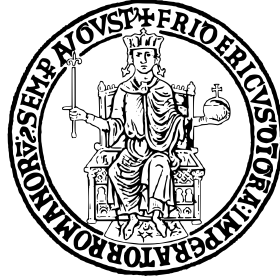


UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI
“FEDERICO II”



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 in associazione ad un quark top
singolo con il rivelatore CMS a LHC in stati finali adronici

Relatore:
Dott. Alberto Orso Maria Iorio

Candidato:
Benedetta Argiento
Matr. N85001203

Anno Accademico 2019/2020

*A Mila,
fedele compagna di studi.*

Indice

Introduzione	2
1 LHC e l'esperimento CMS	5
1.1 LHC	5
1.1.1 Caratteristiche e funzionamento	5
1.1.2 Esperimenti	8
1.2 CMS - Compact Muon Solenoid	10
1.2.1 Sottorivelatori	12
2 Modello Standard e modelli Beyond the Standard Model	15
2.1 Il Modello Standard	15
2.1.1 Le particelle elementari	16
2.1.2 L'interazione elettrodebole	18
2.1.3 L'interazione forte	20
2.2 <i>Beyond the Standard Model</i>	21
3 Dark Matter	22
3.1 Evidenze in campo astrofisico	22
3.1.1 La curva di rotazione delle galassie	23
3.1.2 Lensing gravitazionale	24
3.2 WIMPs	26
3.3 Modelli semplificati per ricerca di DM a LHC	28
4 Ricerca di particelle χ e analisi del processo	31
4.1 Ricostruzione degli oggetti e analisi dati	33
Conclusione	39
Bibliografia	40

Introduzione

Attualmente, uno dei problemi più importanti nell'astrofisica e nella fisica delle particelle, è rappresentato dalla materia oscura. Per materia oscura, si intende materia non luminosa di cui sono osservabili solo gli effetti gravitazionali, presente nell'Universo in quantità molto maggiore rispetto alla materia ordinaria. L'ipotesi della sua esistenza è stata formulata per motivare delle anomalie in osservazioni astrofisiche quali, ad esempio, le misure della velocità di rotazione di oggetti intorno alle galassie e lo studio di collisioni tra gruppi di galassie, da cui risulta che vari oggetti luminosi abbiano molta più massa di quanta ne avrebbero se fossero composti solo dalla materia visibile.

La natura della materia oscura e della sua interazione con la materia ordinaria è ancora sconosciuta e richiede la formulazione di nuove teorie oltre il Modello Standard, ovvero il modello che riassume la nostra attuale conoscenza delle interazioni fondamentali. Se la massa delle particelle che costituiscono materia oscura è cinematicamente accessibile, una possibile strategia di ricerca consiste nella produzione di particelle di materia oscura ai collisori di particelle. Infatti, la comprensione della natura della materia oscura è uno dei principali obiettivi del *Large Hadron Collider* (LHC) al CERN di Ginevra. Essendo poco interagenti con la materia ordinaria, le particelle di materia oscura, se prodotte dalla collisione, sfuggono ai rivelatori e non possono essere osservate direttamente. Questo si riflette in uno sbilanciamento dell'energia nel piano trasverso alla linea del fascio. La strategia di ricerca consiste, generalmente, nel selezionare eventi in cui sia presente una particella del Modello Standard emessa come radiazione dello stato iniziale dell'interazione, in associazione ad uno sbilanciamento dell'energia nel piano trasverso dovuto alla mancata rivelazione della materia oscura.

Questa tesi si basa sulla ricerca di eventi, in collisione protone-protone, in cui la materia oscura viene prodotta in associazione ad un quark top singolo. In questo canale, al quark top si accoppia una nuova particella ϕ , che a sua volta decade in coppie di particelle stabili di materia oscura χ . Il lavoro è stato compiuto su simulazioni di campioni di segnale e fondo nelle condizioni di presa dati del cosiddetto Run-II di LHC, durante il quale si sono raccolti 137 fb^{-1} di eventi di collisione protone-protone con energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

Il seguente lavoro sarà suddiviso in quattro capitoli:

1. Breve descrizione dell'acceleratore LHC e dell'esperimento CMS.
2. Introduzione al Modello Standard e alla fisica *Beyond the Standard Model*
3. Introduzione ad alcune evidenze dell'esistenza della materia oscura in campo astrofisico, con un accenno alle particelle candidate di materia oscura e la loro ricerca ad LHC.
4. Descrizione della ricostruzione e della selezione degli oggetti nello stato finale, analisi effettuata e conclusioni tratte sulla base dei risultati ottenuti.

Capitolo 1

LHC e l'esperimento CMS

1.1 LHC

Il Large Hadron Collider (LHC) è il più grande e potente acceleratore di particelle al mondo. È stato realizzato dall'Organizzazione Europea della Ricerca Nucleare (CERN) al confine tra la Francia e la Svizzera a partire dal 1998, con lo scopo di cercare risposte a diversi quesiti fondamentali della fisica delle particelle elementari, come l'origine della massa, di eseguire misure di precisione testando la validità del modello standard e cercare nuova fisica.

1.1.1 Caratteristiche e funzionamento

L'LHC è stato avviato per la prima volta il 10 settembre 2008, e rimane l'ultima aggiunta al complesso di acceleratori del CERN. È un acceleratore circolare di adroni (protoni e ioni pesanti), il cui compito è quello di portare questi ultimi ad un'energia di progetto di 7 TeV per fascio di protoni (detto *bunch*), che corrispondono ad una velocità pari a 0,999999991 volte la velocità della luce, per poi farli scontrare.

Attualmente, l'energia del centro di massa in cui avvengono le collisioni, ha quasi raggiunto l'energia di progetto di 14 TeV : da maggio 2015 è stato infatti raggiunto il valore di 13 TeV . LHC è costituito da un anello di 27 km di magneti superconduttori con un elevato numero di strutture acceleranti, che hanno lo scopo di aumentare l'energia delle particelle, ed è posto all'interno di un tunnel sotterraneo ad una profondità media di 100 m , originariamente scavato per realizzare il Large Electron-Positron Collider (LEP).

L'LHC è costituito da: 1234 magneti dipolari che hanno il compito di mantenere circolare l'orbita del fascio; 392 magneti quadrupolari che collimano il fascio da diverse cavità a radiofrequenza, che accelerano il fascio; e da magneti esapolari, ottupolari e di

ordine superiore che correggono ulteriormente l'orbita delle particelle.

I magneti sono superconduttori costruiti in una speciale lega di niobio-titanio e per il funzionamento necessitano di una temperatura di 1.9 K. Questo permette di far circolare correnti dell'ordine di 35 kA in grado di produrre campi magnetici di 8.3 T.

Inoltre, i tubi sono mantenuti ad un vuoto di 10^{-6} mbar, mentre nella regione degli esperimenti, il vuoto raggiunge i $10^{-10} - 10^{-11}$ mbar. L'intero circuito è raffreddato dal più imponente impianto di refrigerazione al mondo con circa 96 tonnellate di ^4He superfluido.

Le particelle principalmente usate in LHC sono i protoni, provenienti da gas di idrogeno e prodotti mediante l'utilizzo di un campo elettrico che priva gli atomi di idrogeno dai loro elettroni.

I fasci di protoni, prima di essere immessi in LHC, attraversano un complesso di acceleratori che incrementano l'energia del fascio fino a 450 GeV. In ordine gli acceleratori attraversati sono:

- LINAC2 (*Linear particle Accelerator*) che genera protoni di 50 MeV;
- PSB (*Proton Synchrotron Booster*) che porta l'energia del fascio a 1.4 GeV;
- PS (*Proton Synchrotron*) che aumenta l'energia fino a 26 GeV;
- SPS (*Super Proton Synchrotron*) in cui si raggiunge l'energia di 450 GeV.

All'uscita da SPS i protoni vengono immessi in direzione oraria e antioraria nell'anello principale, in cui, dopo una sessione di circa 20 minuti, arrivano a raggiungere l'energia di regime.

Uno dei parametri fondamentali, che caratterizza un acceleratore, è la luminosità.

La *luminosità istantanea* è definita come il fattore di proporzionalità tra la sezione d'urto e il numero di eventi nell'unità di tempo

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{R}}{\sigma} \quad (1.1)$$

Con \mathcal{L} è indicata luminosità istantanea, \mathcal{R} è il numero di eventi osservati nell'unità di tempo (*rate*), σ è la sezione d'urto. \mathcal{L} ha le dimensioni di bs^{-1} ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

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

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt \quad (1.2)$$

e si misura in barn^{-1} . La luminosità può essere misurata dai parametri della macchina tenendo conto delle caratteristiche geometriche e cinematiche del fascio.

Supponendo un pacchetto gaussiano dei fasci e una collisione frontale (*head-on*), la luminosità istantanea è data da

$$L = \frac{\gamma f k_B N^2}{4\pi\sigma^*} F \quad (1.3)$$

dove:

- γ è il fattore di Lorentz per i protoni;
- f è la frequenza di rivoluzione;
- k_B è il numero dei *bunch*;
- N è il numero dei protoni per *bunch*;
- σ^* è la sezione trasversa dei *bunch*;
- F è un fattore geometrico che tiene conto dell'angolazione a cui si incontrano i fasci.

Nella Tabella 1.1 sono riportati i valori caratteristici del fascio di protoni relativi alla presa dati del 2018, in cui il picco di luminosità è stato $L = 2 \times 10^{-34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, corrispondente a circa 2 miliardi di collisione protone-protone al secondo per un rate di 40 *MHz*.

Nella figura 1.1, invece, è rappresentata l'evoluzione dei picchi di luminosità tra i run del 2011 e del 2018, rispettivamente Run I e Run II.

Parametri	Valori
γ	7641
f	12.246 kHz
k_B	2835
σ^*	16 μm
N	1.15×10^{11}

Tabella 1.1: Valori dei parametri dell'LHC durante il RUN II.

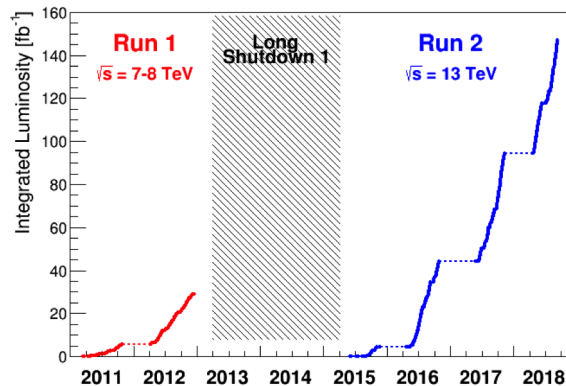


Figura 1.1: Evoluzione della Luminosità integrata dell'LHC.

1.1.2 Esperimenti

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

- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*) il cui scopo è lo studio di collisioni di nuclei pesanti (in particolare Pb-Pb) in un range di densità molto elevate nel quale si prevede di osservare l'esistenza del plasma di quark e gluoni (QCP), un nuovo stato della materia in cui, sotto le condizioni di alta densità e temperatura, quark e gluoni non sono più confinati negli adroni.
- **ATLAS** (*A Toroidal LHC Apparatus*) e **CMS** (*Compact Muon Solenoid*) sono dei *general purpose detector*, ovvero dei rivelatori progettati per identificare una grande varietà di segnature sperimentali in modo da consentire uno studio ad ampio raggio dei processi di LHC. Tra gli obiettivi dei suddetti esperimenti, ci sono lo studio dei quark top e botton, del bosone di Higgs, la ricerca di particelle supersimmetriche o altre particelle al di là di quelle previste dal MS. I due esperimenti differiscono principalmente per la configurazione dei magneti per il sistema di rivelazione dei muoni, nel primo è toroidale, nel secondo è solenoidale.
- **LHCb** (*Large Hadron Collider Beauty Experiment*) è stato progettato ed ottimizzato per lo studio delle proprietà del quark b e dell'asimmetria materia-antimateria. Dei quattro esperimenti LHCb è l'unico in cui non si scontrano due fasci di uguale energia, infatti, uno è a energia di regime e l'altro è ad energia di iniezione.

