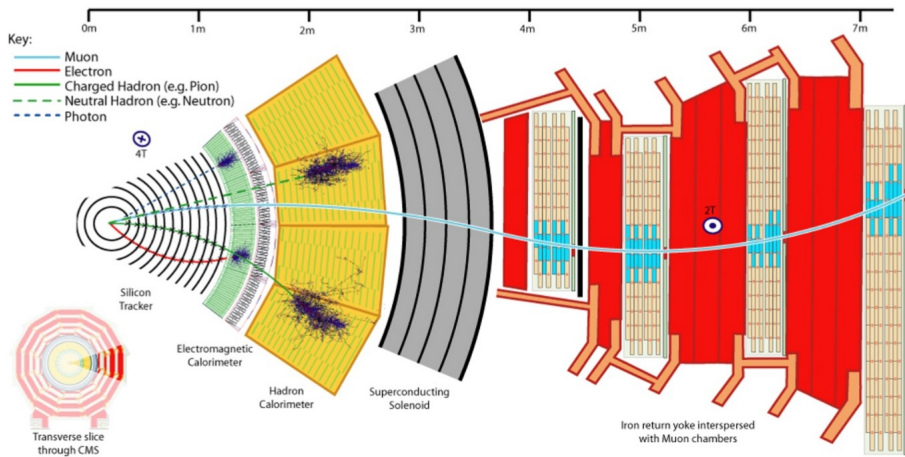


Figura 3.3: Una "fetta" di CMS visto in sezione e i sottorivelatori che lo compongono. Si osserva come CMS è in grado di ricostruire le diverse particelle dalla loro traccia (o assenza di traccia), dalla curvatura della stessa e dal rilascio di energia nei diversi sottorivelatori.

Il *Tracker* permette di ricostruire con elevata precisione la traiettoria di tutte le particelle cariche originate nella collisione. Questo consente, grazie alla presenza del campo magnetico, di misurarne il momento e di ricostruire la posizione dei vertici di interazione primari e secondari. Copre una regione di pseudorapidità $|\eta| < 2,5$ ed è costituito da rivelatori a semiconduttore, realizzati con Silicio drogato. Il principio di funzionamento di base è il seguente: quando le particelle cariche attraversano il mezzo, lo eccitano formando coppie elettrone-lacuna; gli elettroni così prodotti si muovono, per effetto di un campo elettrico applicato, verso dei sensori dove danno luogo ad un impulso elettrico che, opportunamente amplificato, consente di ricostruire la traiettoria della particella

carica di partenza. Per misurare il momento della particella incidente è importante che questo processo le sottragga meno energia possibile. Tali rivelatori sono di due tipologie ("a *pixel*" e "a *microstrips*") e sono presenti sia nel barrel che negli endcap.

Il **Calorimetro elettromagnetico** misura l'energia di particelle che producono sciami elettromagnetici come elettroni e fotoni. È presente sia nel barrel, coprendo una regione di pseudorapidità $|\eta| < 1,5$, che negli endcap in cui $1,5 < |\eta| < 3$ ed è formato da cristalli di materiale scintillante, il tungstato di piombo ($PbWO_4$), caratterizzato da una piccola lunghezza di radiazione che consente l'assorbimento di elettroni e fotoni in circa 20 cm di lunghezza. Le particelle incidenti producono sciami elettromagnetici all'interno del calorimetro, depositando tutta la loro energia nei cristalli per *bremsstrahlung* e produzione di coppia. Questo provoca l'emissione di luce di scintillazione, in quantità proporzionale all'energia dei fotoni o elettroni incidenti.

Il **Calorimetro adronico** permette di misurare l'energia degli adroni (protoni, neutroni, kaoni, pioni, ...) che producono sciami adronici al suo interno. Svolge un ruolo fondamentale nella ricostruzione dei quark, misurando l'energia e la direzione dei *jet*, e nella misura dell'energia trasversa mancante (MET) negli eventi, consentendo di identificare neutrini e nuove particelle non interagenti, come le particelle di Materia Oscura. È presente sia nel barrel che negli endcap, coprendo complessivamente una regione di pseudorapidità $|\eta| < 3$. Negli endcap è presente anche il *Forward Hadron Calorimeter*, un altro tipo di calorimetro adronico il cui funzionamento si basa sull'effetto *Cerenkov*, estendendo la regione di pseudorapidità a $|\eta| < 5.2$.

Il **Magnete superconduttore** è un solenoide composto da spire superconduttrici in grado di generare un campo magnetico che raggiunge i $3,8 T$ nella regione del Tracker, dove è concorde all'asse z , mentre ha verso opposto e modulo pari a circa $1,8 T$ all'esterno del magnete, nella regione delle Camere Muoniche. Questo intenso campo magnetico curva la traiettoria delle particelle cariche prodotte nella collisione, consentendo di misurarne la carica e l'impulso. Per ridurre al minimo gli effetti di bordo e fare in modo che le linee di campo magnetico esterno siano il più possibile uniformi, la bobina è circondata da un giogo metallico realizzato a strati intervallati dalle Camere Muoniche.

Il sistema di **Rivelatori muonici** consente di identificare i muoni prodotti nella collisione, misurarne la quantità di moto (si osservi che il Tracker interno ne fornisce una misura indipendente) ed ha funzione di triggering dell'intero esperimento. La rivelazione dei muoni ha un ruolo cruciale nella distinzione dei processi fisici di interesse rispetto al fondo. I muoni sono particelle cariche caratterizzate da un alto potere penetrante, di conseguenza le dimensioni dei rivelatori muonici devono essere considerevoli.

In particolare il complesso ricopre una superficie di circa 25000 m^2 e una regione pseudorapidità $|\eta| < 2.4$. Il sistema di rivelatori muonici si compone di tre tipologie di rivelatori a gas: Camere a drift o *Drift Tube Chambers* (DT) che misurano la posizione dei muoni con una buona risoluzione spaziale. Si trovano nel barrel; Camere a strip o *Cathode Strip Chambers* (CSC), rivelatori di posizione situati negli endcap. Sono caratterizzate da alta risoluzione, risposta rapida e alta resistenza alla radiazione, visto che negli endcap il *rate* dei muoni è più alto e il campo magnetico non è uniforme; Camere a piatti resistivi o *Resistive Plates Chambers* (RPC), situate sia nel barrel che negli endcap, forniscono una misura dell'impulso dei muoni e l'informazione temporale sul loro passaggio. Tali rivelatori hanno infatti una bassa risoluzione spaziale ma un'ottima risoluzione temporale.

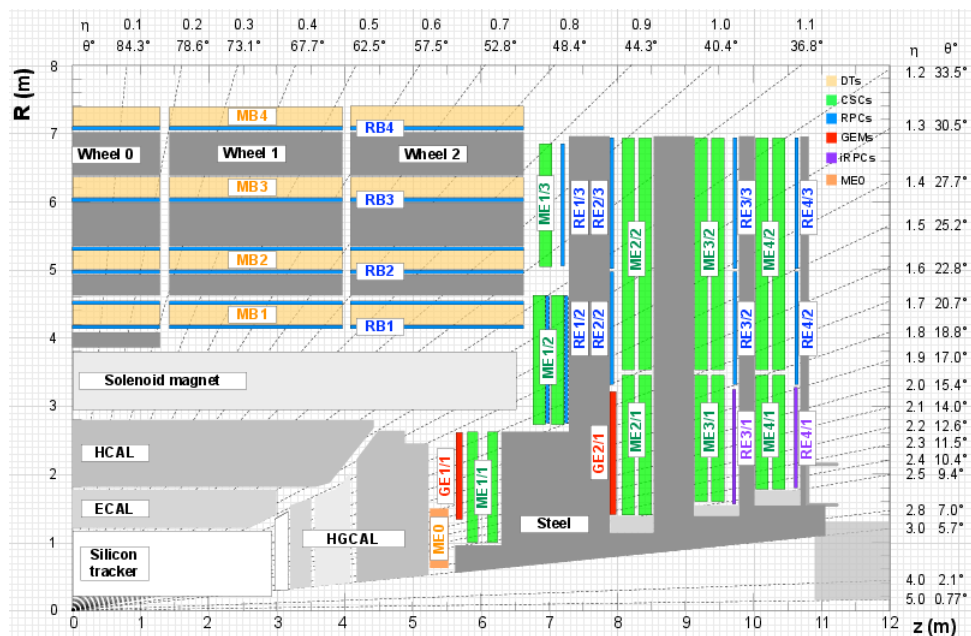


Figura 3.4: Distribuzione del sistema di sottorivelatori in termini della variabile η nelle regioni del barrel e degli endcap.