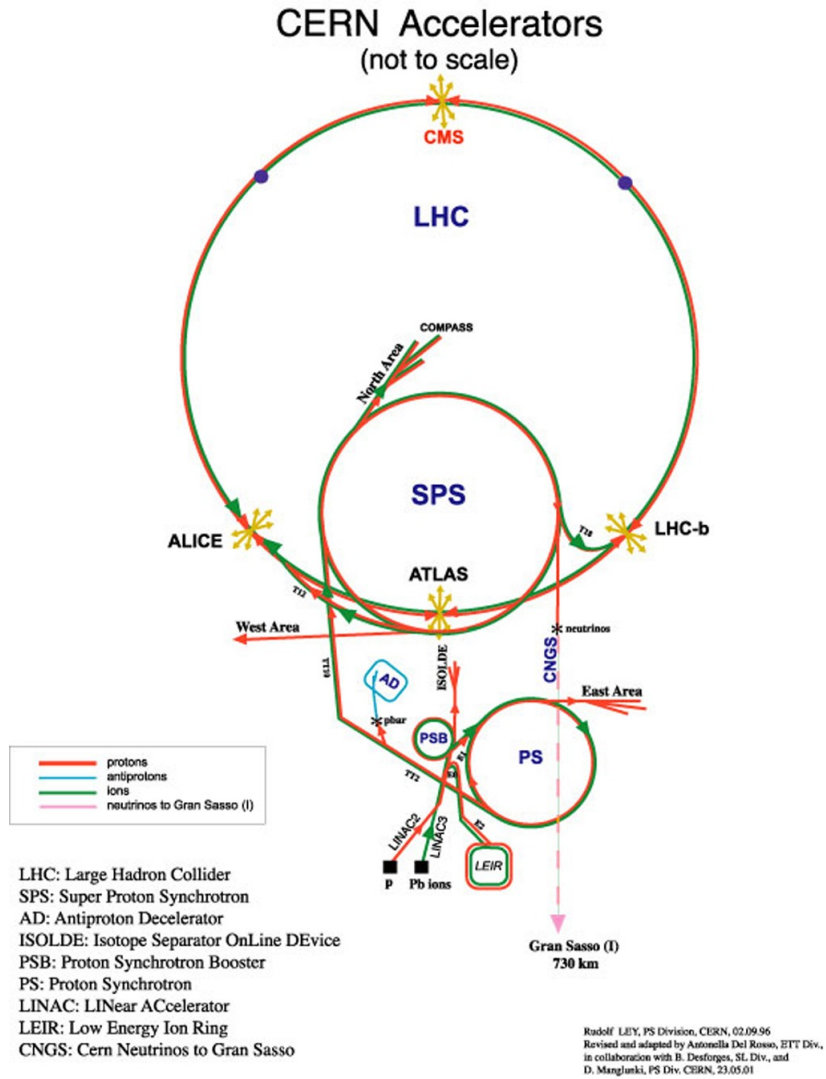


Figura 1.2: Disposizione degli esperimenti all'interno di LHC

1.2 CMS - Compact Muon Solenoid

La struttura di CMS permette di rivelare particelle derivanti dalla collisione di adroni e di misurare masse, momenti, energie e cariche, in quanto costituito da diversi sotto-rivelatori, che hanno il compito di ricostruire le diverse caratteristiche delle particelle prodotte nelle collisioni.

Per assicurare l'ermeticità CMS presenta una struttura cilindrica (*Barrel*) coassiale al fascio che copre la regione centrale, e due tappi (*Endcaps*) che coprono le regioni più vicine ai fasci, in modo da rispettare la simmetria cilindrica intorno all'asse del fascio. Le particelle cariche vengono curvate tramite l'utilizzo di un magnete solenoidale (da cui il nome) che genera un campo magnetico di 3.8 *Tesla*.

Un'altra caratteristica, che contraddistingue CMS dagli altri rivelatori degli esperimenti di LHC, è la sua costruzione: esso infatti non è stato costruito in un sito ma bensì in 15 sezioni diverse a livello del suolo per poi essere calato nel suo sito di assemblaggio vicino Cessy, in Francia, e riassembleto. Il rivelatore completo è lungo 21 *m*, largo 15 *m* e alto 15 *m*.

Considerata la geometria del CMS, si è soliti scegliere come sistema di coordinate un sistema polare orientato nel seguente modo:

- asse x: diretto verso il centro dell'anello di LHC e funge da coordinata orizzontale;
- asse y: diretto verso l'altro e rappresenta la coordinata verticale;
- asse z: diretto lungo la direzione del fascio.

Tuttavia le coordinate scelte per descrivere gli oggetti fisici sono coordinate cilindriche:

- 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 origine sull'asse z e crescente in senso orario.

Si usa spesso introdurre, al posto di θ , la pseudorapidità η definita come:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (1.4)$$

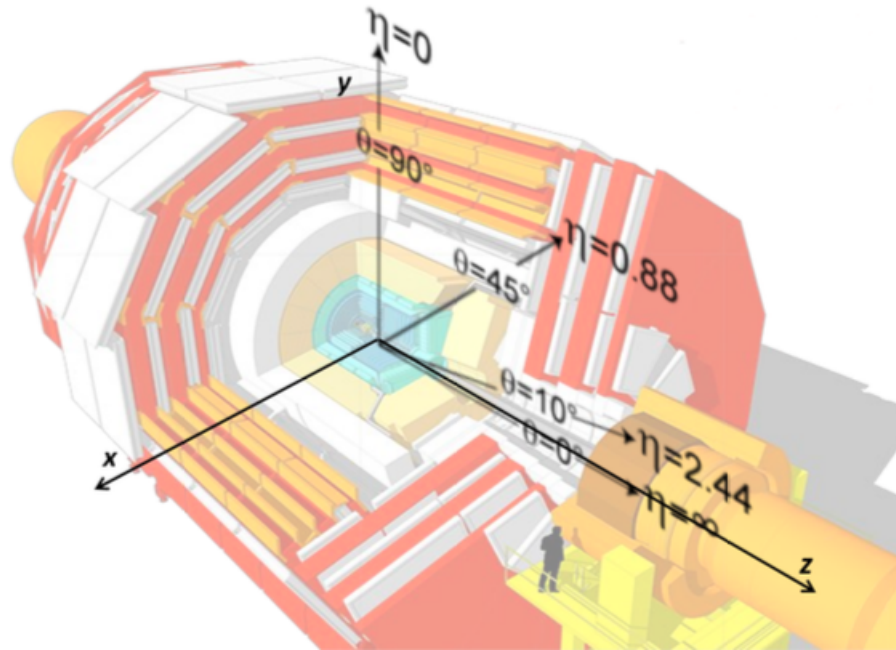


Figura 1.3: Sistema di coordinate utilizzato in CMS e la dipendenza funzionale η dall'angolo θ

Come si può vedere nella figura 1.3 l'angolo θ cresce a partire da 0, mentre η decresce da ∞ . Utilizzando queste coordinate, la distanza angolare lungo l'asse z , tra due particelle può essere descritta da un invariante di Lorentz:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \quad (1.5)$$

Il momento e l'energia delle particelle sono misurate nel piano $x - y$, per tale motivo, vengono chiamate *momento trasverso* e *energia trasversa*:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (1.6)$$

$$E_T = E \sin(\theta) \quad (1.7)$$

1.2.1 Sottorivelatori

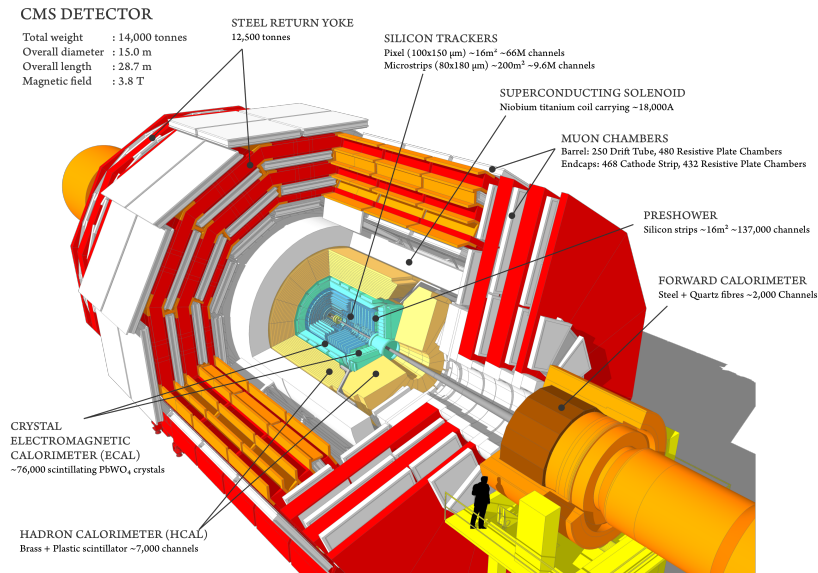


Figura 1.4: Rivelatori di CMS

Procedendo dal centro verso l'esterno, come si può vedere nella figure 1.4 e 1.5, si incontrano i seguenti dispositivi:

- **Tracker, o tracciatore**, utilizzato per rivelare la gran parte delle particelle cariche originate dalla collisione protone-protone, utilizzando dei rivelatori di silicio. Si sviluppa per 5,8 m di lunghezza e per un raggio < 1.2 m. Si divide in due parti:
 - **Rivelatore a pixel**, il più interno, utilizzato per la ricostruzione di particelle con brevissima vita media. Permette di misurare la posizione con una precisione di $10 \mu m$ per le misure radiali e di $20 \mu m$ per quelle trasversali.
 - **Rivelatore a microstrips**, più esterno, possiede una risoluzione tra $35 - 52 \mu m$ nella direzione radiale e $530 \mu m$ nella direzione trasversale.

Entrambi i rivelatori sono presenti sia nel *Barrel* che negli *Endcaps*, e sfruttano tecnologie a semi-conduzione per particelle cariche: quando vengono attraversati da particelle cariche, il silicio drogato, con cui sono costruiti, viene eccitato in modo da formare delle coppie di elettroni-lacuna. Gli elettroni, per effetto di un campo elettrico applicato, si muovono verso dei sensori dove danno luogo ad un impulso elettrico, che dura un nanosecondo. Il segnale viene poi amplificato per permettere la ricostruzione delle particelle punto per punto.

Il *tracker* copre una regione di pseudorapidità di $|\eta| < 2.5$.

- **Calorimetro elettromagnetico (ECAL)**, utilizzato per rivelare elettroni e fotoni e misurarne l'energia. È composto da cristalli scintillanti di tungstato di piombo ($PbWO_4$), che permettono l'assorbimento di elettroni e fotoni in 23 cm di lunghezza.

Il materiale scintillante, inoltre, copre una regione di pseudorapidità di $|\eta| < 3$ ed ha un tempo di decadimento di circa 10 ns , il che permette di raccogliere l'85% di luce in 25 ns , tempo che intercorre tra due *bunches* successivi.
- **Calorimetro adronico (HCAL)**, che permette di rivelare jet di adroni, neutrini ed altre particelle esotiche attraverso il calcolo dell'energia trasversa mancante. È formato da due parti: la prima si sviluppa tra il raggio esterno del calorimetro magnetico ($r = 1.77\text{ m}$) e il raggio interno del magnete superconduttore ($r = 2.95\text{ m}$), ed è collocata nel *barrel*; l'altra è, invece, collocata negli *endcaps* e copre una pseudorapidità di $|\eta| < 3$.

Negli *endcaps* troviamo anche un altro tipo di calorimetro adronico, il *Forward Hadron Calorimeter*, il cui funzionamento si basa sull'effetto *Cerenkov*, estendendo la regione di pseudorapidità a $|\eta| < 5.2$.
- **Magnete superconduttore**, utilizzato per raggiungere un campo magnetico di circa 4 T per curvare le traiettorie delle particelle ottenute nella collisione dei fasci in LHC. Nota la traiettoria, è infatti possibile misurare l'impulso di una particella e la sua carica elettrica. È per l'appunto un magnete solenoidale composto da spire di bobina superconduttrice con un diametro interno di circa 6 m ed una lunghezza di 12.5 m . Per impedire effetti di bordo e fare in modo che le linee di forza del campo magnetico esterno siano il più possibile uniformi, al di fuori della bobina, in modo da circondarla, si trova un "*iron joke*", lett. *giogo metallico*.
- **Rivelatori muonici**, utilizzati per l'individuazione dei muoni, che hanno scarsa interazione con i rivelatori più interni. Il sistema di rivelazione di muoni ha tre funzioni: riconoscimento dei muoni, misura del momento e triggering. La buona risoluzione del momento dei muoni ed il trigger sono possibili grazie all'intenso campo magnetico solenoidale ed alle barre di ritorno di flusso. Queste ultime permettono anche di assorbire gli adroni e di lasciar passare solo i muoni che vengono poi rivelati nelle *camere muoniche*.

CMS usa tre diversi tipi di rivelatori per la misurazione della posizione e del momento dei muoni:

- Camere a drift (*Drift Tube Chambers, o DT*) che misurano la posizione nel *barrel*;
- Camere a strip (*Cathode Strip Chambers, o CSC*) situate negli *Endcaps*;
- Camere a piatti resistivi (*Resistive Plates Chambers, o RPC*) situate sia nel *barrel* che negli *Endcaps*.

Il sistema di rivelazione dei muoni ricopre una superficie di 25000 m^2 per un'acceptabilità in pseudorapidità di $|\eta| < 2.4$.

- **Sistema di trigger e di acquisizione dati (DAQ)**, serve a selezionare e a immagazzinare gli eventi potenzialmente interessanti per l'analisi. Data la considerevole frequenza, alla quale vengono prodotti gli eventi alla luminosità di progetto di LHC, risulta impossibile l'immagazzinamento, ed è quindi necessario abbassare la frequenza degli eventi per permettere la scrittura su memoria.

Il sistema di trigger a tale fine, deve essere in grado di effettuare una selezione degli eventi rilevanti per la fisica e di ridurre la frequenza di questi in modo da consentire la scrittura su disco.

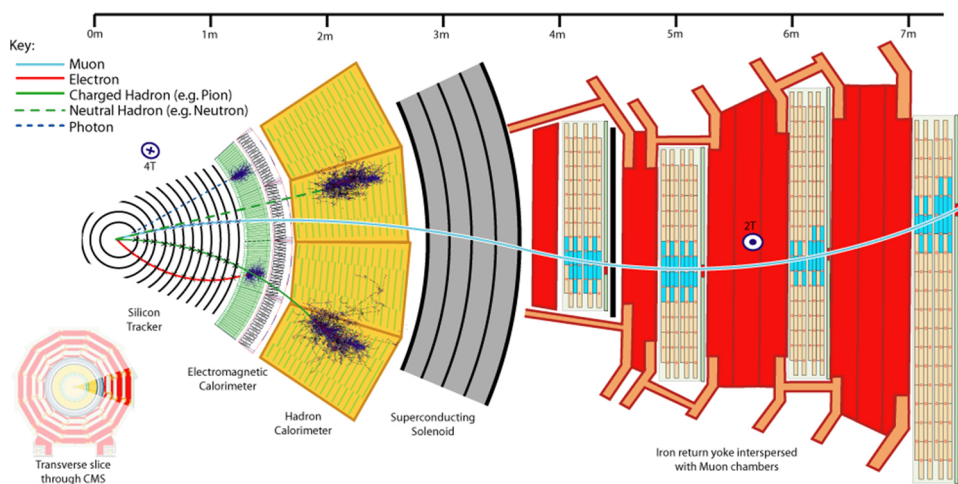


Figura 1.5: Sezione trasversa di CMS

Capitolo 2

Modello Standard e modelli Beyond the Standard Model

2.1 Il Modello Standard

A partire dagli anni '60 fu chiaro ai fisici che la descrizione tradizionale della materia, secondo cui questa è composta da soli protoni, neutroni ed elettroni, non era più sufficiente a spiegare le nuove evidenze sperimentali provenienti dai moderni acceleratori di particelle e dall'analisi dei raggi cosmici provenienti dallo spazio. Venne così formulato, a partire al 1961, il Modello Standard, con l'unificazione della forza elettromagnetica e debole proposta da Glashow, Salam e Weinberg e la teorizzazione della Cromo-Dinamica Quantistica (*Quantum Chromo-Dynamics, o QCD*), che spiega l'interazione forte responsabile, ad esempio, della coesione dei nucleoni. Fu poi ampliato con la predizione dell'esistenza di un bosone massivo, detto bosone di Higgs, in grado di fornire massa alle altre particelle elementari, e la cui conferma sperimentale è stata ottenuta solamente nel 2012 grazie agli esperimenti realizzati al CERN. Nonostante le conferme sperimentali, come quest'ultima, il Modello Standard non si può ancora ritenere completo, in quanto non include una descrizione per l'interazione gravitazionale e non prevede in alcun modo energia e materia oscura.

2.1.1 Le particelle elementari

Le particelle elementari sono i costituenti fondamentali della materia, ossia quelle che, allo stato attuale, si considerano indivisibili.

La prima divisione necessaria per categorizzare le suddette particelle è la seguente:

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

		tre generazioni della materia (fermioni)			mediatori delle forze/interazioni (bosoni)		
		I	II	III			
quark	massa	$\sim 2.2 \text{ MeV}/c^2$	$\sim 1.28 \text{ GeV}/c^2$	$\sim 173.1 \text{ GeV}/c^2$	0	$\sim 124.97 \text{ GeV}/c^2$	bosoni scalari
	carica	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0	
	spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0	
		u up	c charm	t top	g gluone	H Higgs	
		$\sim 4.7 \text{ MeV}/c^2$	$\sim 96 \text{ MeV}/c^2$	$\sim 4.18 \text{ MeV}/c^2$	0		
		$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0		
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0		
		d down	s strange	b bottom	γ fotone		
leptoni		$\sim 0.511 \text{ MeV}/c^2$	$\sim 105.66 \text{ MeV}/c^2$	$\sim 1.7768 \text{ GeV}/c^2$	$\sim 91.19 \text{ GeV}/c^2$		bosoni di gauge bosoni vettori
		-1	-1	-1	0		
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1		
		e elettrone	μ muone	τ tauone	Z bosone Z		
		$< 1.0 \text{ MeV}/c^2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	$< 18.2 \text{ MeV}/c^2$	$\sim 80.39 \text{ GeV}/c^2$		
		0	0	0	± 1		
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1		
		ν_e neutrino e	ν_μ neutrino μ	ν_τ neutrino τ	W bosone W		

Figura 2.1: Particelle elementari del MS

I fermioni sono suddivisi a loro volta in:

- **Leptoni** (Tab. 2.1), che hanno spin $\frac{1}{2}$ e sono capaci di interazioni elettromagnetiche e deboli. A loro volta sono suddivisi in leptoni carichi e neutrini. I primi hanno una carica $\frac{Q}{e} = -1$ (dove e è la carica dell'elettrone) e sono: elettrone (e), muone (μ) e tauone (τ); ciascuno di essi ha il proprio neutrino, così chiamato perché ha appunto carica 0.

Dunque i leptoni sono in tutto sei e ad ognuno di essi è associato il rispettivo *antileptone*, una particella con uguale massa ma con tutti i numeri quantici invertiti. Il Modello Standard prevede che i neutrini abbiano massa nulla, anche se esistono evidenze sperimentali recenti dalle quali risulta che i neutrini abbiano massa diversa da zero, seppure molto piccola.

Per i leptoni viene introdotto il numero leptonico L nel seguente modo:

- $L=1$ per i leptoni;
- $L=-1$ per gli antileptoni;
- $L=0$ per le altre particelle;

la cui somma algebrica deve conservarsi in ogni processo.

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

Tabella 2.1: Leptoni e le loro caratteristiche

- **Quark** (Tab. 2.2), che hanno spin $\frac{1}{2}$ e sono capaci di interazione elettromagnetica, debole e forte. Ne esistono in sei diversi sapori: *up* (u), *down* (d), *strange* (s), *charm* (c), *beauty* o *bottom* (b) e *top* o *truth* (t). Essi possiedono carica elettrica frazionaria, riportata nella tabella 2.2. Ogni quark possiede un *antiquark* associato, che ha stessa massa ma con tutti i numeri quantici invertiti. Ad ogni quark è associato un *numero barionico* B pari a $\frac{1}{3}$, mentre per gli antiquark è $-\frac{1}{3}$.

Quark e antiquark si combinano insieme in vari aggregati, chiamati *adroni*, come il protone e il neutrone (*nucleoni*). I nucleoni e i relativi stati eccitati costituiscono i *barioni*. Gli adroni a spin intero sono invece detti *mesoni*, tra cui vi è il *pione*, che possiede la massa minore.

<i>Particella</i>	<i>Massa (MeV/c²)</i>	<i>Q/e</i>
<i>u</i>	$1,5 - 3 \times 10^{-3}$	$2/3$
<i>d</i>	$3 - 5 \times 10^{-3}$	$-1/3$
<i>c</i>	$1,25 \pm 0,1$	$2/3$
<i>s</i>	$95 \pm 25 \times 10^{-3}$	$-1/3$
<i>t</i>	$174,2 \pm 3,3$	$2/3$
<i>b</i>	$4,2 - 4,7$	$-1/3$

Tabella 2.2: Quark e le loro caratteristiche

Nel Modello Standard le interazioni sono mediate dallo scambio di bosoni mediatori, o *bosoni di campo*:

- **fotoni** sono i mediatori delle interazioni elettromagnetiche. Hanno spin 1 e massa nulla.
- **bosoni W^\pm e Z** sono i mediatori delle interazioni deboli. Hanno spin 1 e massa rispettivamente di $80,41 \text{ GeV}/c^2$ e $91,19 \text{ GeV}/c^2$ e carica elettrica e , $-e$ e 0 .
- **gluoni** sono i mediatori delle interazioni forti. Hanno spin 1 e massa nulla.

Infine, non per importanza, ma solo per recente scoperta, vi è il *bosone di Higgs* rivelato per la prima volta negli esperimenti di CMS e ATLAS al CERN nel 2012, responsabile della massa delle particelle, inclusi i bosoni W e Z .

2.1.2 L'interazione elettrodebole

In natura esistono fermioni con elicità negativa detti fermioni *left-handed* e fermioni con elicità positiva detti fermioni *right-handed*. Tutti i fermioni left-handed possono interagire tramite interazione debole tramite lo scambio di bosoni mediatori a massa non nulla, ossia bosoni W^\pm e Z , ciò è causa del corto range in cui avviene l'interazione, circa $r \sim 10^{-18} \text{ m}$. A seconda che l'interazione sia mediata da bosoni W^\pm o bosoni Z , il processo si definisce di interazione di *corrente carica* o di *corrente neutra*. Nel primo caso il fermione uscente dalla reazione differisce da quello entrante di una unità di carica elettrica, mentre nel secondo caso il fermione uscente ha la stessa carica elettrica di quello entrante.