Ad LHC si ha un alto rate di collisione protone-protone, in particolare i fasci collidono con una frequenza di 40 MHz , quindi ogni 25 ns . Poiché è impossibile archiviare ed elaborare la grande quantità di dati associati al conseguente numero elevato di eventi, si impiega un **Sistema di Trigger** che consente di selezionare solo gli eventi potenzialmente interessanti per l'analisi. Abbassare la frequenza degli eventi permette la scrittura su memoria attraverso un **Sistema di Acquisizione Dati o Data Acquisition System (DAQ)**.

3.3 Modelli di ricerca di Materia Oscura ad LHC

Per ricercare particelle di Materia Oscura si procede su tre fronti: gli esperimenti di rivelazione diretta (*direct detection*) mirano ad osservare eventi di scattering di particelle galattiche di Materia Oscura con particelle del Modello Standard; la rivelazione indiretta (*indirect detection*) consiste nella ricerca di particelle del Modello Standard che siano i prodotti dell'annichilazione di particelle di Materia Oscura; la Materia Oscura può essere prodotta ai collisionatori (*production at colliders*), come prodotto delle interazioni tra due particelle del Modello Standard nelle collisioni.

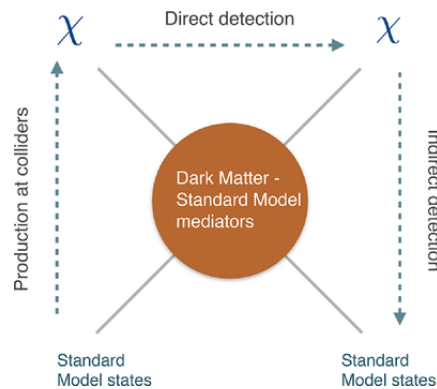


Figura 3.5: Strategie per la ricerca di particelle di Materia Oscura (χ). Le frecce tratteggiate indicano il verso positivo dell'asse temporale relativo a ciascuno dei tre tipi di processi considerati.

Difatti il programma sperimentale di ATLAS e CMS ad LHC include la ricerca di particelle di Materia Oscura in collisioni protone-protone. Visto che le particelle di Materia Oscura non sono direttamente rivelabili, si ricercano eventi di segnale caratterizzati da un eccesso di energia trasversa mancante (MET). La ricerca della Materia Oscura è condotta in molteplici esperimenti delle tre tipologie sopra indicate. Nell'ipotesi che i processi in questione sottendano la stessa Fisica, è possibile confrontare i risultati così ottenuti ed individuare i vantaggi dei diversi approcci. Questo richiede la formulazione di una teoria di Materia Oscura che sia in grado di fornire previsioni nei diversi ambiti. Esiste attualmente un gran numero di modelli di Materia Oscura differenti, tra i quali hanno particolare rilevanza i cosiddetti *modelli semplificati* [18], in grado di descrivere correttamente ed in maniera completa la cinematica della produzione di Materia Oscura al collisionatore.

Queste teorie: contengono un candidato stabile di Materia Oscura (χ); descrivono l'interazione SM-DM come mediata da una nuova particella vettoriale (a), scalare o pseudo-scalare (ϕ) neutra. Con tale nomenclatura si fa riferimento allo spin-parità del mediatore che è rispettivamente 1^- , 0^+ , 0^- ; prevedono che, nei casi scalare e pseudoscalare, gli accoppiamenti più rilevanti siano quelli che coinvolgono il quark top, in particolare si

prevede che la Materia Oscura possa essere prodotta in associazione ad una coppia di quark top ($t\bar{t} + DM$), ma anche in associazione ad un quark top singolo ($t / \bar{t} + DM$).

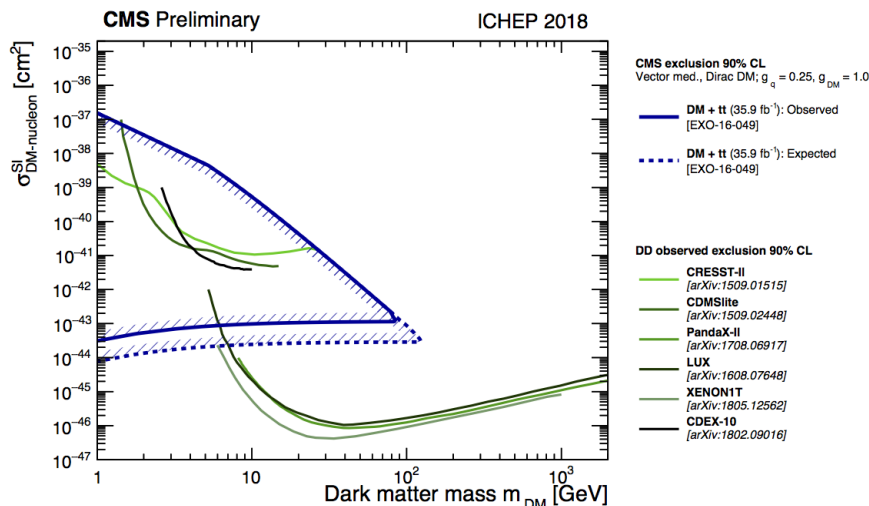


Figura 3.6: Sezioni d’urto DM-nucleone in funzione della massa della particella di Materia Oscura.

In *Figura 3.6* sono riportati i limiti sperimentali di sezione d’urto di scattering DM-nucleone in funzione della massa della particella di Materia Oscura. In particolare si confrontano i risultati ottenuti per rivelazione diretta [19–21] in misure astrofisiche di scattering DM-nucleone e quelli ottenuti per la produzione di Materia Oscura in associazione ad un quark top, in collisioni p-p all’esperienza CMS con 36 fb^{-1} di dati. Nel primo caso si escludono i valori di massa e sezione d’urto corrispondenti alle regioni sovrastanti le curve in verde, mentre la curva blu delimita la regione di esclusione ottenuta prendendo in considerazione tutte le possibili ipotesi di massa del mediatore scalare ϕ . Questi risultati possono essere riportati e confrontati sullo stesso grafico perché i due processi presi in esame sottendono la stessa Fisica: a partire dalla sezione d’urto ai *collider* è possibile risalire alla corrispondente sezione d’urto di *direct detection*, passando per la forza dell’interazione che deve caratterizzare la Fisica del processo. Poiché la direct detection è poco sensibile per piccoli valori di massa della DM, si è interessati a sondare questa regione ai collider. Nell’analisi presentata in questo lavoro si farà un’indagine preliminare su canali a massa fissata per la particella di Materia Oscura, $m_\chi = 1 \text{ GeV}$, ma massa del mediatore variabile, noti gli attuali limiti di esclusione per m_ϕ . In *Figura 3.7* sono riportati i limiti sperimentali sulla sezione d’urto in funzione della massa del mediatore ϕ , attualmente ottenuti da CMS per diversi processi di produzione di Materia Oscura che coinvolgono un mediatore scalare.

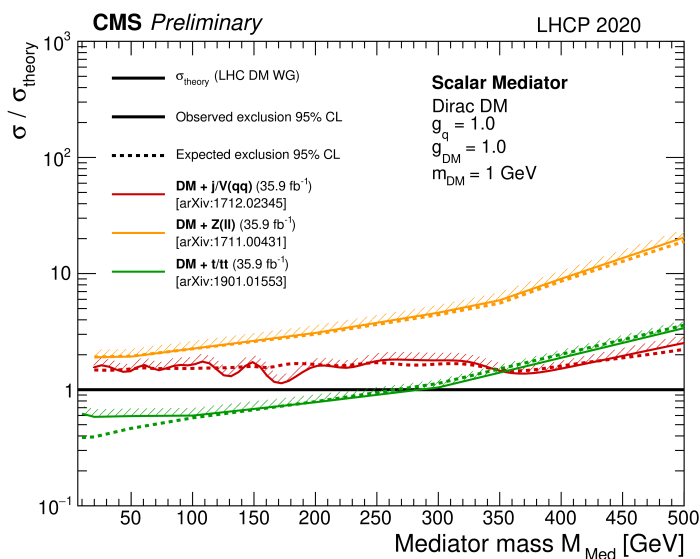


Figura 3.7: Rapporto tra la sezione d'urto osservata (linea continua)-attesa (linea tratteggiata) e la sezione d'urto teorica in funzione della massa del mediatore scalare ϕ .

Per ciascuno dei processi considerati, la sezione d'urto osservata-attesa è normalizzata alla sua sezione d'urto teorica ed è questo che consente di riportare queste curve in un unico grafico. La ricerca condotta a CMS esclude per ciascun modello tutti i punti al di sopra delle linee continue. Poiché l'unità sull'asse delle ordinate corrisponde ad una sezione d'urto uguale a quella teorica, le curve che assumono valori minori di 1 escludono la corrispondente sezione d'urto teorica in quella regione. Si osserva che l'analisi relativa alla produzione di Materia Oscura in associazione a quark top, come quella condotta nel lavoro di tesi, è la più interessante perché esclude sezioni d'urto teoriche per valori piccoli di m_ϕ . Nell'analisi proposta nel *Capitolo 4.1* si prenderanno in considerazione particelle mediatrici scalari con massa di 50, 500 e 1000 *GeV*.

Capitolo 4

Ricerca di Materia Oscura prodotta in associazione ad un quark top singolo

Nei precedenti capitoli si è data una definizione di materia ordinaria e si è descritta la Fisica del Modello Standard, sono state elencate le proprietà che devono caratterizzare le particelle candidate di Materia Oscura e si è posta l'attenzione sulle attuali strategie di ricerca e gli attuali limiti di esclusione. In questo capitolo si presenta un lavoro di ricerca di Materia Oscura, prodotta in associazione ad un quark top singolo [22, 24, 25] nelle collisioni protone-protone all'esperimento CMS di LHC. L'analisi è stata effettuata su campioni ottenuti da simulazioni Monte Carlo (MC), corrispondenti ad una energia del centro di massa di 13 TeV e ad una luminosità integrata di 137 fb^{-1} . I risultati ottenuti sono interpretati nel contesto di un modello semplificato (*Figura 4.1*), in cui la Materia Oscura viene supposta essere prodotta tramite una nuova interazione. Tale interazione è a sua volta interpretata come scambio di una nuova particella mediatrice: un bosone vettoriale (a), scalare o pseudoscalare (ϕ), che decade in particelle stabili di Materia Oscura $\chi \bar{\chi}$.

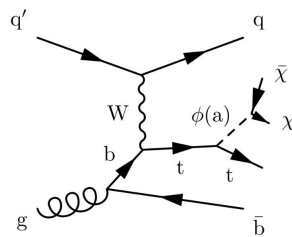


Figura 4.1: Diagramma di Feynmann per gli eventi di segnale oggetto di studio dell'analisi che prevedono la produzione di particelle χ nello stato finale.

L'analisi è stata condotta su tre campioni di segnale con $m_\chi = 1 \text{ GeV}$ fissata, relativi a tre ipotesi di massa nel caso di mediatore scalare $m_\phi = 50, 500, 1000 \text{ GeV}$

(Capitolo 3.3). Il segnale è stato confrontato con il più abbondante fondo di eventi *Standard Model* corrispondente (Figura 4.2), ovvero la produzione di coppie di quark-antiquark top ($t\bar{t}$) che generano la stessa configurazione di stato finale, quindi possono simulare gli eventi di segnale.

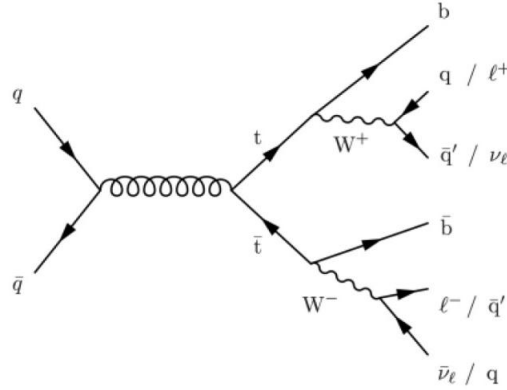


Figura 4.2: Diagramma di Feynmann per il fondo di eventi con produzione di coppie $t\bar{t}$.

Sono stati considerati due campioni di fondo contenenti coppie $t\bar{t}$ con un'energia del centro di massa compresa tra 700 e 1000 GeV (in seguito indicato con la sigla TTB700) e maggiore di 1000 GeV (TTB1000), perché sono queste componenti più energetiche del fondo che popolano la regione del segnale. Si è tenuto conto di entrambe le componenti del fondo facendone una somma pesata dalle relative sezioni d'urto.

Segnale			Fondo		
$m_\phi [GeV]$	$\sigma [pb]$	$N = \sigma \cdot L$	Sigla	$\sigma [pb]$	$N = \sigma \cdot L$
50	0,7	95900	TTB700	80,0	10960000
500	$43,85 \cdot 10^{-4}$	601	TTB1000	20,0	2740000
1000	$24,99 \cdot 10^{-5}$	34			

Tabella 4.1: Valori della sezione d'urto di produzione di bosoni ϕ e di coppie $t\bar{t}$ e il corrispondente numero di eventi attesi nel segnale e nel fondo per una luminosità integrata di $137 fb^{-1}$, ovvero $137000 pb^{-1}$.

4.1 Ricostruzione degli oggetti fisici e analisi dati

Prima di passare ad una analisi quantitativa, è utile dare una descrizione qualitativa dei processi osservati nel segnale e nel fondo. Il quadrimomento degli oggetti fisici ricostruiti nel rivelatore è identificato dalle sue componenti (p_x, p_y, p_z, E) o equivalentemente da (p_T, η, φ, m). Negli eventi di segnale studiati viene prodotto un quark top

che può decadere in uno stato finale leptonic (l, q, ν_l), oppure in uno stato finale adronico (q, q, q), con un rapporto di ramificazione o *branching ratio* (BR) rispettivamente pari a circa il 32% e il 68% del totale. Sebbene gli stati finali leptonic abbiano complessivamente un BR che è circa un fattore due più piccolo di quelli adronici, in genere hanno una segnatura più pulita. Per questo motivo si è limitato lo studio agli stati finali leptonic, in cui il quark top interagisce con il mediatore ϕ , che decade nella coppia $\chi\bar{\chi}$, e decade in un b-quark, un leptone e il neutrino corrispondente. La somma vettoriale dei quadrimomenti del neutrino e della coppia $\chi\bar{\chi}$ nel piano trasverso costituisce la MET del segnale.