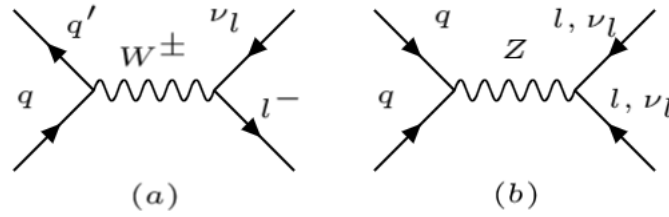


Figura 2.2: Diagrammi di Feynman di: (a) Processo di interazione di corrente carica; (b) Processo di interazione di corrente neutra

L'interazione debole viola la conservazione di parità (P), della carica (C), del loro prodotto (CP) e quindi per il teorema CPT si attende anche l'inversione temporale (T). Il fenomeno di mescolamento di sapore da una famiglia all'altra, cioè il passaggio da un quark con carica frazionaria positiva ad uno con carica frazionaria negativa, è descritto da Cabbibo, Kobayashi e Maskawa attraverso la matrice **CKM**:

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

La matrice CKM è una matrice unitaria e gli elementi sulla diagonale sono molto prossimi a 1, ciò significa che il quark q' in Figura 2.2 ha un'elevata probabilità di diventare un quark d se l'altro quark al vertice è u , di essere c se è s e di essere t se è b .

L'interazione elettromagnetica avviene, invece, tra particelle cariche elettricamente e tramite scambio di fotoni. Nel confrontare le due interazioni, elettromagnetica e forte, si è constatato che le due hanno quasi lo stesso ordine di grandezza, infatti, per energie leggermente più grandi di quelle dei bosoni di interazione ($\sim 100 \text{ GeV}/c^2$) è possibile unificare le due forze, come previsto dalla *teoria dell'unificazione* della forza elettrodebole proposta nel 1968 da Glashow, Salam e Weinberg.

2.1.3 L'interazione forte

A livello fondamentale la forza forte è quella che si esercita tra quark, essi interagiscono fra loro tramite lo scambio di *gluoni*, bosoni di massa nulla e spin 1. Come i quark, anche i gluoni sono presenti in differenti *colori*, una caratteristica paragonabile alla carica elettrica per la forza elettromagnetica. Mentre la carica elettrica si manifesta in sole due possibilità, positiva e negativa, i colori si manifestano in tre differenti colori: *rosso (R)*, *verde (G)* e *blu (B)*, con i rispettivi anticolori.

Le interazioni forti rispettano le simmetrie di carica C , di parità P e temporale T .

L'introduzione di una legge di conservazione del colore conduce a considerare i gluoni bicolore, ossia portatori di un colore e di un anticoloro. Ciò rende possibile l'esistenza di otto differenti gluoni.

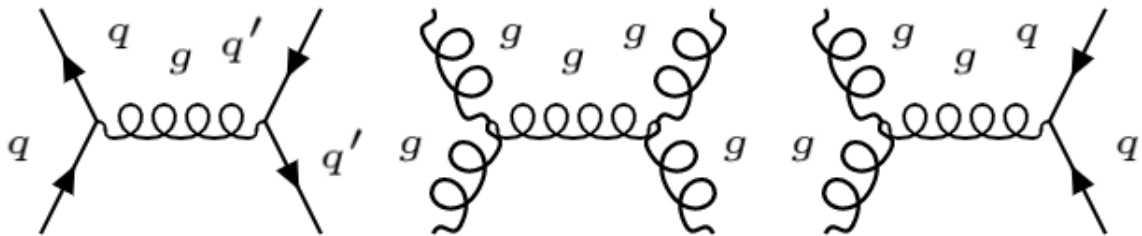


Figura 2.3: Vertici fondamentali dell'interazione forte

Essendo gli adroni gli unici ad essere composti da quark e capaci dell'interazione forte, il colore risulta confinato in essi. Questa proprietà, nota come *confinamento del colore*, comporta che un quark si combini con gli altri in modo da formare adroni non colorati. Non è quindi possibile osservare il colore direttamente: in natura non si osservano quark liberi, anche se il range di interazione risulta infinito, essendo i gluoni a massa nulla. Ciò dovuto alla proprietà della *libertà asintotica*, secondo cui l'intensità dell'interazione di colore diventa sempre più debole al diminuire della distanza delle coppie gluone-gluone. Dunque i quark all'interno degli adroni si comportano come particelle pressoché libere.

La teoria, che descrive in modo completo i quark e i loro meccanismi di interazione, è la *Quantum Chromo-Dynamics* (QCD). Esistono anche teorie che, ad una scala di energia di 10^{15} GeV, prevedono che le forze di interazione debole, elettromagnetica e forte diventino indistinguibili, anche se non sono mai state osservate.

2.2 *Beyond the Standard Model*

Come già detto finora, il Modello Standard è ancora una teoria incompleta che non spiega alcuni fenomeni, per tale motivo sono state sviluppate teorie alternative che cercano di dare loro una spiegazione col supporto delle nuove tecnologie.

La teoria della *Supersimmetria* (o **SUSY**, *Super Symmetry*), è una possibile estensione del Modello Standard che mira a colmare alcune lacune: essa unificherebbe le due classi di fermioni e bosoni tramite l'esistenza di particelle *spartner* con spin che differisce di mezza unità dalla particella *partner*. Inoltre, si prevede che la particella supersimmetrica più leggera sia stabile, elettricamente neutra e che interagisca debolmente con le particelle del Modello Standard. Queste sono le caratteristiche richieste per la Materia Oscura, che costituirebbe la maggior parte della materia dell'universo e terrebbe insieme le galassie.

Le **WIMPs**, *Weakly Interacting Massive Particles*, sono altre ipotetiche particelle candidate per comporre la materia oscura e verranno analizzate in seguito.

Ulteriori teorie BSM sono rappresentate dalle *Grand Unified Theories* (**GUTs**). Come il Modello Standard unifica le interazioni elettromagnetiche e quelle deboli, le GUTs propongono una teoria unificata delle interazioni, con l'esclusione di quella gravitazionale, ad alte energie ($\sim 10^{18} \text{ GeV}$). La prevista unificazione delle forze fornisce una spiegazione per la natura delle assegnazioni di carica del MS e la loro cancellazione accidentale di anomalie. Attraverso l'introduzione di nuovi campi e simmetrie, le GUTs possono risolvere molti dei problemi del MS: possono, infatti, fornire una spiegazione per la leggerezza delle masse dei neutrini, oltre a introdurre contributi aggiuntivi per spiegare alcune anomalie di sapore.

Un'altra pecca del MS risulta essere il problema della gerarchia, esso consiste nel fatto che il valore della massa del bosone di Higgs dipende, in modo pronunciato, dai valori delle masse di eventuali nuove particelle esistenti a scale più elevate. Oltre alla SUSY, esiste un altro modello atto a spiegare tale problema: l'*Higgs Composito* (**CHM**), esso si occupa in oltre di fornire una spiegazione alla valore così basso della massa dell'Higgs. In questo modello quest'ultimo è considerato come uno stato legato di nuove interazioni forti.

Queste nuove teorie predicono anche l'esistenza di ipotetici fermioni colorati, sensibili all'interazione forte, con una massa dell'ordine dei 2 TeV , detti *Vectors Like Quarks*, la cui esistenza è supportata dalla teoria che ne porta il nome.

Capitolo 3

Dark Matter

L'ipotesi dell'esistenza della materia oscura (*Dark Matter; DM*), ovvero di materia non luminosa e poco interagente con la materia ordinaria, è stata formulata per motivare delle anomalie provenienti da misure astrofisiche da cui risulta che vari oggetti luminosi abbiano molta più massa di quanta ne avrebbero se fossero composti solo dalla materia visibile.

3.1 Evidenze in campo astrofisico

I primi indizi dell'esistenza di materia oscura risalgono al 1933, anno in cui l'astronomo *Fritz Zwicky* stava studiando il moto di ammassi di galassie, in particolare l'ammasso della Chioma (*Coma cluster*). Egli si accorse che le galassie dell'ammasso si muovevano più velocemente di quanto fosse consentito dall'attrazione gravitazionale dovuta alla massa del cluster. Per fare questo, sfruttò una relazione che lega la luminosità di una stella alla sua massa (applicabile, per estensione, anche ad una galassia). Successivamente, egli stimò la velocità con cui le galassie nella periferia dell'ammasso si muovono rispetto all'ammasso stesso e da questa misura ricavò quale dovesse essere la massa totale necessaria per generare un'attrazione gravitazionale capace di mantenerle in orbita. La massa stimata, in questo modo, risultò essere molto maggiore di quella ottenuta dalla stima legata alla luminosità della galassia.

Il termine materia oscura, con cui ci si riferisce comunemente a questa componente addizionale di massa, deriva dal fatto che essa non emette luce.

3.1.1 La curva di rotazione delle galassie

Tra le prime evidenze di materia oscura in campo astrofisico vi è la misura delle curve di rotazione delle galassie, ovvero dell'andamento delle velocità rotazionali di oggetti astrofisici in funzione della loro distanza dal centro delle galassie.

Nell'ipotesi in cui la massa contenuta in una galassia sia solo quella visibile, e che il potenziale gravitazionale abbia simmetria sferica, la velocità rotazionale v di un oggetto su un'orbita di Keplero stabile con raggio r attorno al centro della galassia ha, per il teorema di Gauss, un andamento di forma $v(r) \propto \sqrt{M(r)/r}$ dove $M(r) = 4\pi \int \rho(r)r^2 dr$ è la massa contenuta all'interno dell'orbita e $\rho(r)$ è il suo profilo di densità. Se r è maggiore del raggio dalla parte visibile della galassia, la massa contenuta all'interno dell'orbita resta costante e $v(r) \propto \sqrt{1/r}$.

Le misure disponibili riguardo la curva di dispersione della velocità (nota come curva di rotazione delle galassie) sono compatibili con quanto atteso per bassi valori della velocità, per le quali si osserva un incremento lineare, mentre sono in disaccordo con le previsioni per alti valori delle velocità. In particolare, l'andamento misurato è una funzione costante. Questi andamenti si possono vedere in figura 3.1.

Questa discrepanza può essere spiegata assumendo che esista una componente di massa aggiuntiva, ossia un alone di materia oscura che non viene rivelata. Sfruttando il semplice modello con cui abbiamo ricavato la curva di rotazione, è possibile prevedere che, affinché si ottenga l'effetto osservato, tale componente di materia abbia una densità che diminuisca come $1/r^2$, sicché la massa contenuta in un certo volume dV sia proporzionale alla distanza dal centro. Ovviamente questa densità dovrà decrescere molto più rapidamente oltre un certo raggio, in modo da mantenere finita la massa della galassia.

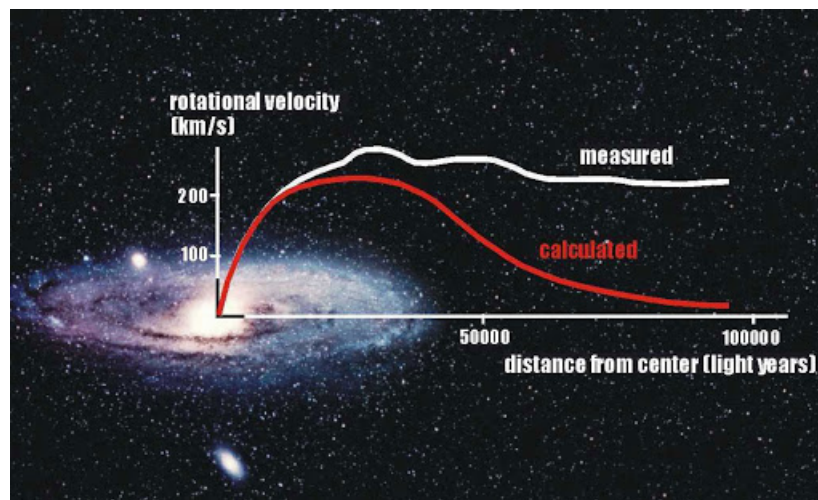


Figura 3.1: Rappresentazione schematica della curva di rotazione delle galassie

3.1.2 Lensing gravitazionale

Un'altra interessante evidenza di una componente di materia oscura è dovuta al *lensing gravitazionale*. Secondo la teoria della relatività generale, una massa provoca una deformazione dello spazio-tempo, di conseguenza, se tra una sorgente luminosa e un osservatore sulla Terra è presente una grande quantità di massa, la luce emessa dalla sorgente subirà una deflessione. La sorgente apparirà dunque deformata, sdoppiata o anche moltiplicata. Prove sperimentali di questo fenomeno sono date dalle cosiddette croci di Einstein o dagli anelli di Einstein, riportati in figura 3.2. Nel primo caso l'effetto di lensing produce l'immagine quadruplicata della stessa sorgente luminosa, formando una specie di croce, mentre nel secondo caso, caratterizzato da una maggior simmetria, le copie della sorgente formano un anello luminoso invece di una successione discreta di copie della sorgente. Di nuovo, la magnitudine di questo effetto è tale da richiedere una quantità di materia tra sorgente e osservatore che non è compatibile con la componente luminosa osservata.