Per quanto riguarda il fondo, ciascuno dei due quark (antiquark) top può decadere in uno stato finale leptonic (l, q, ν_l) oppure in uno stato finale adronico (q, q, q), quindi si distinguono tre possibili canali di decadimento per la coppia $t\bar{t}$, detti dileptonico (*dileptonic*), semileptonico (*semileptonic*) e completamente adronico (*full-adronic*). Il canale semileptonico costituisce il fondo principale per il processo preso in esame, dal momento che: leptone e quark del fondo simulano leptone e quark del quark top dell'evento di segnale; il neutrino del fondo emula la MET del segnale; la parte adronica proveniente dal secondo quark top del fondo simula gli altri quark nel segnale. Ai fini dell'analisi si è interessati a descrivere come vengono ricostruiti questi oggetti all'interno del rivelatore CMS, quali sono le loro caratteristiche e quali variabili possono essere studiate per discriminare un eventuale segnale dal fondo. Ci si aspetta che lo stato finale degli eventi di segnale sia costituito da:

- 1 leptone dal decadimento del quark top;
- 1 quark b dal decadimento del quark top;
- 1 quark spettatore che rincula contro il quark top (quark q in *Figura 4.1*);
- 1 neutrino dal decadimento del quark top e la coppia di particelle stabili di Materia Oscura $\chi\bar{\chi}$, che costituiscono la parte invisibile dello stato finale, rivelabile soltanto come energia trasversa mancante (MET).

4.1.1 Parte visibile

Il **leptone** nello stato finale può essere un elettrone o un muone. Gli elettroni sono ricostruiti come una traccia più un rilascio energetico nel calorimetro elettromagnetico; i muoni, essendo particelle più penetranti, vengono ricostruiti dalla traccia che rilasciano sia nella regione del tracker che nei rivelatori muonici più esterni [26, 27]. In ogni evento di collisione possono essere prodotti più leptoni nello stato finale, provenienti, ad esempio, dalle catene di decadimento degli adroni. Si limita l'analisi ai processi che contengano almeno un leptone nello stato finale trattando separatamente gli eventi in cui è presente un elettrone e quelli in cui è presente un muone. Tipicamente il quark top

viene prodotto a 180° rispetto alla ϕ (*back to back*), con un quadrimomento circa uguale e opposto. Se m_ϕ è elevata, il quark top dovrà avere un impulso elevato e di conseguenza i leptoni interessanti per lo studio del processo in esame sono quelli più energetici nell'evento. Per questa ragione, negli eventi contenenti almeno un elettrone o un muone si è preso in considerazione il leptone più energetico, imponendo che il suo momento trasverso fosse $p_T > 20 \text{ GeV}$.

I quark non possono essere ricostruiti direttamente perchè vivono per un tempo piccolo corrispondente a distanze dell'ordine di 10^{-15} m , oltre le quali adronizzano (*Capitolo 1.2.2*) a formare sciami di particelle detti jet. I jet sono ricostruiti all'interno del calorimetro adronico, con l'ausilio del tracciatore per individuare gli adroni carichi, mediante un algoritmo detto AK4 (*anti - kt 0,4*) [28], che prende come particelle costituenti un jet quelle contenute all'interno di un cono di raggio 0,4 in metrica (η, φ) . L'algoritmo è fatto in maniera tale che il jet così ricostruito trasporti traccia della direzione e dell'impulso del quark originario.

Il **quark b** proveniente dal quark top adronizza formando un jet nello stato finale. Nell'analisi si è richiesto che passassero la selezione solo gli eventi in cui il jet più energetico di tutti avesse $p_T > 50 \text{ GeV}$, visto che, come detto precedentemente, ci si aspetta che i prodotti di decadimento del quark top siano molto energetici. Inoltre si è posto che, nel piano (η, φ) , la distanza angolare

$$\Delta R = \sqrt{(\varphi_l - \varphi_{jet})^2 + (\eta_l - \eta_{jet})^2}$$

tra leptone e jet, scelti secondo i criteri di cui sopra, fosse maggiore di 0,4. Richiedere che sia $\Delta R > 0,4$ equivale a richiedere che leptone e jet non siano sovrapposti nel piano (η, φ) , cioè che il leptone non sia nel cono del jet. Questo assicura che il jet selezionato nell'evento non sia frutto di una ricostruzione erronea del leptone come jet.

Siccome nella maggior parte dei casi il **quark spettatore** proviene dal vertice di interazione che coinvolge un quark di valenza, fa uno scattering molto in avanti nel rivelatore, cioè produce un jet *forward* ad un $|\eta| \approx 2 - 3$. Questa è una caratteristica fondamentale che consente di discriminare l'eventuale segnale dal fondo, visto che la maggior parte delle particelle viene invece prodotta nella regione attorno ad $\eta = 0$. Per questo motivo si è fatto un ulteriore taglio sugli eventi di segnale, considerando soltanto quelli in cui ci fosse almeno un jet con $p_T > 50 \text{ GeV}$ ed $|\eta| > 2,5$.

Sul fondo sono stati imposti gli stessi tagli fatti sui tre campioni di segnale. L'istogramma in *Figura 4.3* mostra l'efficienza della selezione, ovvero il numero di eventi che al primo step della selezione passano i tagli imposti su leptoni e jet provenienti dal quark top (*cut_1*) e al secondo step il taglio imposto sui jet forward provenienti dal quark spettatore (*cut_2*). Si osserva come la seconda selezione consente di migliorare il rapporto segnale-fondo dell'analisi: mentre il numero di eventi del fondo viene ridotto circa del 70%, il segnale si riduce al più del 30%.

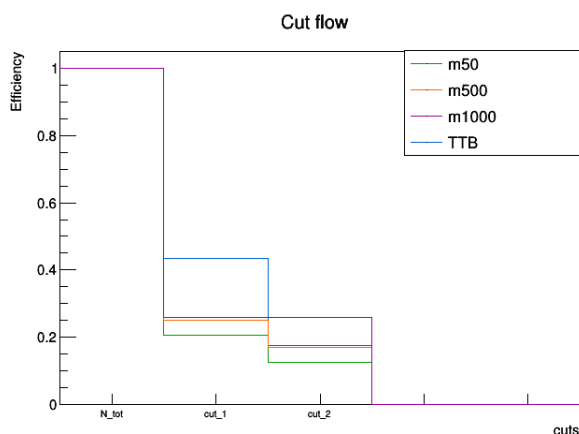


Figura 4.3: Efficienza della selezione effettuata per i tre segnali e per il fondo.

Per discriminare il segnale rispetto al fondo, sono state ricostruite e riportate in istogramma le distribuzioni di alcune variabili per gli eventi che hanno passato il secondo step della precedente selezione. È indicativo confrontare in un unico grafico gli istogrammi ottenuti per ciascuno dei tre campioni di segnale e per il fondo, relativamente ad una certa variabile. Dagli oggetti fisici sopra descritti si può ricavare la distribuzione del momento trasverso della parte visibile del quark top, in seguito indicato con p_T^{l-j} , ottenuto dalla somma dei quadrimomenti del jet e del leptone più energetici che hanno superato la selezione.

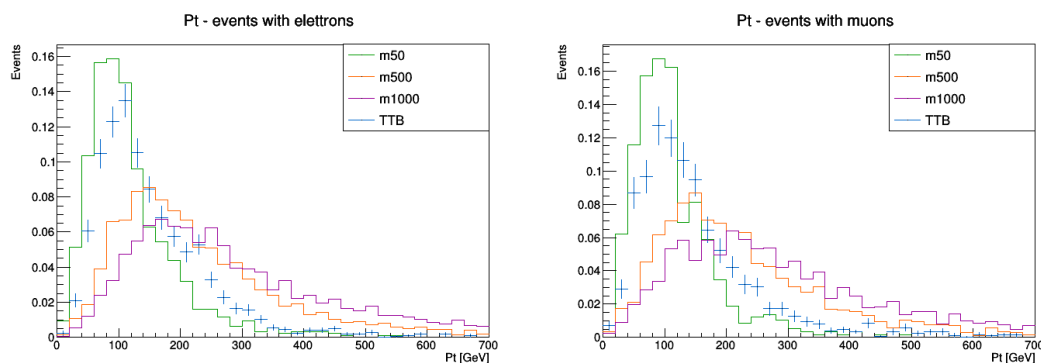


Figura 4.4: Distribuzioni del p_T^{l-j} normalizzate ad 1 per segnale e fondo in eventi ricostruiti con elettroni nello stato finale (a sx) e muoni nello stato finale (a dx).