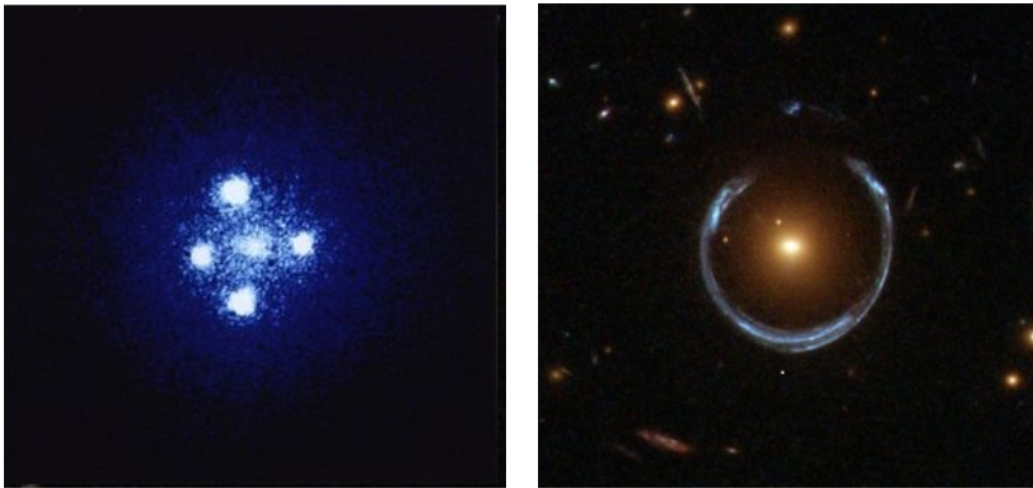


Figura 3.2: Due effetti differenti del lensing gravitazionale: a sx la "Croce di Einstein" e a dx gli "Anelli di Einstein"

Il fenomeno di lensing permette di ottenere una mappa della distribuzione di materia oscura intorno alle galassie. Sfruttando queste informazioni, è possibile ottenere delle stime sull'intensità di interazione di DM con sé stessa studiando la collisione tra ammassi di galassie e osservandone gli effetti sulla distribuzione di DM dopo la collisione. Un ammasso di galassie è composto sostanzialmente da galassie, gas intergalattico e materia oscura: quando due ammassi collidono, il gas viene decelerato ed emette radiazione osservabile, mentre il moto delle galassie rimane sostanzialmente imperturbato. Le conseguenze della collisione sulla componente di DM dipendono dall'intensità di

interazione di DM con sé stessa.

Nella figura 3.3 si osserva che la componente di materia oscura negli ammassi rimane praticamente imperturbata durante la collisione, evidenziando che essa non interagisce significativamente con sé stessa.

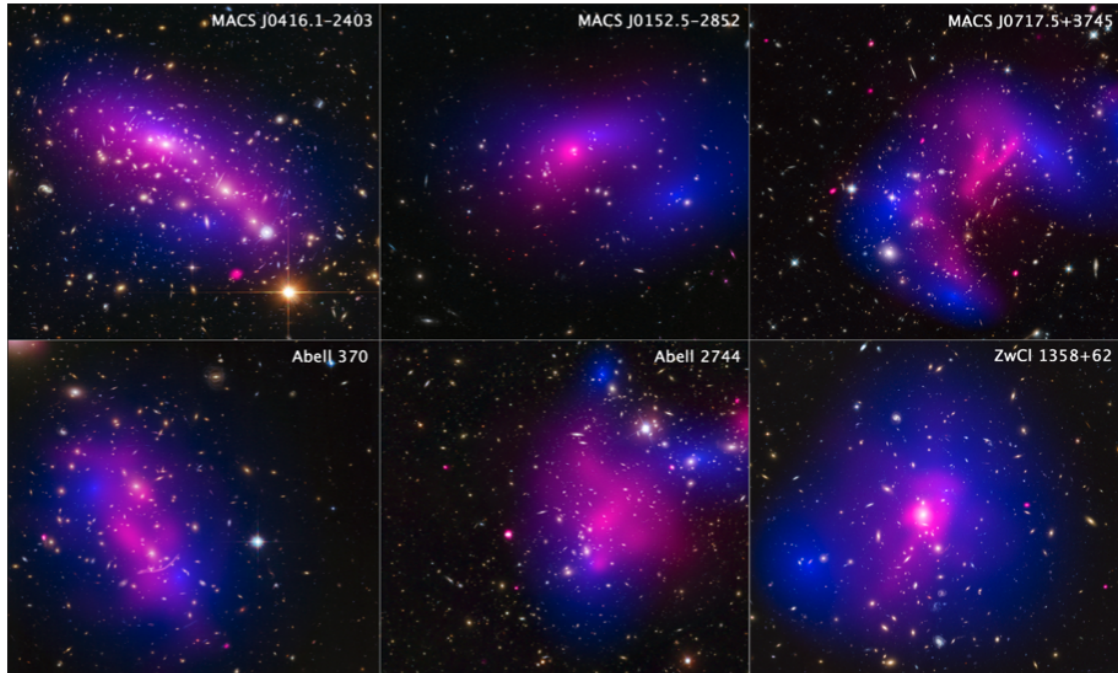


Figura 3.3: Immagini dello scontro tra ammassi di galassie ottenute grazie a *Hubble Space Telescope* e *Chandra X-Ray Observatory* della NASA. L'alone blu rappresenta la distribuzione di materia oscura dovuta al lensing gravitazionale, mentre l'alone rosa ottenuto grazie all'analisi a raggi X corrisponde alla nube di gas che circonda gli ammassi

Quando due ammassi collidono, le nubi di gas si scontrano e rallentano, mentre il moto delle galassie stesse viene perturbato in maniera molto minore, vista l'enorme distanza tra le stelle al loro interno. L'effetto sulla materia oscura può essere dedotto ricavandone la distribuzione dopo la collisione. Dall'osservazione che anche la materia oscura non subisce rallentamenti nel suo moto insieme alle galassie, si deduce che essa non interagisce né con la materia visibile, né con sé stessa.

Nonostante le evidenze, come quelle sopra elencate, ci sono fisici che non credono all'esistenza della materia oscura, tra questi vi è *Mordehai Milgrom*. Egli propose la cosiddetta *Modified Newtonian Dynamics* (MOND), secondo la quale l'effetto di accelerazione della periferia delle galassie osservato da Zwicky fosse dovuto soltanto al fatto che la teoria della gravitazione di Newton ed Einstein andasse "corretta". Nel 2018 c'è stata però un'osservazione che ha confutato la teoria MOND: è stata infatti scoperta dai ricercatori dell'università di Yale una galassia (NGC 1052-DF2) formata esclusivamente di materia ordinaria. La presenza di tale galassia è una conferma che "l'effetto materia oscura", proposto da Milgrom, non è corretto, infatti se questo fosse dovuto ad un "errore" non ancora corretto della teoria della gravità, non sarebbe possibile osservare galassie con una dinamica puramente newtoniana come la NGC 1052-DF2.

Le evidenze sperimentali sul comportamento della materia oscura ci permettono di ipotizzare che le sue particelle costituenti non siano capaci di interazione elettromagnetica (in caso contrario interagirebbero con i fotoni e non sarebbe più "oscura") né di interazione forte (se fosse così interagirebbe con la materia ordinaria e sarebbe facilmente rivelabile), e dunque siano capaci di interagire solo debolmente. Per questo motivo tra le candidate principali vi sono le *Weakly Interacting Massive Particles* (WIMPs).

3.2 WIMPs

Teoricamente le WIMPs non risentono di interazione elettromagnetica e forza forte, non costituiscono la materia ordinaria, sono stabili e massive (in particolare si stima che queste siano massive quanto il protone o cento volte tale).

Le caratteristiche delle WIMPs sono compatibili con l'ipotesi che la materia oscura sia stata prodotta come residuo termico del Big Bang. Nei primi istanti dopo il Big Bang l'Universo era denso e caldo e tutte le particelle erano in equilibrio termico. L'Universo, poi, ha iniziato a raffreddarsi raggiungendo un'energia inferiore a quella richiesta per la produzione di WIMPs di massa m_χ , quindi il numero di particelle di materia oscura ha cominciato a diminuire ma, poiché l'Universo ha continuato la sua espansione, non è andato a zero. Il processo è descritto dall'equazione di Boltzmann:

$$\frac{dn_\chi}{dt} = -3H(T)n_\chi - \langle\sigma_{Av}\rangle (n_\chi^2 - n_{eq}^2) \quad (3.1)$$

dove n_χ è la densità di particelle di materia oscura, $H(T) = \sqrt{(8\pi/3) \cdot G_\rho(T)}$ è il parametro di Hubble, $\langle\sigma_{Av}\rangle$ è la sezione d'urto di annichilazione tra le particelle di materia oscura e n_{eq} è la densità di particelle di materia oscura all'equilibrio termico. I termini n_χ^2 e n_{eq}^2 corrispondono, rispettivamente, ai processi di produzione di particelle del Modello Standard. A un certo punto dell'espansione, la densità di materia oscura ha raggiunto un valore così basso che la sezione d'urto tra le WIMPs è diventata troppo

piccola perché interagissero tra loro e il numero di WIMPs si è asintoticamente avvicinato ad una costante.

Nei modelli cosmologici l'abbondanza di una specie X si esprime in termini del parametro di densità $\Omega_X = \rho_X/\rho_{crit}$, dove ρ_{crit} è la densità critica per cui l'Universo smetterebbe di espandersi dopo un tempo infinito. Dalle varie misure, si ha che la densità dei barioni (B) e della materia oscura non barionica (DM) sono:

$$\Omega_B \simeq 0.0456 \pm 0.0016 \quad (3.2)$$

$$\Omega_{DM} \simeq 0.227 \pm 0.014 \quad (3.3)$$

La quantità di materia oscura risulta quindi circa 5 volte maggiore rispetto a quella di materia ordinaria.

Nel momento in cui $n_\chi \langle \sigma_A v \rangle = H(T)$ le WIMPs non sono più all'equilibrio termico (*freez out*) e si ha la densità

$$n_{\chi f} \sim (m_\chi T_f)^{3/2} e^{-m_\chi/T_f} \sim \frac{T_f^2}{M_{Pl} \langle \sigma_A v \rangle} \quad (3.4)$$

dove $M_{Pl} = 1/\sqrt{8\pi G}$ è la massa ridotta di Planck.

Indicando con 0 i valori attuali, il parametro di densità del residuo termico è

$$\Omega_\chi = \frac{m_\chi n_0}{\rho_{crit}} = \frac{m_\chi T_0^3}{\rho_{crit} T_0^3} \frac{n_0}{T_0^3} \sim \frac{m_\chi}{T_f} \frac{T_0^3}{\rho_{crit} M_{Pl} \langle \sigma_A v \rangle} \quad (3.5)$$

Il rapporto m_χ/T_f risulta essere costante (~ 20) indipendentemente dalla proprietà delle WIMPs, quindi queste sono particelle non relativistiche già prima che venga superato l'equilibrio termico.