In una prima fase dell'analisi si è normalizzato ad 1 il contenuto degli istogrammi di segnale; i due fondi sono stati normalizzati tra di loro per le rispettive sezioni d'urto e la loro somma è stata normalizzata ad 1 per permettere un confronto con le distribuzioni del segnale (Figura 4.4). Il p_T della coppia leptone-jet ha una distribuzione centrata a valori sempre più elevati al crescere di m_ϕ , infatti ci si aspetta che l'impulso del quark

top sia tanto maggiore quanto maggiore è la massa della particella ϕ contro cui rincula. Tuttavia la variabile p_T^{l-j} non ricostruisce esattamente questa quantità, perché manca dell'informazione sulla componente z dell'impulso, non necessariamente trascurabile, e dell'informazione relativa al momento trasverso del neutrino che, pur essendo un prodotto del decadimento del quark top, viene ricostruito come parte della MET.

Questo tipo di istogrammi normalizzati ad 1 non riproduce in maniera veritiera l'abbondanza relativa tra il numero di eventi di fondo e di segnale, in quanto non tiene conto delle sezioni d'urto relative. In realtà il segnale non è così emergente rispetto al fondo, tuttavia questi istogrammi danno informazioni sul potere di separazione tra segnale e fondo delle variabili discriminanti oggetto dell'analisi e danno indicazioni sulla posizione di eventuali picchi nelle distribuzioni di segnale. Il numero di eventi che ci si aspetta di trovare all'interno del rivelatore dipende dalla probabilità con cui vengono prodotti, che si rispecchia nella sezione d'urto del processo in questione. In particolare il numero di eventi atteso nel processo x è $N_x = \sigma_x \cdot L$, con σ_x sezione d'urto corrispondente ed L luminosità integrata. Detto N_{MCx} il numero di eventi totali nella corrispondente simulazione, ogni istogramma è correttamente riscalo per il fattore, detto *scale factor*, $\frac{\sigma_x \cdot L}{N_{MCx}}$. Le sezioni d'urto di segnale e fondo ed il numero di eventi attesi corrispondenti ad una luminosità integrata di 137 fb^{-1} sono riportati in *Tabella 4.1*. La *Figura 4.5* mostra le distribuzioni di segnali e fondo per la variabile p_T^{l-j} , correttamente normalizzate alla loro sezione d'urto

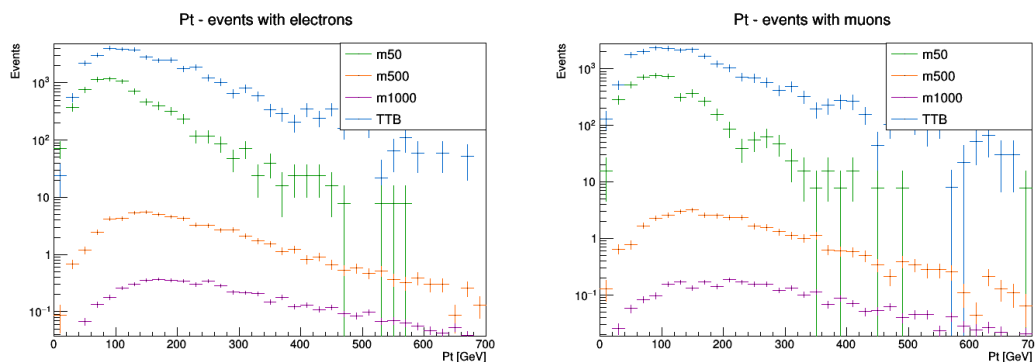


Figura 4.5: Distribuzioni del p_T^{l-j} normalizzate alla loro sezione d'urto per segnale e fondo in eventi ricostruiti con elettroni nello stato finale (a sx) e muoni nello stato finale (a dx).

La variabile p_T^{l-j} non è molto sensibile alla presenza di eventuali picchi: non si osserva una netta separazione tra le distribuzioni di fondo e segnale, dal momento che la distribuzione del fondo si estende fino a valori elevati di p_T , dove il segnale abbonda. Per questa ragione si procede l'analisi prendendo in considerazione variabili discriminanti direttamente sensibili alla parte invisibile del segnale, ovvero quella non rivelata direttamente.

4.1.2 Parte invisibile

La parte invisibile del segnale è costituita dal neutrino prodotto dal decadimento del quark top e dalla coppia di particelle stabili di Materia Oscura $\chi\bar{\chi}$. La variabile che racchiude l'informazione sugli stati finali non direttamente rivelabili, è quella che generalmente viene detta energia trasversa mancante o *missing transverse energy* (MET). In realtà si tratta del momento complessivo mancante nel piano x-y ed è definito come il modulo della somma vettoriale dei momenti di tutti gli oggetti ricostruiti nel rivelatore in questo piano. Infatti, poiché nel piano trasverso il momento totale iniziale è nullo, lo sarà anche il momento totale finale e le particelle che sfuggono al rivelatore si manifesteranno come un difetto di momento in x-y. È più complicato ricostruire la chiusura cinematica lungo l'asse z perché: molte particelle non invisibili finiscono nella regione del rivelatore non strumentata, ovvero dove passano i fasci collidenti; inoltre, non necessariamente la collisione, che avviene tra due partoni che trasportano solo una certa frazione dell'impulso dei protoni, ha momento totale lungo z nullo rispetto al sistema del rivelatore. La MET del segnale è l'energia corrispondente alla somma vettoriale dei quadrimomenti del neutrino e della coppia $\chi\bar{\chi}$ nel piano trasverso. La sua distribuzione sarà piccata circa in corrispondenza del modulo della somma vettoriale del p_T delle $\chi\bar{\chi}$ prodotte dal decadimento del bosone scalare ϕ . Ognuna delle due particelle stabili di Materia Oscura prenderà idealmente un impulso pari a metà della massa della particella ϕ , la quale è prodotta circa ferma nel sistema di riferimento di CMS. Questo implica che: se le $\chi\bar{\chi}$ sono collineari, i loro impulsi si sommano coerentemente restituendo un picco a valori dell'ordine di m_ϕ ; se le $\chi\bar{\chi}$ sono prodotte back to back, i loro impulsi si sommano distruttivamente e la distribuzione presenterà un picco a valori più bassi. Analogamente a quanto fatto per p_T^{l-j} , in una prima fase dell'analisi si è normalizzato ad 1 il contenuto degli istogrammi di segnale e del fondo per la variabile MET (*Figura 4.6*).

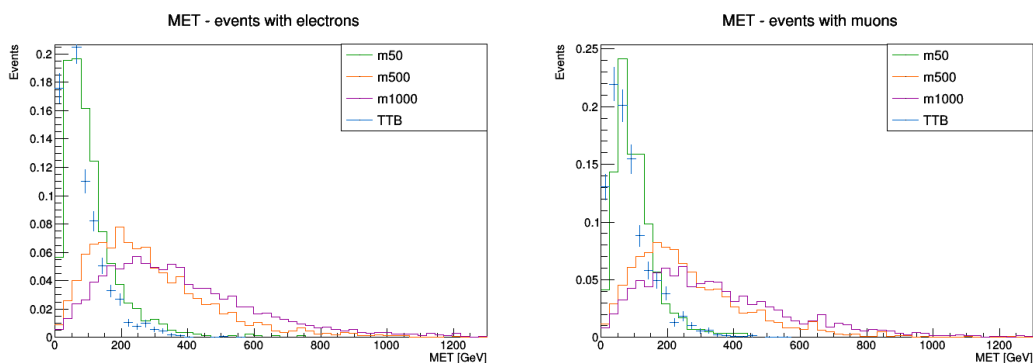


Figura 4.6: Distribuzioni della MET normalizzate ad 1 per segnale e fondo in eventi ricostruiti con elettroni nello stato finale (a sx) e muoni nello stato finale (a dx).

Si osserva come, al crescere della massa del mediatore ϕ , il picco della distribuzione di segnale si sposta verso destra attestandosi però a valori più bassi di m_ϕ . Questo riflette il fatto che una frazione delle particelle le $\chi\bar{\chi}$ dovrebbero essere prodotte back to back. Inoltre la distribuzione non presenta un picco netto, ma è slargata sia per la presenza del neutrino del quark top, che pure rientra nella MET del segnale, che per il fatto che le $\chi\bar{\chi}$ sono in parte back to back.

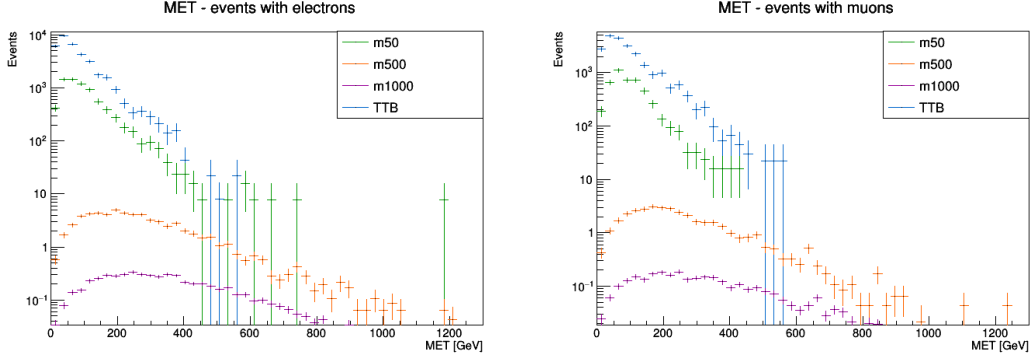


Figura 4.7: Distribuzioni della MET normalizzate alla loro sezione d'urto per segnale e fondo in eventi ricostruiti con elettroni nello stato finale (a sx) e muoni nello stato finale (a dx).

Normalizzando il contenuto degli istogrammi alla sezione d'urto corrispondente, come in Figura 4.7, si osserva una drastica riduzione del numero di eventi di segnale previsti rispetto al fondo, che rende più difficile l'individuazione di eventuali picchi entro le fluttuazioni statistiche attese nel campione dei dati.

Un'altra variabile discriminante, che mette insieme l'informazione su p_T^{l-j} e sull'energia mancante nel piano trasverso, è la massa trasversa m_T , definita come

$$m_T = \sqrt{2 \cdot p_T^{l-jet} \cdot p_T^{MET} \cdot (1 - \cos(\varphi^{l-jet} - \varphi^{MET}))}$$

Si osserva che tale variabile è massima quando quark top e ϕ sono prodotti back to back. Questa espressione per m_T è valida nel limite di masse piccole rispetto ai relativi impulsi, ma in questo caso m_ϕ ed m_{top} non sono trascurabili. Per questo si può pensare di migliorare la stima ottenuta con la precedente equazione sommando il fattore $m_\phi^2 + m_{top}^2$ sotto la radice e utilizzando la MET come approssimazione di m_ϕ . Ci si aspetta che la variabile m_T abbia una distribuzione piccata intorno alla massa invariante del sistema, a valori dell'ordine della somma del p_T del quark top e della massa del mediatore ϕ .

Analogamente a quanto fatto per p_T^{l-j} e per la MET, vengono di seguito riportati gli istogrammi ottenuti per ciascuno dei tre campioni di segnale e per il fondo, rispettivamente normalizzati ad 1 (Figura 4.8) e alla loro sezione d'urto (Figura 4.9).

CAPITOLO 4. RICERCA DI MATERIA OSCURA PRODotta IN ASSOCIAZIONE AD UN QUARK TOP SINGOLO

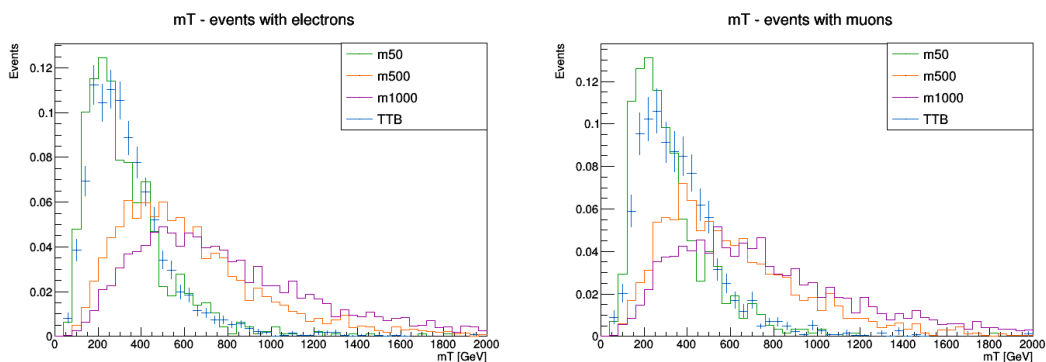


Figura 4.8: Distribuzioni della massa trasversa normalizzate ad 1 per segnale e fondo in eventi ricostruiti con elettroni nello stato finale (a sx) e muoni nello stato finale (a dx).

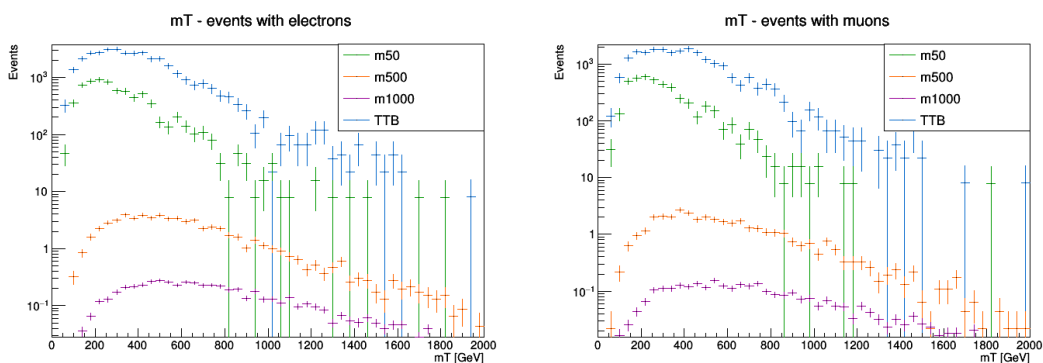


Figura 4.9: Distribuzioni della massa trasversa normalizzate alla loro sezione d'urto per segnale e fondo in eventi ricostruiti con elettroni nello stato finale (a sx) e muoni nello stato finale (a dx).

La massa trasversa non sembra mostrare qualitativamente un significativo guadagno rispetto all'utilizzo della MET, ad esempio si osserva che i valori medi della distribuzione di m_T sono più prossimi a quelli del fondo di quanto non accada nella MET. La ragione di ciò è che m_T è stata ricavata facendo delle assunzioni e delle approssimazioni che non rispecchiano perfettamente la Fisica del sistema, per cui anche se in altre analisi tale variabile ha *performances* migliori della MET, non è vero in questo caso. Per questa ragione si discuterà la significatività dell'analisi limitatamente alla variabile MET.