Se la materia oscura fosse composta soltanto dalle WIMPs vediamo dall'Eq. 3.3 che $\Omega_\chi \sim 0.3$ e questo succederebbe se $\sigma_A \sim 10^{-39} \text{ cm}^2$, che corrisponde alla sezione d'urto attesa per particelle con massa dell'ordine di 100 GeV soggette a interazione debole. Se le WIMPs esistessero e fossero stabili, sarebbero state prodotte naturalmente con il parametro di densità compatibile con quello della materia oscura e questo le rende le candidate principali.

3.3 Modelli semplificati per ricerca di DM a LHC

Le ricerche dedicate alle particelle candidate di materia oscura rappresentano una parte integrante del programma di LHC. La produzione di DM in un collisore di adroni come LHC è rappresentata da eventi che allo stato finale presentano una grande quantità mancante di momento trasverso o energia (E_T). Tali eventi sono, appunto, i candidati di particelle di materia oscura stabile e sono generalmente indicati con il simbolo χ . Nei Run I e II di LHC, le collaborazioni di ATLAS e CMS hanno esaminato una grande varietà di segnali χ che coinvolgono jet adronici, di bosoni di gauge, di quark bottom o quark top, come quelli analizzati in questo lavoro.

Al fine di interpretare gli eccessi in termini dei momenti trasversi mancanti ottenuti con LHC e relazionarli con i valori derivanti dalla rivelazione diretta e indiretta, è necessario costruire una teoria di DM. Come si può vedere in figura 3.4, è possibile costruire un elevato numero di teorie per i modelli di materia oscura. Tutti questi modelli rappresentano lo "spazio delle teorie" delle principali possibili realizzazioni di fisica BSM con una particella candidata per la DM.

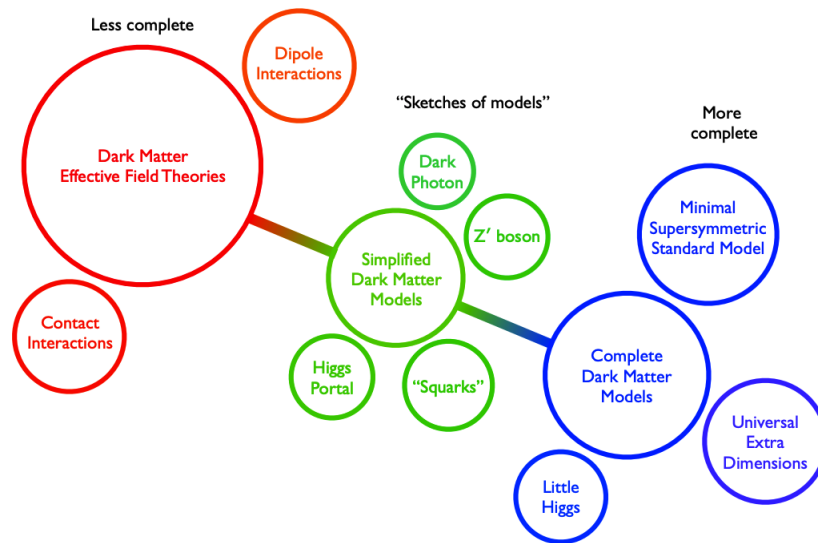


Figura 3.4: "Spazio delle teorie" per modelli di fisica BSM con particelle candidate per la DM.

Tuttavia è possibile proporre modelli più semplici e utili per la ricerca ad LHC, chiamati appunto *modelli semplificati* (simplified models).

Un modello semplificato della materia oscura deve soddisfare i tre seguenti criteri:

1. dev'essere sufficientemente semplice da formare un'unità in un modello più complesso;
2. dev'essere sufficientemente completo da poter descrivere accuratamente i fenomeni fisici rilevanti prodotti alle energie di LHC;
3. le particelle devono soddisfare la condizione su p_T non elevati nella maggior parte del suo spazio parametrico.

Per garantire che questi tre criteri siano soddisfatti poniamo ulteriori requisiti e restrizioni sulle particelle del modello semplificato:

- deve contenere un particella candidata di DM che sia stabile e che viva abbastanza da sfuggire ai rivelatori di LHC;
- la lagrangiana dovrebbe contenere (in linea di principio) tutti i termini rinormalizzabili e coerenti con l'invariante di Lorentz, le simmetrie di gauge del SM e la stabilità del DM;
- le interazioni aggiuntive non devono violare quelle predette dal MS, ciò significa che devono avvenire con la conservazione del numero leptonico e barionico e senza rompere le simmetrie di sapore.

I modelli semplificati sono quindi progettati specificamente per coinvolgere solo poche nuove particelle nell'interazione, alcune delle quali, possono essere intese come uno scenario di fisica BSM più generale. In particolare, consentono di descrivere correttamente la cinematica della produzione di DM a LHC, in virtù dei mediatori dinamici che contengono.

Alcuni esempi sulle misure effettuate ad LHC, ed in particolare con il rivelatore CMS, sono rappresentate in figura 3.5 e 3.6 [37]. In particolare, nella figura 3.5, sono rappresentate le misure astrofisiche con le relative sezioni d'urto escluse in verde e le misure di modelli semplificati in cui la DM è prodotta in associazione ad un quark top, con le relative sezioni d'urto escluse, in blu.

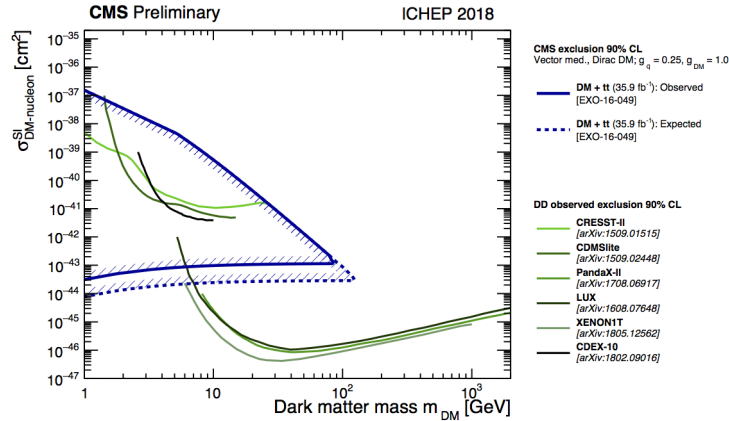


Figura 3.5: Limiti sulle sezioni d’urto χ -nucleone in funzione della massa della particella χ

In figura 3.6 sono, invece, rappresentate le ricerche effettuate ad LHC con il rivelatore CMS tramite diversi modelli semplificati di DM [37][38]. Si può inoltre notare che l’ultima ricerca effettuata sul modello semplificato che prevede la formazione di una particella di DM in associazione ad un quark top singolo è caratterizzata dall’ipotesi che la massa della particella mediatrice sia di 500 GeV .

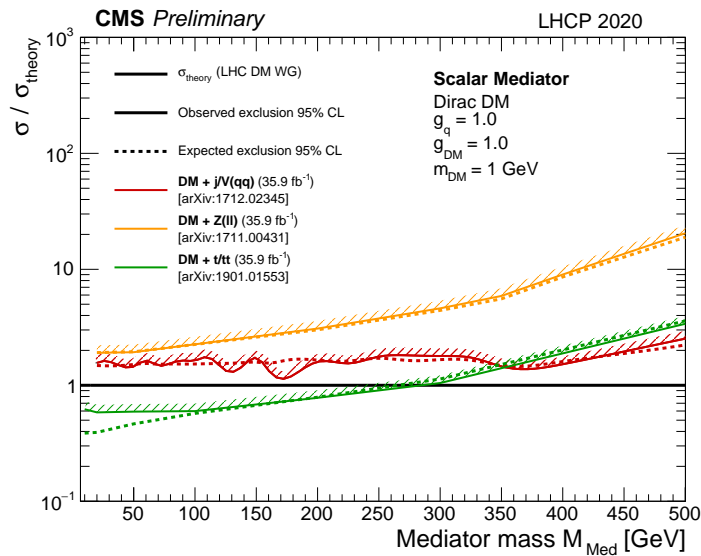


Figura 3.6: Limiti sulle sezioni d’urto di produzione di DM ad LHC in funzione della massa della particella ϕ

Nell’analisi proposta in questo lavoro di tesi verranno prese in considerazione particelle scalari mediatrici con massa di 500 e 1000 GeV , e quest’ultimo canale di ricerca non era mai stato analizzato prima.

Capitolo 4

Ricerca di particelle χ e analisi del processo

Nei capitoli precedenti sono state elencate le proprietà delle particelle candidate ad essere costituenti della materia oscura. In questo capitolo verrà utilizzato un modello semplificato di DM per la ricerca di queste ultime nelle collisioni protone-protone di LHC. Il modello considerato per questo lavoro di tesi è rappresentato in figura 4.1, e prevede la produzione di DM in associazione ad un quark top singolo: l'interazione delle particelle χ con quelle del MS è mediata da una bosone scalare (sc) o pseudoscalare (ps)¹ neutro ϕ .

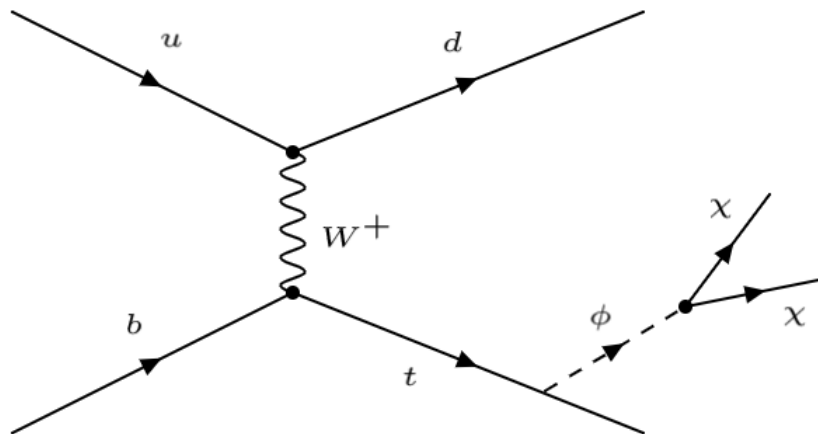


Figura 4.1: Esempio di diagramma di Feynman della produzione della particella di materia oscura χ in associazione ad un quark top singolo

¹Il bosone ps e quello sc hanno spin 0, ma sotto cambiamento di parità i bosoni ps invertono il segno.

In questa analisi è stata fatta l'ipotesi che la massa del bosone ϕ fosse pari a $500 \text{ GeV}/c^2$ e $1000 \text{ GeV}/c^2$, poiché rappresentano il limite delle precedenti analisi [29] (vedi Fig. 3.6). Inoltre è stata ipotizzata la massa della particella χ di 1 GeV in quanto questa è la regione dove le ricerche astroparticellari sono meno efficienti e dove l'analisi può dare il maggior contributo, come si può vedere in Figura 3.5.

L'analisi è stata effettuata su campioni ottenuti da simulazioni Monte Carlo (MC) e sono stati scelti dei fondi del Modello Standard che prevedono la stessa configurazione di stato finale, ossia coppie di quark top e antiquark top (t/\bar{t}) prodotte ad energie elevate, il cui diagramma di Feynman è presente in figura 4.3. Tali campioni sono stati appositamente generati con una massa della coppia $t\bar{t}$ compresa tra 700 e $1000 \text{ GeV}/c^2$ e maggiore di $1000 \text{ GeV}/c^2$, e poi sommati assieme con delle apposite sezioni d'urto. Successivamente i fondi verranno indicati rispettivamente con le sigle TTF700 e TTF1000.