4.2 Significatività dell'analisi

L'obiettivo dell'analisi è stabilire quanto si è sensibili alla presenza di un eventuale segnale, confrontando, entro gli errori, l'ipotesi di segnale più fondo con l'ipotesi di solo fondo. Il numero di eventi atteso in ciascun bin degli istogrammi riportati nei

Capitoli 4.1.1 e 4.1.2 fluttua come una poissoniana. A questo stadio della trattazione, si prende come valore atteso della distribuzione in ciascun bin il numero di eventi del bin corrispondente nella simulazione, opportunamente normalizzato alla luminosità e alla sezione d'urto, con un errore dato dalla radice quadrata dello stesso contenuto del bin. Nel limite in cui il numero di eventi in ciascun bin è sufficientemente elevato, la poissoniana tende ad una distribuzione gaussiana. Per valutare la significatività dell'analisi si utilizza un metodo di *cut and count*. A tale scopo si effettua un taglio nella variabile MET e si conta il numero di eventi attesi nel segnale N_s ed il corrispondente numero di eventi attesi nel fondo N_b per valori della MET superiori al taglio considerato. Le distribuzioni di probabilità dei numeri di eventi di segnale e fondo che passano i tagli saranno a loro volta poissoniane, a cui si assegnano come parametri attesi rispettivamente N_s ed N_b . A partire da N_s ed N_b , si definiscono due figure di merito: la *significance* Z e la *sensitivity* S .

Nel limite di distribuzione gaussiana attorno al valore atteso si hanno

$$Z = \frac{N_s}{\sqrt{N_b}} \qquad S = \frac{N_s}{\sqrt{N_s + N_b}}$$

che restituiscono il numero di *deviazioni standard* di cui, definita un'ipotesi da rigettare, ci si discosta da tale ipotesi. Per la Z si sceglie come ipotesi da rigettare quella di solo fondo, mentre per la S quella segnale più fondo. La *significance* è connessa alla probabilità che, fatta l'ipotesi di solo fondo, si ottenga un numero di eventi di fondo pari ad $N_s + N_b$ o superiore, mentre la *sensitivity* è connessa alla probabilità che, fatta l'ipotesi di segnale più fondo, si ottenga un numero di eventi di segnale pari ad N_b o inferiore. Tali probabilità sono quelle gaussiane associate rispettivamente alle code delle distribuzioni del numero di eventi intorno ad N_b ed $N_s + N_b$.

L'espressione esatta della *significance*, ottenuta assumendo una distribuzione poissoniana attorno al valore atteso, è

$$Z_{exact} = \sqrt{2 \cdot (N_s + N_b) \cdot \ln\left(\frac{N_s}{N_b} + 1\right) - N_s}$$

Per ottimizzare tali variabili è fatto uno *scan* sui valori assunti dalla MET, effettuando una serie crescente di tagli e calcolando per ciascun taglio i valori di Z ed S corrispondenti. Questa parte dell'analisi è stata svolta in maniera congiunta per gli eventi che presentassero elettroni o muoni nello stato finale. I risultati ottenuti per ciascun taglio effettuato sono riportati ed in *Figura* 4.10, mentre in *Tabella* 4.2 sono riportati i valori delle tre variabili in corrispondenza del taglio ottimale. Si osserva che i valori di Z e Z_{exact} non differiscono di molto, dunque è lecita l'approssimazione di distribuzione gaussiana. Inoltre dai grafici emerge che mentre per $m_\phi = 500 \text{ GeV}$ ed $m_\phi = 1000 \text{ GeV}$ effettuare tagli a valori sempre maggiori nella MET migliora sempre di più la *significance* e la *sensitivity*, per $m_\phi = 50 \text{ GeV}$ i valori ottimali per queste

CAPITOLO 4. RICERCA DI MATERIA OSCURA PRODotta IN ASSOCIAZIONE AD UN QUARK TOP SINGOLO

variabili sono quelli per i quali non si fa nessun taglio in MET. D'altra parte in questo caso il segnale ed il fondo sono sovrapposti nella regione in cui il fondo ha un picco (*Figura 4.7*), cioè dove N_s ed N_b assumono valori molto distinti entro gli errori, quindi Z ed S corrispondenti sono molto grandi.

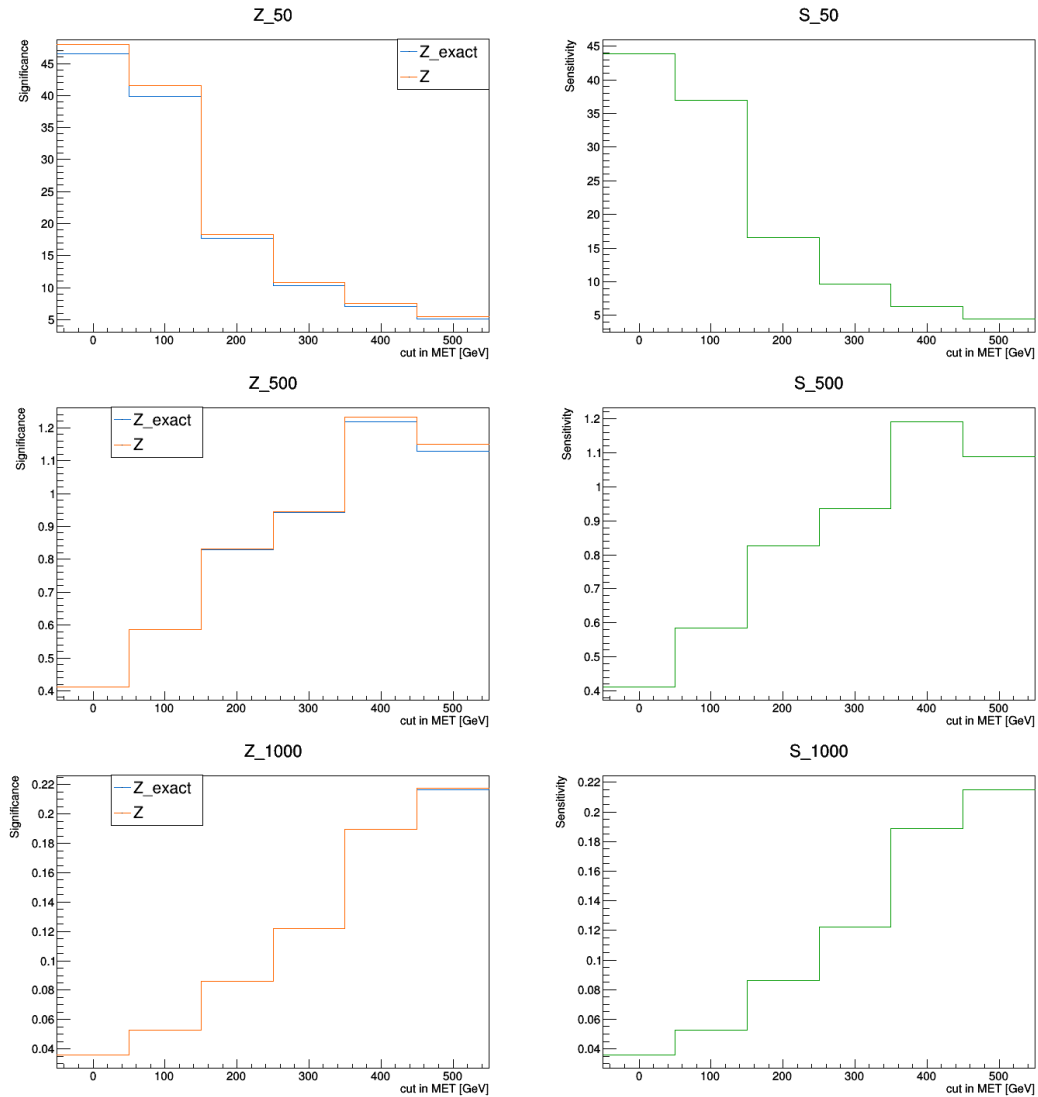


Figura 4.10: Valori della significanza (a sx) e della sensitivity (a dx) per i diversi tagli effettuati sulla distribuzione della MET e per le diverse ipotesi di massa del mediatore ϕ .