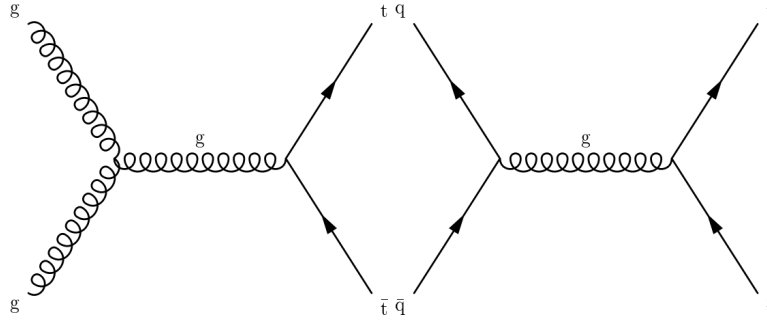


Figura 4.2: Diagramma di Feynman del processo t/\bar{t}

I valori delle sezioni d'urto dei fondi $t\bar{t}$ considerati sono: 80 pb per TTF700 e 20 pb per TTF1000.

Nella tabella 4.1 vengono elencate le sezioni d'urto per i bosoni ϕ considerati in questa ricerca.

Tipologia	$m_\phi [\text{GeV}]$	$m_\chi [\text{GeV}]$	$\sigma [\text{pb}]$
scalare	500	1	$(43.85 \pm 0.08) \cdot 10^{-4}$
scalare	1000	1	$(22.27 \pm 0.03) \cdot 10^{-5}$
pseudoscalare	500	1	$(23.99 \pm 0.04) \cdot 10^{-4}$

Tabella 4.1: Valori della sezione d'urto di produzione di bosoni ϕ che decadono in coppie $\chi\chi$.

4.1 Ricostruzione degli oggetti e analisi dati

I campioni MC analizzati presentano una molteplicità di eventi con differenti proprietà e caratteristiche. Ai fini di tale ricerca sono stati selezionati i differenti oggetti in base alle proprietà fisiche. A seguito verranno proposti i lavori di ricostruzione per tali oggetti ai fini della ricerca della particella χ .

Prima di procedere alla ricostruzione degli oggetti è stata posta una selezione sugli eventi utili in modo tale che questi non presentassero leptoni nello stato finale. Per fare ciò sono stati scartati gli eventi in cui figurassero muoni [34] con momento trasverso (p_T) maggiore di $30 \text{ GeV}/c$ ed elettroni [33] con $p_T > 20 \text{ GeV}/c$.

Un ulteriore criterio di selezione degli eventi è stato scartare quelli che avessero energia trasversa mancante (*Missing Transverse Energy*, MET) minore di 150 GeV .

La MET corrisponde al modulo vettore momento nel piano x-y che manca alla chiusura cinematica dell'evento, detto impulso trasverso mancante. Tale vettore è l'opposto della somma vettoriale dei momenti nel piano x-y di tutte le particelle ricostruite in CMS, e presenta un eccesso nel caso di particelle non rivelate, come neutrini molto energetici oppure, nel caso del nostro segnale, candidati di materia oscura, non rivelabile in altri modi.

Per la ricostruzione dei quark è stata definita una selezione su jet adronici definiti AK8 e AK4: il suffisso "AK" sta ad indicare l'algoritmo anti-kt [35], mentre i numeri indicano il raggio (R) delle porzioni di angolo solido coperta dal jet stesso ($R = 0,4$ e $R = 0,8$). R è definito nella metrica $\phi - \eta$ (Fig. 1.3 Eq. 1.5) nel seguente modo:

$$R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (4.1)$$

Inoltre verranno analizzati due casi distinti per i due jet:

- caso *merged*, in cui i genitori del decadimento sono molto boostati, per cui il top decade in un jet largo (AK8) in cui risultano indistinguibili il jet b e prodotti del W;
- caso *semiresolved*, in cui genitori del decadimento sono meno boostati rispetto al caso precedente, per cui il decadimento del top è suddiviso in un jet largo contenente i prodotti di decadimento del W e un jet stretto (AK4) proveniente dall'adronizzazione del b.

Lo stato successivo consiste nell'individuare le due collezioni di jet stretti e larghi ed individuarne le relative componenti. Per raggiungere tale scopo è stato graficato lo spettro di massa invariante dei jet larghi (Fig. 4.3)

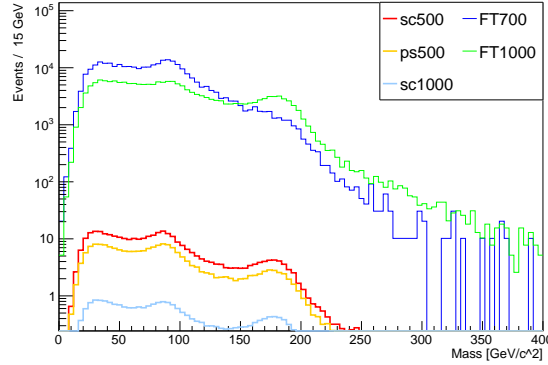


Figura 4.3: Spettro di massa invariante dei jet AK8. In rosso, giallo e azzurro troviamo gli eventi del MC rispettivamente con massa di ϕ di 500, 500 e 1000 GeV , in cui la sigla "sc" sta per mediatore scalare, mentre "ps" per pseudoscalare. In blu e verde sono invece rappresentati i fondi $t/\bar{t} + DM$ rispettivamente per massa invariante compresa tra 700 e 1000 GeV/c^2 (FT700) e per massa invariante maggiore di 1000 GeV/c^2 (FT1000)

Nei grafici a seguire verrà utilizzata la stessa convenzione grafica per indicare i canali e fondi su cui si è lavorato.

Come si può notare in figura 4.3 sono presenti due picchi, rispettivamente intorno alla massa del top (circa $173 GeV/c^2$) e del W (circa $80 GeV/c^2$). Il passaggio successivo dell'analisi è stato infatti selezionare i quark top tramite una finestra di massa tra 150 e 200 GeV/c^2 (Fig. 4.4) e i W attraverso un'altra finestra di massa tra 50 e 120 GeV/c^2 (Fig. 4.5).

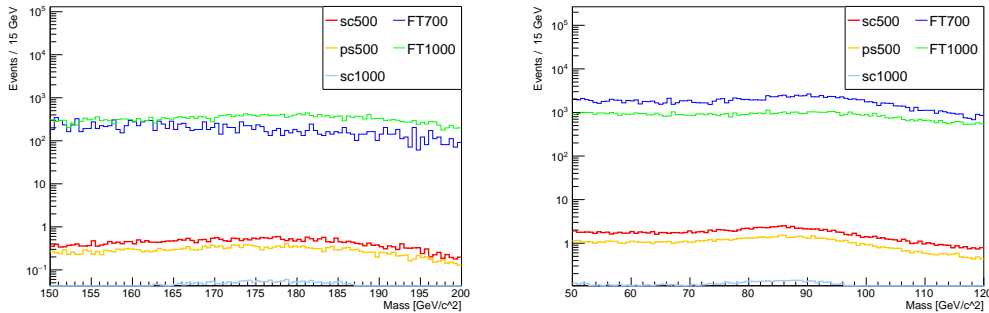


Figura 4.4: Rispettivamente a sx e dx: distribuzione di massa invariante del quark top e distribuzione di massa invariante del bosone W

Per la selezione del quark b è stato necessario ricorrere ad un algoritmo di *b-tagging* [36], DeepCSVM posto uguale a 1, e imporre che il p_T sia maggiore di 30 GeV/c . Gli algoritmi di *b-tagging* identificano i jet provenienti da un mesone B, e quindi originati

da un quark b . Sfruttano in particolare la vita media dei mesoni, che decadono a una distanza apprezzabile dal punto di collisione dei fasci, e sono così distinguibili dalla maggioranza delle altre particelle che di solito compongono i jet.

Ottenuti quindi gli elementi necessari per distinguere i casi merged e semiresolved, è stata graficata la MET per entrambi i casi:

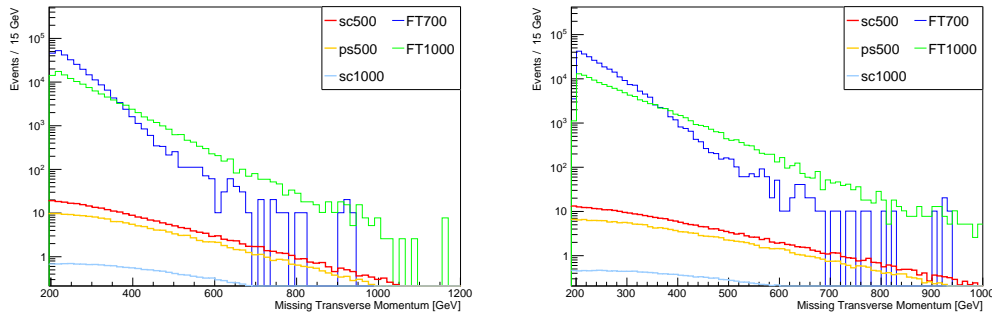


Figura 4.5: Rispettivamente a sx e dx: la MET nel caso merged e la MET nel caso semiresolved.

L'ultima selezione è stata effettuata sulle variabili angolari che caratterizzano ogni evento: η e ϕ , questi ultimi sono stati rispettivamente massimizzati e minimizzati. Il MinDphi è la distanza angolare minima tra i jet e la MET nel piano x-y nel riferimento del CMS (Fig. 1.3). In media nei processi del MS una componente importante dell'energia mancante è dovuta ai neutrini all'interno dei jet, per eliminare questa componente dai fondi è stato necessario richiedere che il MinDphi avesse un valore minimo di 0.6 rad .

Nella figura 4.7 si può vedere l'andamento del minDphi degli eventi considerati.

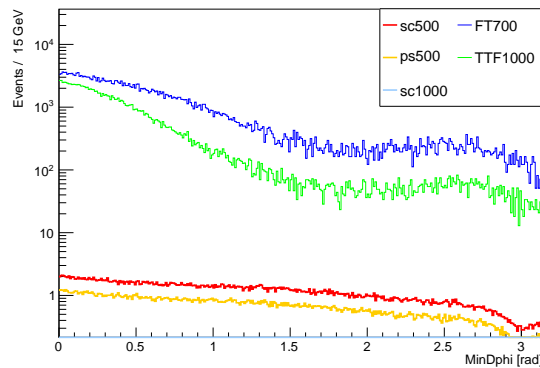


Figura 4.6: Plot del minDphi

È stato poi richiesto che $|\eta|$ fosse maggiore di 2.5, questo poiché tipicamente il quark entrante che partecipa all'interazione con il bosone W nella produzione del top è un quark di valenza proveniente dalla collisione, quindi con p_z molto elevato (corrispondente ad un θ molto basso e quindi η alto, vedi Eq. 1.4).

Sono di seguito riportate, in figura 4.8 e 4.9, le distribuzioni del momento trasverso p_T e della MET dopo la selezione per il caso merged e per il caso semiresolved.

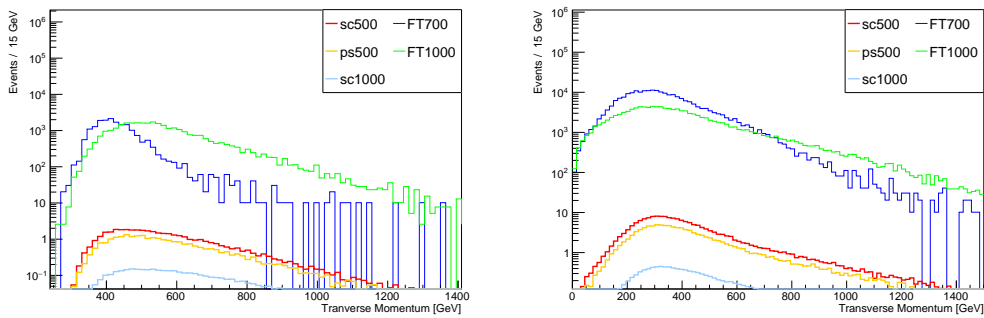


Figura 4.7: Rispettivamente a sx e a dx: p_T nel caso merged e p_T nel caso semiresolved

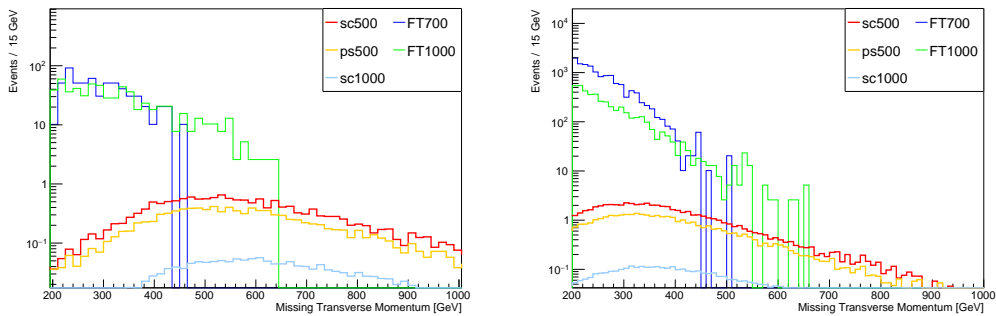


Figura 4.8: Rispettivamente a sx e dx: la MET nel caso merged e la MET nel caso semiresolved

Nella figura 4.8 si può vedere l'efficienza dei tagli effettuati per la ricostruzione degli oggetti.

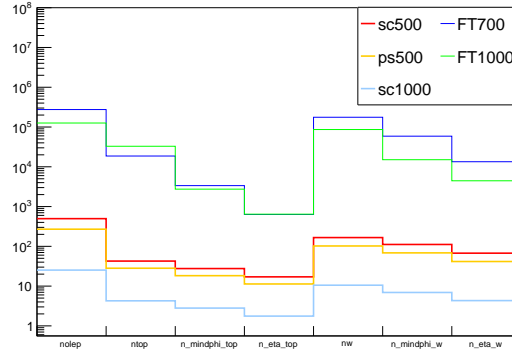


Figura 4.9: Eventi sopravvissuti per ogni selezione effettuata: nolep indica il numero di eventi senza leptoni nello stato finale; ntop e nw indicano rispettivamente il numero di quark top e bosoni W selezionati attraverso le finestre di massa considerate; n_mindphi_top e n_mindphi_w indicano rispettivamente il numero di quark top e bosoni W sopravvissuti alla selezione su $\text{minDphi} > 0.6$; n_eta_top e n_eta_w indicano rispettivamente il numero di quark top e bosoni W sopravvissuti alla selezione su $|\eta| > 2.5$

Completata la ricostruzione degli oggetti fisici, è stato possibile analizzarli dal punto di vista fisico. Per fare ciò è stata introdotta una nuova grandezza: la *significance* Z , che mette in relazione l'analisi dei risultati con i fondi $t/\bar{t} + DM$. Quest'ultima si può esprimere sia in funzione della sezione d'urto σ che in funzione della luminosità integrata (L).

$$Z(\sigma) = \frac{N_S(\sigma)}{\sqrt{N_S(\sigma) + N_B(\sigma)}} \quad Z(L) = \frac{N_S(L)}{\sqrt{N_S(L) + N_B(L)}} \quad (4.2)$$

dove N_S rappresenta il numero di eventi di segnale del singolo canale, calcolato mediante l'integrale della distribuzione, e N_B rappresenta il numero degli eventi di fondo, calcolato facendo la somma degli integrali delle distribuzioni dei fondi utilizzati: $N_B = B_{700} + B_{1000}$.

Nella tabella 4.1 vi sono riportati i valori della sezione d'urto utilizzati per il calcolo della significance. Per la luminosità integrata sono stati invece utilizzati i seguenti valori:

- 137 fb^{-1} corrispondente al Run II, presa dati di LHC dal 2016 al 2018;
- 400 fb^{-1} corrispondente al Run III, presa dati di LHC a partire dal 2021;
- 4000 fb^{-1} luminosità prevista dal progetto a *Hi-Lumi*.

Luminosità [fb^{-1}]	Z_{sc500}	Z_{ps500}	Z_{sc1000}
137	0.95672	0.643982	0.107604
400	1.63476	1.10038	0.183865
4000	5.16957	3.47971	0.581433

Tabella 4.2: Valori della significane Z calcolati per i diversi valori della luminosità integrata nel caso merged

Luminosità [fb^{-1}]	Z_{sc500}	Z_{ps500}	Z_{sc1000}
137	2.04961	1.33907	0.160847
400	3.50221	2.28808	0.274842
4000	11.075	7.23556	0.869125

Tabella 4.3: Valori della significane Z calcolati per i diversi valori della luminosità integrata nel caso semiresolved

Inoltre, sono stati calcolati i diversi valori della sezione d'urto necessari affinché la significane fosse 3 in funzione di diversi valori di luminosità integrata.

Luminosità [fb^{-1}]	σ_{sc500}	σ_{ps500}	σ_{sc1000}
137	0.0147198	0.0120892	0.00683837
400	0.0241301	0.019819	0.01121
4000	0.0733084	0.0602097	0.0340552

Tabella 4.4: Valori della sezione d'urto in funzione della luminosità integrata calcolati affinché Z sia uguale a 3 nel caso merged

Luminosità [fb^{-1}]	σ_{sc500}	σ_{ps500}	σ_{sc1000}
137	0.00656743	0.00559365	0.0044479
400	0.0108899	0.0092765	0.00737525
4000	0.0334572	0.0284991	0.0226587

Tabella 4.5: Valori della sezione d'urto in funzione della luminosità integrata calcolati affinché Z sia uguale a 3 nel caso semiresolved

Confrontando i valori presenti nella Tabelle 4.5 e 4.4 con quelli della Tabella 4.1, si può notare che la sezione d'urto utilizzata è sufficiente affinché Z sia significativa nel caso semiresolved e nell'ipotesi di un mediatore scalare ϕ con massa di 500 GeV . Nel caso merged è invece necessario considerare una sezione d'urto di un ordine di grandezza superiore affinché Z sia significativa.

Conclusione

Il Modello standard (MS) è la teoria fisica che meglio descrive tre delle quattro interazioni fondamentali note: l'interazione forte, elettromagnetica e debole e tutte le particelle elementari ad esse collegate. Nonostante ciò esso presenta alcune falle, tra cui la non categorizzazione di particelle di materia oscura. La materia oscura è così chiamata perché dalle prove sperimentali che ne attestano l'esistenza, risulta non interagire in maniera elettrostatica e forte. Per tale motivo esistono dei modelli semplificati di ricerca, come quelli utilizzati ad LHC, che prevedono stati finali con la formazione di particella candidate di DM che interagiscono solo debolmente.

In questa lavoro di tesi è stata ricercata una particella χ , candidata di DM, prodotto secondo un modello, detto *simplified model*, che prevede la produzione in associazione ad un quark top singolo e la cui interazione è mediata da una particella scalare o pseudoscalare di massa 500 o 1000 GeV . Utilizzando i dati forniti dal Run II di LHC, e lavorando con una luminosità integrata di $137 fb^{-1}$, è stato possibile selezionare gli oggetti fisici necessari per la ricostruzione del modello sopra descritto. Con tali oggetti è stato possibile calcolare la significance Z rispetto al segnale di fondo principale, costituito dalla coppia $t\bar{t}$ prodotto ad energie elevate, al di sopra della soglia di produzione. Tale significance si è rivelata apprezzabile nel caso semiresolved ed in particolare nell'ipotesi di una particella mediatrice scalare con massa di 500 GeV . Si può quindi concludere che questa analisi è molto promettente per la ricerca dei segnali della particella χ , candidata di materia oscura, nelle ipotesi effettuate.

È stata calcolata anche la significance per la luminosità integrata di 4000 fb^{-1} prevista per il progetto futuro Hi-Lumi, anche in questo caso, l'ipotesi di una particella mediatrice scalare con massa di 500 GeV , e con la relativa formazione di particelle χ di 1 GeV , risulta avere le migliori prestazioni, consistenti in entrambi i modelli.

Questa analisi si può completare con l'aggiunta di altri segnali di DM possibili ed esteso considerando l'aggiunta di canali leptonici del quark top, e le sue prestazioni possono essere migliorate tramite l'uso di tecniche di analisi più avanzate.

Bibliografia

- [1] L. Evans, P. Bryant, "*LHC Machine*", <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>
- [2] The ATLAS Collaboration, "*The ATLAS Experiment at the LHC*", <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>
- [3] The ALICE Collaboration, "*The ALICE experiment at the LHC*", <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>
- [4] The LHCb Collaboration, "*The LHCb Detector at LHC*", <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005>
- [5] The CMS Collaboration, "*The CMS experiment at the LHC*", <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>
- [6] F. Halzen and A. D. Martin, "*Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*" <https://inspirehep.net/literature/205394>
- [7] S. Krane, "*Introductory Nuclear Physics*", John Wiley and Sons Inc (1987)
- [8] B. Povh, "*Particles and Nuclei: An Introduction to the Physical Concepts*", DOI: 10.1007/3-540-36684-9
- [9] B. R. Martin, "*Nuclear and Particle Physics*", DOI:10.1002/0470035471
- [10] J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, "*Gauge Theory in Particle Physics*" Vol 1 e Vol 2
- [11] P. Langacker, "*Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics*", arXiv:0901.0241
- [12] 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)
- [13] A. Salam, "*Elementary particle Theory*", Ed. N. Svarholm (1968)
- [14] S. Weinberg, "*A Model of Leptons*", <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264>

BIBLIOGRAFIA

- [15] P. Higgs, "*Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*", <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508>
- [16] F. Englert and R. Brout, "*Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*", <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321>
- [17] N. Cabibbo, "*Unitary Symmetry and Leptonic Decays*", <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.10.531>
- [18] M. Kobayashi, T. Maskawa, "*CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*", <https://doi.org/10.1143/PTP.49.652>
- [19] M. Y. Han, Y. Nambu, "*Three-Triplet Model with Double SU(3) Symmetry*", <https://doi.org/10.1103/PhysRev.139.B1006>
- [20] M. Gell-Mann, "*Symmetries of Baryons and Mesons*", <https://doi.org/10.1103/PhysRev.125.1067>
- [21] Florian Goertz - "*Composite Higgs theory*", <https://arxiv.org/abs/1812.07362>
- [22] 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
- [23] V. Trimble, "*Existence and Nature of Dark Matter in the Universe*", DOI: 10.1146/annurev.aa.25.090187.002233
- [24] D. Clowe et al., "*A direct empirical proof of the existence of dark matter*" DOI: : 10.1086/508162. arXiv:astro-ph/0608407
- [25] S. Capozziello e M. Funaro, "*Introduzione alla relatività generale con applicazioni all'Astrofisica Relativistica e alla Cosmologia*", Liguori Editore (2005)
- [26] J. L. Feng, "*Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection*", DOI: 10.1146/annurev-astro-082708-101659. arXiv: 1003.0904
- [27] 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>
- [28] J. de Swart, G. Bertone and G. van Dongen, "*How Dark Matter Came to Matter*", arXiv:1703.00013v2
- [29] 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

- [30] D. Pinna, *Search for Dark Matter in Association with Top Quarks with the CMS Detector*, CERN-THESIS-2017-211
- [31] D. Pinna, *Searches for dark matter in hadronic final states with CMS*, DOI: <https://doi.org/10.22323/1.314.0078>
- [32] 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>
- [33] 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>
- [34] 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>
- [35] 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>
- [36] The CMS collaboration, *Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV*, <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/13/05/P05011>
- [37] The CMS collaboration, *CMS Exotica Summary plots for 13 TeV data* <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SummaryPlotsEXO13TeV>
- [38] The CMS collaboratio, *Exotica Publications*, <http://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/EXO/DM.html>
- [39] ATLAS Exotics Working Group Conveners, *Exotics Physics Searches*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ExoticsPublicResults>