CAPITOLO 4. RICERCA DI MATERIA OSCURA PRODOTTA IN ASSOCIAZIONE
AD UN QUARK TOP SINGOLO

m_ϕ [GeV]	Z_{exact}	Z	S
50	46.5	48.0	43.9
500	1.22	1.23	1.19
1000	0.217	0.217	0.215

Tabella 4.2: Valori della significante (esatti ed in approssimazione gaussiana) e della sensitivity relativi ai tagli ottimali sulla MET per le tre ipotesi di massa del mediatore ϕ .

Conclusione

Il Modello Standard è la teoria che attualmente meglio descrive le particelle elementari e tre delle quattro interazioni fondamentali. Ciononostante, restano delle questioni irrisolte nell'ambito della teoria che sono per questo oggetto di studio e di ricerca. Tra gli obiettivi principali della Fisica moderna vi è la ricerca di particelle o fenomeni responsabili della produzione di Materia Oscura. Tale ricerca viene condotta parallelamente, in esperimenti diretti o indiretti da misure astrofisiche ed ai collisionatori. Difatti, ad LHC il programma sperimentale di ATLAS e CMS include la ricerca di particelle di Materia Oscura in collisioni protone-protone. In questo lavoro è stata condotta un'analisi su simulazioni Monte Carlo di eventi di collisione protone-protone all'esperimento CMS di LHC, in cui potrebbero essere prodotte particelle candidate di Materia Oscura χ . Gli eventi di collisione sono stati simulati nelle condizioni di presa dati del Run II di LHC, corrispondenti ad un'energia del centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ed una luminosità integrata di 137 fb^{-1} . Si è focalizzata l'attenzione su un processo di produzione di Materia Oscura in associazione ad un quark top singolo in stati finali leptonici e nel caso in cui l'interazione fosse mediata da un bosone scalare ϕ . L'analisi è stata condotta su tre campioni di segnale con $m_\chi = 1 \text{ GeV}$ fissata, valore per cui gli esperimenti di natura astrofisica non impongono limiti di esclusione stringenti, e tre corrispondenti ipotesi di massa del mediatore $m_\phi = 50, 500, 1000 \text{ GeV}$. Il segnale è stato confrontato con il più abbondante fondo di eventi *Standard Model* in grado di simulare la sua segnatura sperimentale nel rivelatore, ovvero la produzione di coppie di quark-antiquark top ($t\bar{t}$), ricercando eventuali eccessi di segnale emergenti rispetto al fondo. A tale scopo è stata definita innanzitutto una selezione sugli eventi generati nelle simulazioni di segnale e fondo e, per gli eventi che hanno superato tale selezione, sono state ricostruite le distribuzioni di tre variabili discriminanti. La variabile utilizzata per valutare la significatività dell'analisi è stata la MET, ovvero il modulo dell'impulso mancante alla chiusura cinematica dell'evento nel piano ortogonale all'asse dei fasci, usato come approssimazione della somma degli impulsi delle particelle che sfuggono alla rivelazione diretta (come la coppia $\chi\bar{\chi}$). Questo è stato fatto utilizzando un metodo di *cut and count* sulla MET. Dai risultati ottenuti per i valori ottimali del taglio si può concludere che: i dati attuali del Run II sarebbero sufficienti ad escludere o confermare l'esistenza di un mediatore scalare con $m_\phi = 50 \text{ GeV}$; la significatività è più bassa per $m_\phi = 500 \text{ GeV}$, ma ci

si aspetta che aumentando la statistica, come nella imminente presa dati del Run III di LHC, si potrebbe giungere all'evidenza o all'esclusione di questo canale di produzione; per $m_\phi = 1000 \text{ GeV}$ la significatività è molto bassa, segno che per fare considerazioni analoghe anche per questo canale potrebbe essere necessario non soltanto aumentare la statistica, ma anche effettuare analisi congiunte. Un possibile sviluppo per questo tipo di ricerca potrebbe essere implementare l'analisi, qui condotta su simulazioni Monte Carlo, con i dati del Run II e del Run III, utilizzando tecniche statistiche più avanzate del metodo cut and count e combinando i risultati di questa ricerca con quelli relativi ad altri canali di produzione di Materia Oscura.

Bibliografia

- [1] B. R. Martin, "*Nuclear and Particle Physics*", DOI:10.1002/0470035471
- [2] J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, "*Gauge Theory in Particle Physics*" Vol 1 e Vol 2
- [3] P. Langacker, "*Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics*", arXiv:0901.0241
- [4] A.Salam, "*Elementary particle Theory*", Ed. N. Svarholm (1968)
- [5] F. Halzen and A. D. Martin, "*Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*" <https://inspirehep.net/literature/205394>
- [6] P. Higgs, "*Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*", <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508>
- [7] M. Y. Han, Y. Nambu, "*Three-Triplet Model with Double SU(3) Symmetry*", <https://doi.org/10.1103/PhysRev.139.B1006>
- [8] S. Glashow, "*Partial-symmetries of weak interactions*", [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2)
- [9] M. Kobayashi, T. Maskawa, "*CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*", <https://doi.org/10.1143/PTP.49.652>
- [10] Zwicky F. 1933, *Helv. Phys. Acta*, 6, 110 Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln
- [11] G. Bertone, D. Hooper e J. Silk, "*Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints*", DOI: 10.1016/j.physrep.2004.08.031. arXiv: hep-ph/0404175
- [12] V. Trimble, "*Existence and Nature of Dark Matter in the Universe*", DOI: 10.1146/annurev.aa.25.090187.002233
- [13] D. Clowe et al., "*A direct empirical proof of the existence of dark matter*" DOI: : 10.1086/508162. arXiv:astro-ph/0608407

- LHC L. Evans, P. Bryant, "*LHC Machine*", <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>
- [14] The ALICE Collaboration, "*The ALICE experiment at the LHC*", <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>
- [15] The ATLAS Collaboration, "*The ATLAS Experiment at the LHC*", <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>
- [16] The CMS Collaboration, "*The CMS experiment at the LHC*", <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>
- [17] The LHCb Collaboration, "*The LHCb Detector at LHC*", <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005>
- [18] CERN and FERMILAB PUB, "*Simplified Models for Dark Matter Searches at the LHC*", DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.dark.2015.08.001>
- [19] The CMS collaboration, *CMS Exotica Summary plots for 13 TeV data* <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SummaryPlotsEXO13TeV>
- [20] The CMS collaboration, *Exotica Publications*, <http://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/EXO/DM.html>
- [21] ATLAS Exotics Working Group Conveners, *Exotics Physics Searches*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ExoticsPublicResults>
- [22] J. de Swart, G. Bertone and G. van Dongen, *How Dark Matter Came to Matter*, arXiv:1703.00013v2
- [23] The CMS Collaboration, "*Search for dark matter produced in association with a single top quark or a top quark pair in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*", DOI: 10.1007/JHEP03(2019)141
- [24] D. Pinna, *Search for Dark Matter in Association with Top Quarks with the CMS Detector*, CERN-THESIS-2017-211
- [25] D. Pinna, A. Zucchetta, M. Buckley and F. Canelli, *Two is not always better than one: Single Top Quarks and Dark Matter*, <https://arxiv.org/abs/1701.05195>
- [26] The CMS collaboration, *Performance of electron reconstruction and selection with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/10/06/P06005>

BIBLIOGRAFIA

- [27] The CMS collaboration, *Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/13/06/P06015>
- [28] M. Cacciari, G. P. Salam e G. Soyez, *The antik_t jet clustering algorithm*, DOI: 10.1088/1126-6708/2008/04/063, <https://arxiv.org/abs/0802.1189>